



HAL
open science

Nanoparticules dans le milieu interplanétaire : observations spatiales et théorie

Soraya Belheouane

► **To cite this version:**

Soraya Belheouane. Nanoparticules dans le milieu interplanétaire : observations spatiales et théorie. Autre [cond-mat.other]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2014. Français. NNT : 2014PA066106 . tel-01086185

HAL Id: tel-01086185

<https://theses.hal.science/tel-01086185>

Submitted on 23 Nov 2014

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 Pierre et Marie Curie

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

*Laboratoire d'études spatiales et d'instrumentation en astrophysique LESIA
Pole Plasma*

Nanoparticules dans le milieu interplanétaire : Observations spatiales et théorie

Par Soraya Belheouane

Thèse de doctorat en Astronomie et Astrophysique

Dirigée par Nicole Meyer-Vernet, Karine Issautier, et Yannis Zouganelis

Présentée et soutenue publiquement le 22 Mai 2014

Devant un jury composé de :

Mme Pierrard Viviane	Professeur à l'Université catholique de Louvain	Rapporteur
M. Krasnoselskikh Vladimir	Directeur de Recherche au CNRS	Rapporteur
M. Savoini Philippe	Professeur à l'UPMC	Examineur
M. Mazelle Christian	Directeur de Recherche au CNRS	Examineur
Mme. Meyer-Vernet Nicole	Directrice de Recherche émérite au CNRS	Examineur
Mme. Issautier Karine	Directrice de Recherche au CNRS	Invitée
M. Zouganelis Yannis	Chef adjoint de projet scientifique à l'ESA	Invité

Remerciements

Le présent travail de thèse a été réalisé grâce à la bienveillance de nombreuses personnes et en étroites collaborations avec mes directeurs de thèse. J'ai été chaleureusement accueillie au LESIA et agréablement surprise par la bonne humeur qui règne dans ce laboratoire.

Tout d'abord, je remercie énormément mes directeurs de thèse Nicole Meyer-Vernet, Karine Issautier, et Yanis Zouganelis d'avoir encadré mon travail, de m'avoir soutenue, guidée, et aidée tout au long de ma thèse. Je vous remercie pour toute l'attention que vous m'avez accordée. Un grand merci à Nicole et Karine pour votre gentillesse, votre disponibilité, votre appuie, et votre patience. Je te remercie Nicole pour tout ce que tu m'a appris, pour ta gentillesse, pour le temps que tu m'a consacré, pour la rigueur du travail de recherche que tu m'a enseigné. Je suis consciente du fait que j'ai eu la chance de faire une thèse avec une scientifique de haut rang tel que Nicole Meyer-Vernet. Je te remercie Karine pour tes encouragements, ton aide, ta disponibilité, ta bonne humeur, pour tout ce que tu m'a appris sur le vent solaire, et surtout d'avoir cru en moi jusqu'au bout. Merci à toi Yanis pour ta gentillesse, pour tes conseils, pour tes encouragements, pour ton soutien psychologique, ainsi que pour ta bonne humeur. Je remercie vivement Madame Ingrid Mann pour tout ce qu'elle m'a appris sur les poussières interplanétaires, ainsi que pour sa disponibilité, sa gentillesse, son soutien, et son aide si précieuse.

Je souhaiterais remercier l'ensemble des membres de mon jury pour avoir accepté de juger mon travail. Je remercie particulièrement les rapporteurs de ma thèse Madame Viviane Pierrard et Monsieur Vladimir Krasnoselskikh d'avoir accepté d'examiner mes travaux de thèse. Je souhaite remercier les examinateurs de mon travail, à savoir Monsieur Philippe Savoini, Monsieur Christian Mazelle, et Madame Nicole Meyer-Vernet, d'avoir veillé sur la rigueur de mes travaux de thèse. Je remercie également Madame Karine Issautier et Monsieur Yanis Zouganelis d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse, et d'avoir, au côté de Madame Nicole Meyer-Vernet, encadré ma thèse.

Je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur Milan Maksimovic, pour tous les conseils, les encouragements, et le soutien qu'il m'a apporté. Je remercie Monsieur Arnaud Zaslavsky pour son aide, et pour les idées originales et les méthodologies de travail qu'il m'a transmises. Je remercie vivement Monsieur Filippo Pantellini et Monsieur Gaétan Le Chat de m'avoir soutenue. Je remercie Madame Catherine Lacombe et Monsieur Sang Hoang pour leur gentillesse. Je remercie également Monsieur Michel Moncuquet, Monsieur Jean-Louis Bougeret, Madame Carine Briand, Madame Quynh Nhu Nguyen, Monsieur Baptiste Cecconi, et Monsieur Souda Vassin pour toute l'aide qu'ils m'ont apporté.

Je remercie l'Université Pierre et Marie Curie UPMC d'avoir financé ma thèse. Je remercie l'Observatoire de Paris-Meudon ainsi que tous les membres du LESIA de m'avoir accueillie si chaleureusement et de m'avoir permis de réaliser mes travaux de thèse dans les meilleures conditions humaines et matérielles.

Table des matières

1	Introduction	7
1.1	Généralités	7
1.2	Le Vent Solaire	9
1.3	Poussières interplanétaires	11
1.4	Charge des grains de poussière	15
2	Mécanismes de mesure de poussières	17
2.1	Méthodes de mesure conventionnelles	17
2.1.1	Instruments à bord des fusées-sondes	17
2.1.2	Instruments à bord des sondes spatiales	19
2.2	Détection avec un instrument radio	21
2.2.1	Mécanisme de mesure selon la configuration monopole/dipôle	22
2.2.2	Origines du signal électrique	22
2.2.3	Densité spectrale du signal	23
2.2.4	Phénomène physique	24
2.2.5	Impacts de nanoparticules	26
3	Observations de poussières avec l'instrument S/WAVES	29
3.1	Les grains de poussière sub-micrométriques	30
3.1.1	Les poussières interstellaires	30
3.1.2	Les β -météorites	31
3.1.3	Impacts sur les sondes STEREO	31
3.1.4	Les flux mesurés	33
3.1.5	Ajustement du flux des particules sub-micrométriques	34
3.1.6	Évolution temporelle de la direction d'arrivée	36
3.2	Nanoparticules	37
3.2.1	Les données TDS	37
3.2.1.1	Forme d'onde	37
3.2.1.2	Amplitudes mesurées par les antennes	38
3.2.1.3	Flux mesuré et temps de montée	38
3.2.2	Les données LFR	39
3.2.2.1	Principales caractéristiques du mode LFR	40
3.2.2.2	Amplitude et temps de montée	41
3.2.2.3	Flux mesuré	41

4	Dynamique des Nanopoussières	45
4.1	Description du Modèle	46
4.1.1	Hypothèses	46
4.1.2	Équation du mouvement	47
4.2	Dynamique des nano particules produites par collisions	50
4.2.1	Trajectoires des nano particules	51
4.2.2	Positions par rapport à la lame neutre	55
4.2.3	Vitesses des particules	58
4.3	Étude statistique	59
4.3.1	Paramètres de l'étude	59
4.3.2	Distribution des vitesses des particules reçues par les sondes STEREO	60
4.3.3	Effets des différents paramètres	61
4.3.3.1	Inclinaison de la lame neutre	61
4.3.3.2	Amplitude du champ magnétique	63
4.3.3.3	Latitudes initiales	63
4.3.3.4	Vitesse du vent solaire	64
4.3.3.5	Phase du cycle solaire	64
4.3.4	Charge du nuage de l'impact	67
5	Conclusion et Perspectives	71
A	Outils de Calcul de dynamique	75
A.1	Les Systèmes de Coordonnées	75
A.1.1	Le Système Héliocentrique au Plan de l'orbite (Heliocentric Perihelion Orbit HPO)	75
A.1.2	Le Système Héliocentrique Écliptique (Heliocentric Aries Ecliptic HAE)	76
A.1.3	Le système Héliocentrique Inertiel (Heliocentric Inertial HCI)	76
A.1.4	Le système Hélio-Graphique Rotationnel (HelioGraphic Rotating HGR)	76
A.2	Matrices de Passage	78
A.2.1	HAE vers HPO	78
A.2.2	HAE vers HCI	78
A.3	Les Paramètres orbitaux	78
A.4	Mouvement sur une orbite elliptique	80
A.5	Conditions Initiales pour l'étude statistique	81
A.6	Densité de probabilité du nuage de poussières	81
A.7	Nano particules piégées au voisinage du Soleil	82
B	La mission STEREO	85
B.1	Généralités	85
B.2	Principales caractéristiques des deux sondes	87
B.3	L'instrument WAVES	88
B.3.1	Le récepteur radio LFR	90
B.3.2	L'échantillonneur TDS	90

C Publications	93
C.1 Detection of Interstellar Dust with STEREO/WAVES at 1 AU	94
C.2 Nano dust impacts on spacecraft and boom antenna charging	101
C.3 On the detection of nano dust using spacecraft based boom antennas	108
C.4 Interplanetary Nanodust Detection by the Solar Terrestrial Relations Observatory/WAVES Low Frequency Receiver	113



Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1 Généralités	7
1.2 Le Vent Solaire	9
1.3 Poussières interplanétaires	11
1.4 Charge des grains de poussière	15

1.1 Généralités

L'espace interplanétaire du système solaire est peuplé d'une multitude de petits corps qui renferment de précieuses informations sur l'origine, l'histoire et le devenir du système solaire. Tous ces objets sont liés entre eux par les collisions mutuelles et leurs dynamiques orbitales. Leur diamètre peut être de quelques nanomètres et atteindre plusieurs dizaines de kilomètres. Ceux dont la masse est inférieure à environ 10^{-1} kg (rayon < 2 cm) représentent les grains de poussière. Ils sont produits par fragmentation à la suite des collisions entre les objets du système solaire [Grün *et al.*, 2001] et [Sykes, 1991], des collisions entre les grains de poussière eux-mêmes, des bombardements par des poussières interstellaires [Yamamoto *et al.*, 2000], et par sublimation de poussières de tailles supérieures [Mann *et al.*, 2005]. Un tel processus n'implique pas de taille minimale des poussières, et jusqu'à présent aucune indication d'une telle coupure n'a été observée.

Au voisinage du Soleil, il existe un nuage de poussières nommé le complexe météorique, qui évolue à partir des petits objets du système solaire. La densité est qualitativement proportionnelle à r^{-1} , où r est la distance au Soleil. Les grains de poussière qui composent ce nuage sont le produit final de son évolution. Ces poussières sont d'origine cométaire [Sykes *et al.*, 2004] et astéroïdale [Mann *et al.*, 1995], mais les proportions des contributions de chacune de ces deux sources ne sont toujours pas totalement déterminées et cela reste un sujet ouvert [Levasseur-Regourd et Lasue, 2011]. D'autres contributions (qui sont faibles par rapports à celles issues des comètes et des astéroïdes) sont les poussières de la ceinture de Kuiper [Liou *et al.*, 1996] et les poussières interstellaires [Mann *et al.*, 2010], [Gruen *et al.*, 1994] et [Taylor *et al.*, 1996].

Les grains de poussière produisent deux phénomènes astronomiques : la couronne F (c'est une composante apparente de la couronne solaire ; elle est formée par le rayonnement solaire diffusé par les grains de poussière se trouvant au voisinage du Soleil), et la lumière zodiacale (elle est formée par la lumière diffusée par les grains de poussière ainsi que par leurs émissions thermiques) [Mann *et al.*, 2004]. En plus de ces observations astronomiques, les propriétés des poussières au voisinage du Soleil sont étudiées à partir des observations des météores pénétrant l'atmosphère terrestre, des modélisations de la dynamique et des collisions, des extrapolations des mesures effectuées à 1 AU, et des mesures in-situ dans l'espace. Ces dernières sont habituellement réalisées par des instruments conçus à cet effet, mais lors du passage de la sonde Voyager 1 dans les anneaux de Saturne, on a découvert qu'un instrument radio, dédié aux mesures des ondes radio, ainsi qu'un instrument dédié à la mesure des ondes de plus basses fréquences, pouvaient détecter et mesurer les grains de poussière [Aubier *et al.*, 1983] et [Gurnett *et al.*, 1983].

La catégorie de poussières étudiée au cours de la présente thèse concerne essentiellement les poussières interplanétaires de taille nanométrique. Ces nanoparticules se situent à la frontière entre les objets macroscopiques et les structures atomiques ; leurs dimensions leur confèrent des propriétés particulières dans les interactions avec le vent solaire. Contrairement aux nanoparticules du milieu interstellaire, les nanoparticules dans le milieu interplanétaire de notre système solaire ne sont pas détectées par les observations astronomiques (couronne F et lumière zodiacale) en raison de leur petite taille par rapport aux longueurs d'ondes d'observation (les nanoparticules interplanétaires diffusent trop peu de lumière pour que le signal correspondant soit exploitable). Ces dernières ont été détectées, avec des instruments conventionnels, au voisinage de Jupiter [Zook *et al.*, 1996], au voisinage de Saturne [Kempf *et al.*, 2005] et en orbite basse de la Terre [Carpenter *et al.*, 2007], mais leur détection, pour la première fois à 1 UA, par l'instrument radio S/WAVES à bord des sondes STEREO [Meyer-Vernet *et al.*, 2009], ouvre de nouvelles perspectives sur la compréhension de l'évolution du complexe météorique, sur la distribution spatiale des grains de poussière interplanétaires, ainsi que sur la détection de poussières avec un instrument radio.

Étant donné que la plupart des nano poussières détectées à 1 UA proviennent du système solaire interne, leur présence à cette distance nécessite qu'elles y soient produites en permanence et cela pour deux raisons principales : la première concerne les nano poussières interstellaires qui ne peuvent pas pénétrer dans l'héliosphère puisque la taille de celle-ci est supérieure à leur rayon de gyration ; la seconde raison est que les nanoparticules, étant donné leurs dimensions, sont suffisamment chargées pour être accélérées par le vent solaire et quitter le système solaire interne après leur création [Czechowski et Mann, 2010].

La détection de poussières avec un instrument radio est une conséquence de leurs impacts sur le corps de la sonde spatiale. L'impact d'un grain de poussière génère un micro cratère dont la matière ainsi que celle du grain de poussière s'évaporent et forment un nuage de plasma (figure 1.1). Les électrons de ce plasma sont collectés par la sonde chargée positivement. De plus, ce nuage en expansion perturbe les courants photoélectriques ([Zaslavsky *et al.*, 2012] et [Pantellini *et al.*, 2013]). Une différence de potentiel entre l'antenne radio et la

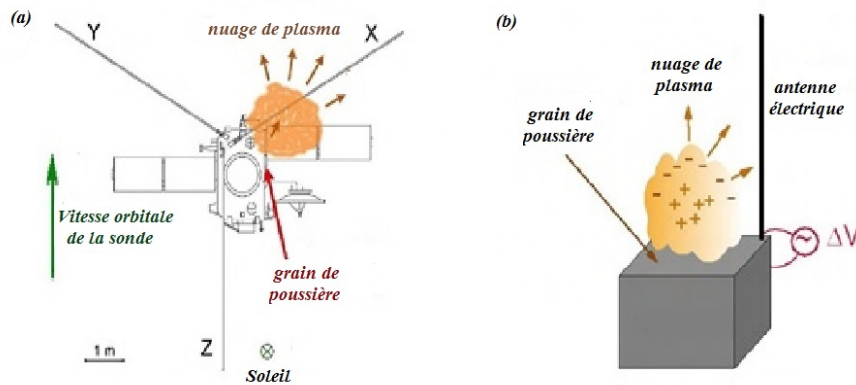


FIGURE 1.1 – Schéma de l’impact d’un grain de poussière avec la sonde STEREO et la formation d’un nuage de plasma [Meyer-Vernet *et al.*, 2009]. (a) : Configuration générale de l’impact d’un grain de poussière sur la sonde STEREO. (b) : Schéma du principe de détection en mode monopole, qui consiste à mesurer la différence de potentiel ΔV entre l’antenne électrique et le corps de la sonde spatiale.

sonde spatiale est ainsi créée. La charge du nuage de plasma dû à l’impact, est proportionnelle, d’une part à la masse du grain, et d’une autre part à sa vitesse élevée à la puissance 3.5. C’est pourquoi l’amplitude du signal induit par l’impact d’une poussière augmente beaucoup plus fortement avec la vitesse qu’avec la masse du grain. Par conséquent, les nano poussières peuvent créer un signal fort malgré leur faible masse. L’intérêt de cette méthode de détection est sa section efficace de détection (la surface de la sonde spatiale) qui est supérieure de plusieurs ordres de grandeur à celles des détecteurs classiques.

Dans cette introduction, nous présentons les principales caractéristiques du vent solaire (1.2), les propriétés générales des poussières interplanétaires (1.3), ainsi que leur charge électrique (1.4). Dans le chapitre 2, je présenterai les mécanismes de mesure des poussières, et en particulier la physique de la détection avec un instrument radio. Le chapitre 3 sera consacré aux observations de poussières par STEREO. Enfin, le chapitre 4 est le plus important de ce travail de thèse : je présenterai la dynamique des nanoparticules à partir d’un modèle théorique simple afin d’étudier les trajectoires des nano poussières, leurs positions et leurs vitesses. Une étude statistique a été menée pour déduire la distribution des vitesses, les effets des différents paramètres et la charge du nuage d’impact. Dans le chapitre 5, je conclurai et présenterai quelques perspectives de ce travail.

1.2 Le Vent Solaire

La température de la haute atmosphère solaire (la couronne) est très élevée (elle atteint environ 1 million de degrés Kelvin) ce qui donne une très importante énergie thermique aux particules qui la constituent. De plus, la pression de la couronne solaire est très supérieure à celle du milieu interstellaire. Ce gradient de pression

ajouté à l'énergie thermique de ces particules permettent à celles-ci de ne pas être retenues par la gravitation du Soleil. Un écoulement continu de plasma chaud s'établit alors et celui-ci parvient à s'échapper dans le milieu interplanétaire [Parker, 1958]. Ce flux de particules appelé "vent solaire", est essentiellement constitué de protons, d'électrons, de noyaux d'hélium et d'autres éléments plus lourds en proportion plus faible. Il représente une perte en masse d'environ 1.6×10^{-11} de la masse du Soleil par millénaire.

En période de minimum solaire, le champ magnétique solaire peut être considéré comme quasi dipolaire. Près de l'équateur solaire (à des distances supérieures à environ $2R_s$), le vent solaire, en s'échappant, entraîne avec lui les lignes de champ et les ouvre (car la tension magnétique n'est pas suffisante pour empêcher le plasma de s'échapper du fait que la vitesse du vent solaire et les lignes de champ magnétique sont orthogonales). À grande échelle, la combinaison du mouvement radial des particules du vent solaire et de la rotation du Soleil déforme les lignes de champ magnétique solaire qui forment alors une spirale (la spirale de Parker).

En s'échappant dans l'espace interplanétaire, le vent solaire repousse la totalité de la matière ionisée qui arrive du milieu interstellaire, et déforme les lignes de champ interstellaires. Dans son expansion, le vent solaire forme une bulle de gaz chaud et ionisé qui représente l'héliosphère dont la limite est atteinte lorsque la pression dynamique du vent solaire devient insuffisante devant celle du vent interstellaire.

Le vent solaire est expulsé à des vitesses supersoniques et on distingue deux régimes de vent : 1) Le vent lent qui est caractérisé par une vitesse moyenne d'environ 400 km/s à 1 UA, et provient, pendant les minima d'activité solaire, des zones proches de l'équateur solaire ; 2) Le vent rapide dont la vitesse terminale à 1 UA est comprise entre 600 et 900 km/s. Il est issu des trous coronaux qui sont situés dans les régions polaires pendant les minima d'activité solaire. Pendant les maxima solaires, la distribution spatiale de la vitesse du vent solaire est très différente de celle du minimum solaire. Le vent lent et le vent rapide ne sont plus spatialement séparés aussi simplement. Le tableau 1.1 résume les principales propriétés des deux régimes du vent solaire à 1 UA.

Les vitesses et les températures du vent solaire ainsi que ses autres caractéristiques varient au cours du temps du fait de l'activité magnétique du Soleil, dont la périodicité est de 11 ans. Le minimum d'activité de chaque cycle se traduit par un champ magnétique quasi dipolaire avec des trous coronaux localisés essentiellement près des pôles solaires. En revanche, le maximum d'activité correspond à un champ magnétique de configuration plus complexe (on observe un mélange de champs ouverts et fermés étroitement imbriqués), avec des trous coronaux distribués sur toute la surface du Soleil, y compris près des zones équatoriales, et à des éruptions très énergétiques.

La région de transition entre les lignes de champ magnétique provenant du pôle nord et celles provenant du pôle sud s'appelle la lame neutre (Heliospheric Current Sheet "HCS"). Cette couche de courant, représentée schématiquement sur la figure 1.2, divise le milieu interplanétaire en deux régions où le champ magnétique est opposé. L'axe magnétique du Soleil et son axe de rotation ne sont pas alignés et forment un angle Δ , ce qui induit une déformation de la lame neutre. Associée à la

à 1 UA	n_{sw} (cm^{-3})	T_e (K)	T_p (K)	B_0 (nT)
Vent lent	10 particules	2×10^5	5×10^4	3
Vent rapide	~ 3 particules	$1 - 1.3 \times 10^5$	$2.3 - 2.8 \times 10^5$	3.5

TABLE 1.1 – Principales propriétés du vent solaire à 1 UA (incluant la composante radiale du champ magnétique B_0) [Issautier *et al.*, 2005], [Erdos et Balogh, 2012] et [Fisk et Zhao, 2009].

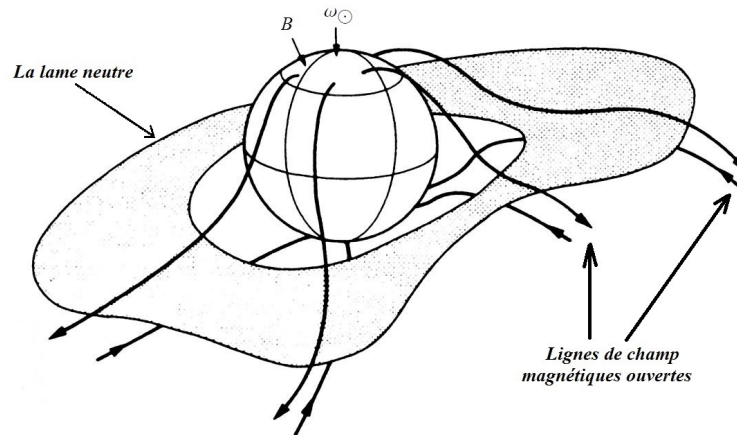


FIGURE 1.2 – Schéma de la couche de courant (lame neutre) montrant la surface formée par la lame neutre, les lignes de champ magnétiques qui sont ouvertes au niveau de la lame neutre, l'axe magnétique et de l'axe de rotation du Soleil [Smith *et al.*, 1978].

rotation du Soleil, cette déformation se traduit par des ondulations de la lame neutre autour du plan de l'équateur solaire d'amplitude $2 \times \Delta$ en latitude. La figure 1.3 représente une coupe transversale de la lame neutre pendant un minimum solaire. Elle montre l'augmentation de l'amplitude des ondulations, le champ électrique étant dirigé vers la lame neutre, les lignes de champ magnétique qui changent de sens en traversant la lame neutre, ainsi que l'angle entre l'axe magnétique et l'axe de rotation du Soleil.

1.3 Poussières interplanétaires

Selon leur masse, les poussières interplanétaires se répartissent selon les catégories traditionnelles suivantes : les météorites ($m > 10^{-8}$ kg), le nuage zodiacal (10^{-15} kg $< m < 10^{-8}$), les β -météorites (10^{-18} kg $< m < 10^{-15}$ kg), les poussières interstellaires (10^{-17} kg $< m < 10^{-11}$ kg), et les nano poussières ($m < 10^{-18}$ kg). Ces catégories reflètent les propriétés et/ou la méthode de détection.

La figure 1.4 représente le rapport β de la force de la pression de radiation sur la force de gravité en fonction du rayon des particules. Il est indépendant de la distance héliocentrique r , mais il dépend de la masse, de la composition et de la forme

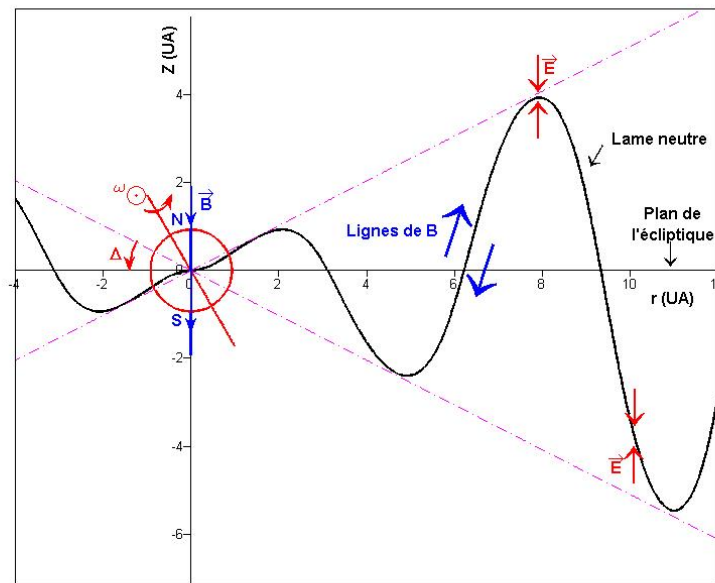


FIGURE 1.3 – Représentation statique de la lame neutre, le temps étant fixé. Le Soleil est représenté à l’origine des abscisses et des ordonnées et agrandi 200 fois, et sur lequel sont représentés son axe de rotation (ω_{\odot}) et son axe magnétique (\mathbf{B}). La coordonnée $Z = r \sin(\alpha_{CS})$ de la couche de courant est donnée en fonction de la distance héliocentrique r (où α_{CS} est la latitude de la lame neutre), à une longitude de 0° ($r > 0$) et de 180° ($r < 0$), pour une inclinaison $\Delta = 30^\circ$ (comme durant le minimum solaire de l’année 2007), et pour une configuration du champ magnétique focalisante.

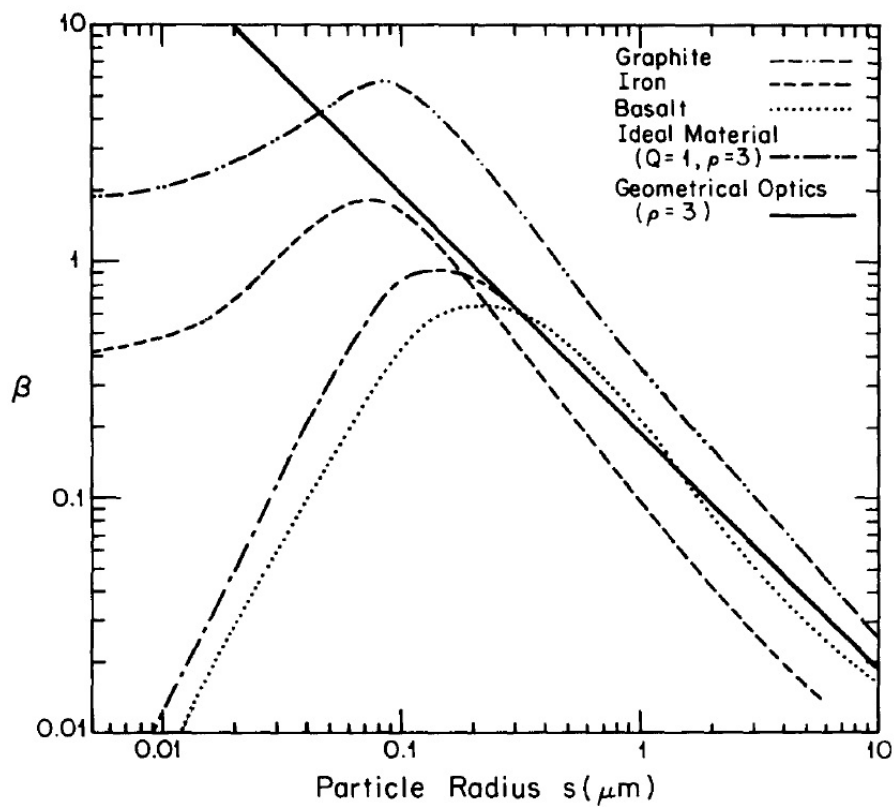


FIGURE 1.4 – Diagramme du rapport β entre la force de la pression de radiation et la force de gravité en fonction du rayon des particules, pour trois matériaux abondants dans le milieu interplanétaire, comparé à un matériau idéal de densité volumique $\rho = 3000 \text{ kg/m}^3$ [Burns *et al.*, 1979].

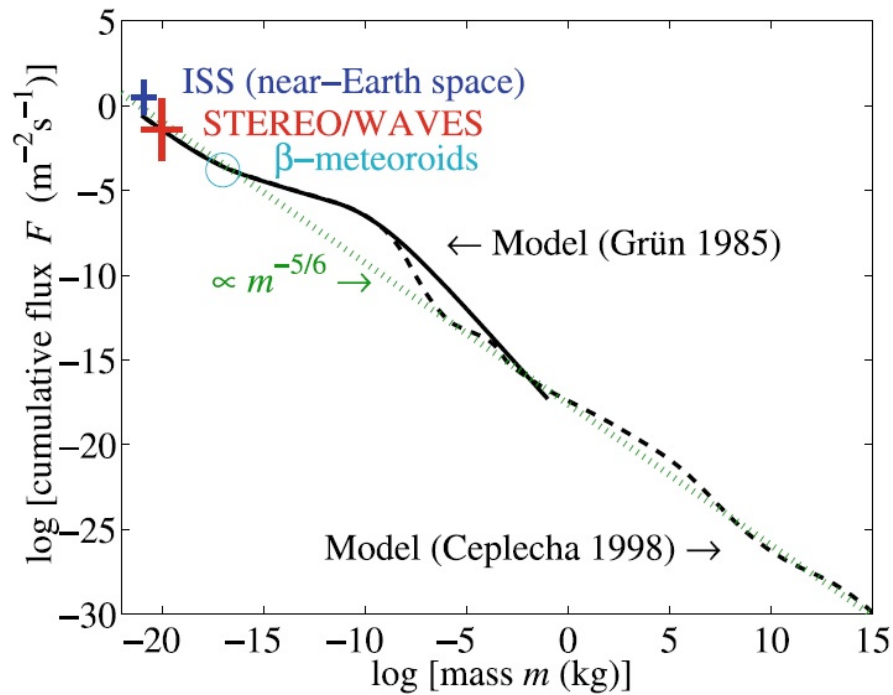


FIGURE 1.5 – Flux cumulatif des particules de masse supérieure à m [Meyer-Vernet *et al.*, 2009]. Les observations de poussières sur la sonde ISS [Carpenter *et al.*, 2007] et ceux de β -météorites sur la sonde Ulysses [Wehry et Mann, 1999] sont superposés au modèle de flux de poussières interplanétaires proposé par Grün [Grün *et al.*, 1985] (courbe noire), et au modèle des météorites et des petits objets du système solaire [Ceplecha *et al.*, 1998] (courbe en pointillé). La courbe de couleur verte en pointillé représente le flux $\propto m^{-5/6}$ [Meyer-Vernet, 2007] (flux correspondant à une production de poussières par collision et fragmentation).

du grain de poussière. Lorsque ce coefficient $\beta \gtrsim 0.5$, les grains de poussière, initialement sur des orbites képlériennes, sont éjectés vers l'extérieur du système solaire sur des trajectoires hyperboliques pour former ce qu'on appelle les β -météorites.

La figure 1.5 représente trois modèles donnant la distribution du flux cumulatif des poussières, et les mesures de poussières effectuées par la station spatiale internationale ISS ainsi que par les sondes Ulysses et STEREO. La comparaison entre les modèles et les mesures montre un bon accord de la prolongation de ces modèles aux masses $m < 10^{-15}$ kg. Les flux détectés étant compatibles avec les modèles de distribution, et les amplitudes des signaux électriques correspondants étant compatibles avec ceux qu'auraient créé des impacts de nanoparticules à la vitesse calculée par les modèles de dynamique, cela a permis de déduire qu'il s'agit de flux de nanoparticules [Meyer-Vernet *et al.*, 2009].

1.4 Charge des grains de poussière

Une bonne connaissance du processus de charge des grains de poussière est requise et essentielle afin de pouvoir interpréter les données collectées par les instruments de détection. Dans cette section, on présente le processus de charge d'un grain de poussière dans le milieu interplanétaire de notre système solaire. Plus particulièrement, on présente la charge d'équilibre d'un grain de nano poussière sphérique dans le milieu interplanétaire.

Dès que les nanoparticules sont libérées dans l'espace, elles acquièrent une charge électrique de surface sous l'influence, de l'effet photo-électrique et de la collecte des particules du plasma ambiant. En raison de leur faible taille caractéristique (inférieure à 100 nm), les nano poussières, dans le milieu interplanétaire, ont un rapport charge sur masse suffisamment élevé pour être sensibles à la force de Lorentz. Elles sont ainsi accélérées jusqu'à des vitesses du même ordre de grandeur que celles du vent solaire ([Mann *et al.*, 2010], [Belheouane *et al.*, 2014]).

La charge de surface des nanoparticules fluctue autour d'une valeur d'équilibre q_d qui dépend des propriétés physiques et électriques du matériaux qui les composent, de leur forme [Mann, 2001], des conditions locales (rayonnement électromagnétique et plasma local), et dans une moindre mesure, de leur vitesse relative par rapport au Soleil [Sekanina *et al.*, 2001]. Le milieu ambiant est constitué, dans le cas du système solaire, de particules chargées (électrons et protons du vent solaire) et cosmiques (d'origine extra-solaire) et de rayonnement électromagnétique (solaire et cosmique). A priori, la charge du grain peut être positive ou négative ; il est même possible d'avoir les deux espèces dans un même milieu en même temps [Meyer-Vernet, 1982] comme dans le cas des comètes [Tiersch et Notni, 1989].

Le processus de charge d'un grain de poussière dans le milieu interplanétaire est basé sur deux principales interactions : 1.) Les impacts des électrons et des ions du milieu ambiant. 2.) L'émission de photo-électrons due au rayonnement solaire.

La figure 1.6 représente les deux processus de charge possibles d'un grain de poussière lorsque l'émission de photo-électrons est négligeable et lorsqu'elle est prédominante. Dans le premier cas, le grain se charge négativement à cause du fait que les électrons sont plus mobiles que les ions. L'équilibre est atteint lorsque le potentiel de surface du grain est suffisamment important pour repousser les électrons. Dans le second cas, le grain se charge positivement car le courant de photo-électrons est plus important que celui des électrons collectés, et l'équilibre est atteint lorsque le grain attire assez les photo-électrons pour que le flux de ceux qui s'échappent soit égal à celui des électrons du plasma.

Quelques soient les courants s'appliquant au grain, son potentiel d'équilibre Φ sera atteint lorsque $dq_d/dt = \sum I_i = 0$. En considérant que les grains de poussière sont de forme sphérique de rayon a , d'où leur capacité électrique $C = 4 \pi \epsilon_0 a$, leur charge d'équilibre correspondant au potentiel Φ est :

$$q_d \simeq 4 \pi \epsilon_0 a \Phi \quad (1.1)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide avec le temps de charge $\tau \simeq 1/(4\pi a r_L N)$, où N est le flux de particules dont le courant de charge est dominant et r_L est le rayon de Landau de ces particules [Meyer-Vernet, 2007].

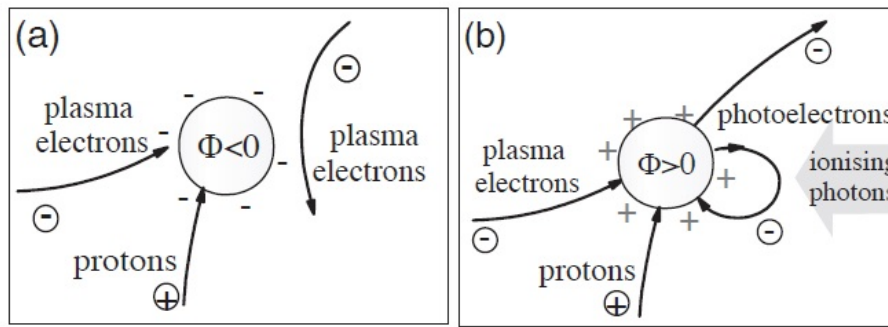


FIGURE 1.6 – Processus de charge d’un grain de poussière dans le milieu interplanétaire par les courants de charge dominants du milieu (impacts d’électrons et d’ions du vent solaire, et émission de photo-électrons). (a) : L’émission de photo-électrons est négligeable. (b) : L’émission de photo-électrons est dominante. [Mann *et al.*, 2013].

Dans le milieu interplanétaire, le courant de photo-électrons I_{ph} est le courant dominant. En effet, à 1 UA, ce courant est $I_{ph} \sim 20 \mu A/m^2$, et celui des électrons du vent solaire est $I_{sw} \sim 1 - 2 \mu A/m^2$ [Meyer-Vernet, 2007]. Le potentiel d’équilibre du grain de poussière est, dans ce cas, proportionnel à la température des photo-électrons (en eV); cela donne un potentiel d’équilibre $\Phi \sim 1 - 10$ Volts. Comme le flux de photo-électrons et la densité des électrons du vent solaire varient tous les deux en r^{-2} (en AU), le potentiel d’équilibre est presque indépendant de la distance héliocentrique.

Chapitre 2

Mécanismes de mesure de poussières

Sommaire

2.1 Méthodes de mesure conventionnelles	17
2.1.1 Instruments à bord des fusées-sondes	17
2.1.2 Instruments à bord des sondes spatiales	19
2.2 Détection avec un instrument radio	21
2.2.1 Mécanisme de mesure selon la configuration mono-pole/dipôle	22
2.2.2 Origines du signal électrique	22
2.2.3 Densité spectrale du signal	23
2.2.4 Phénomène physique	24
2.2.5 Impacts de nanoparticules	26

2.1 Méthodes de mesure conventionnelles

Les poussières interplanétaires sont observées et mesurées grâce à diverses méthodes instrumentales. Les mesures de détection in-situ des grains de poussières s'appuient sur leur charge de surface, ou sur les conséquences de leurs impacts à grandes vitesses sur une cible [Auer, 2001] et [Grün *et al.*, 2005]. Les instruments les plus utilisés sont les détecteurs basés sur le principe d'ionisation par impact, mais d'autres ont également été employés. La figure 2.1 résume la plupart des phénomènes physiques utilisés par les instruments de mesure de poussières.

2.1.1 Instruments à bord des fusées-sondes

Les premières mesures in-situ de nano poussières (et de grains de poussière en général) dans l'atmosphère terrestre ont été obtenues par les instruments dédiés aux poussières DUSTY 1 et DUSTY 2 à bord des fusées-sondes ECT-02 et ECT-07 respectivement. Ces mesures avaient montré qu'il s'agissait de nano poussières de taille inférieure ou égale à 100 nm [Havnes *et al.*, 1996]. Le principe de détection est basé sur la mesure du courant électrique dû à la charge de surface des grains de poussière entrant en collision avec le détecteur. La vitesse d'impact étant très

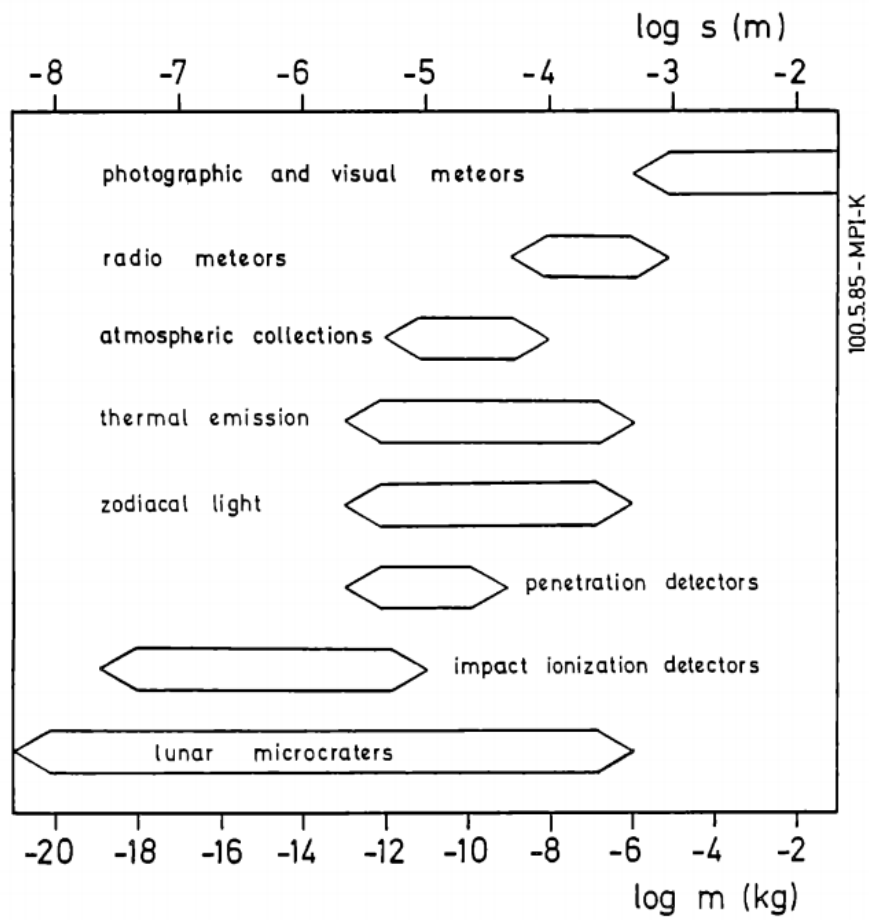


FIGURE 2.1 – Les différentes gammes de masses de grains de poussière détectables par les différentes méthodes de détection [Leinert et Grün, 1990].

faible (entre 1 et 10 km/s, cette vitesse limite dépend de la composition du grain), les grains ne sont pas désintégrés mais cèdent leurs charges de surface, et seules ces particules chargées créent le signal électrique. Ce type d'instrument contient, en général, deux grilles de polarisations opposées et une base collectrice. C'est le champ électrique induit par les grilles qui sélectionne la gamme de masse des grains de poussière qui peuvent pénétrer dans le détecteur, mais qui empêche les particules du plasma ambiant d'y entrer. La différence de potentiel appliquée peut être soit constante soit alternative : dans ce dernier cas la gamme de masse sélectionnée est variable. Les grains de poussière qui pénètrent dans le dispositif entrent en collision avec ses parois et avec la base collectrice créant un signal électrique [Mann *et al.*, 2011].

Certains détecteurs utilisent à la fois le mécanisme de mesure de la charge de surface des grains de poussière et celui d'une sonde de Langmuir afin de mieux discriminer le signal électrique dû à un ion ou à un électron et celui dû à un grain de poussière [Mitchell *et al.*, 2001]. D'autres instruments sont aussi équipés d'une source de rayonnement ultra violet afin d'augmenter la charge de surface des grains de poussière et diminuer la masse limite de poussières détectables. Tous ces instruments fournissent des mesures qui dépendent de l'aérodynamique des fusées-sondes, des conditions atmosphériques [Gumbel, 2001], ainsi que du plasma libéré lorsque les grains sont désintégrés. Ceci arrive lorsque la vitesse de l'impact est assez importante pour ioniser les grains de poussière : les particules du plasma issu de la matière qui formait les grains peuvent contribuer à la création du signal électrique et le contaminer [Havnes et Næsheim, 2007].

2.1.2 Instruments à bord des sondes spatiales

Dans cette section, nous présentons les principaux types d'instruments de détection de poussières embarqués à bord des sondes spatiales. La figure 2.1 regroupe la plupart des méthodes de détection utilisées. Selon le phénomène sur lequel est basée la détection, ils sont classés en deux catégories :

Excepté les premiers détecteurs de type microphone dont les données ne sont généralement pas considérés comme fiables [Berg et Grün, 1973], les premiers détecteurs de poussières à bord de sondes spatiales sont ceux basés sur l'effet de pénétration des grains de poussière. Ils mesurent le taux d'impacts de poussières qui arrivent à traverser une cible, et leur gamme de détection est entre 10^{-13} et 10^{-9} kg. Ces détecteurs ont été réalisés initialement pour évaluer les risques des impacts de grains de poussières sur les véhicules spatiaux en orbite terrestre [Whipple, 1958] (afin de concevoir des couvertures de protection adéquates). Ces détecteurs se répartissent en quatre types différents : Ceux constitués de cellules contenant du gaz pressurisé dont la diminution de pression indique qu'un grain de poussière a perforé la paroi d'une cellule [McDonnell, 1978]. Ceux constitués d'un condensateur dont la décharge indique qu'un grain de poussière a pénétré l'électrode de surface du condensateur [Zel'dovich, 1968] et [Naumann *et al.*, 1969]. Ceux dont la perforation d'une feuille cible est détectée grâce aux charges émises par les extrémités du trou de la perforation et du grain de poussière (ionisation par impact) ; ces charges sont séparées et collectées grâce à un champ électrique maintenu entre les feuilles

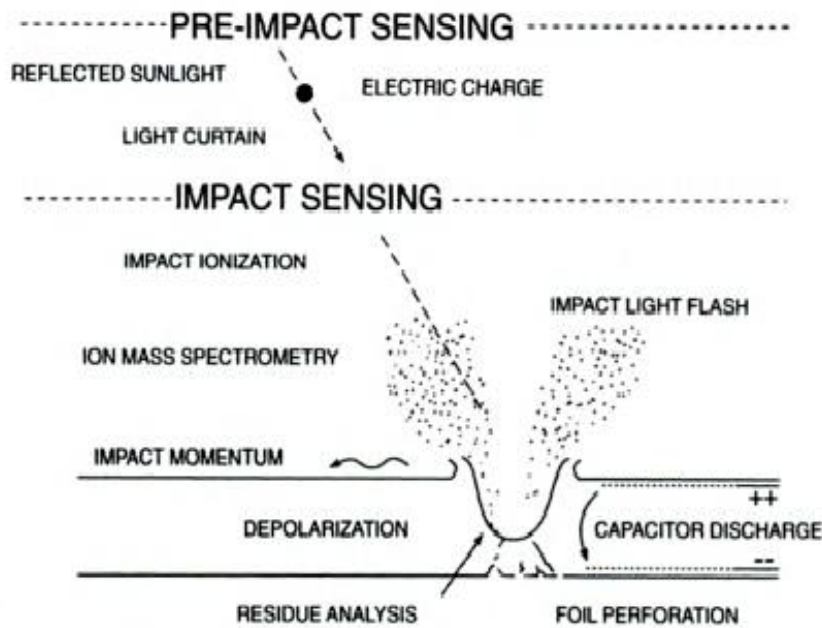


FIGURE 2.2 – Illustration de la méthode de détection par ionisation par impact [Grün *et al.*, 2001].

cibles et un réseau de capteurs [Berg et Richardson, 1969]. Enfin, ceux dont les feuilles cibles sont polarisées (aimantées). Cela implique une totale dépolarisation à l'intérieur et aux extrémités du trou (ou cratère) que formerait l'impact d'un grain de poussière. Cette dépolarisation locale du volume induit une rapide impulsion électrique [Simpson et Tuzzolino, 1985].

Les seconds types de détecteurs sont basés sur l'ionisation par impact (figure 2.2), ce qui leur donne une meilleure sensibilité. Ils peuvent mesurer la masse, la vitesse d'impact, la trajectoire, la charge électrique ainsi que la composition chimique du grain de poussière. Ce principe de détection repose sur le fait qu'une grande vitesse d'impact détruit complètement le grain de poussière, crée un petit cratère sur la cible, et ionise une grande partie de cette matière libérée (celle du projectile plus celle du cratère). Les ions et les électrons ainsi créés sont séparés grâce à un champ électrique, puis ces charges sont collectées par des électrodes et converties en signal électrique. L'amplitude et le temps de montée de ce signal dépendent de la masse et de la vitesse de la particule responsable de l'impact. Aussi, le spectre de masse des ions libérés fournit des informations sur la composition chimique de la particule.

En réalité, l'impact d'un grain de poussière sur une cible est un phénomène plus complexe. En effet, en plus de l'évaporation du projectile et de la production d'un cratère, l'impact génère aussi un flash de lumière, et s'accompagne de l'éjection de molécules neutres et ionisées, et des électrons. Il est responsable d'un transfert d'impulsion à la cible, et d'une augmentation de la pression et de la température. La matière éjectée en expansion peut heurter les surfaces adjacentes et créer des cratères secondaires, des flash de lumière, et de nouvelles matières éjectées.

La relation entre le signal électrique mesuré et les propriétés du grain de poussière est obtenue par la calibration du détecteur à partir d'expériences en laboratoire

simulant des impacts à grande vitesse sur une cible. La précision des propriétés des grains de poussière déduites du signal électrique, dépend, essentiellement, de celles des particules utilisées lors de la calibration. Ces instruments possèdent, en général, une surface de détection de 0.01 m^2 . Ils détectent les grains de poussières de masse entre 10^{-19} et 10^{-11} kg mais leur seuil de sensibilité (la masse minimale de poussière qui peut créer un signal électrique exploitable), dépend de la vitesse d'impact.

2.2 Détection avec un instrument radio

La détection de poussières avec un instrument radio a été utilisée pour la première fois lors du passage des sondes spatiales Voyager 1 et 2 dans les anneaux de poussière de Saturne en 1982. Cette découverte a ouvert la voie à une nouvelle méthode de détection des grains de poussière, avec un récepteur radio. Cet instrument était conçu pour réaliser des diagnostics in-situ du plasma ambiant, ainsi que pour détecter les ondes électromagnétiques émises par de lointaines sources. Toutefois, la sensibilité des antennes électriques à toute forme de fluctuations du champ électrique local, permet à cet instrument d'être utilisé comme détecteur in-situ (voir figure 2.3). Il peut alors être utilisé aux basses fréquences pour effectuer des mesures in-situ d'impulsions de potentiel électrique causées par des impacts, à grandes vitesses, de grains de poussière sur la sonde spatiale [Meyer-Vernet et Zaslavsky, 2012]. Les instruments radio sont constitués d'antennes électriques, de récepteurs à différentes gammes de fréquences permettant l'acquisition, l'échantillonnage, et l'envoi en temps réel des événements observés [Bougeret et al., 2008] et [Gurnett et al., 2004].

Lorsqu'un grain de poussière entre en collision avec le corps de la sonde spatiale et/ou avec les antennes électriques, le scénario dépend de la vitesse de l'impact v_i . Si $v_i \sim 1 - 10$ km/s, seules les charges de surface du grain de poussière sont libérées. Alors que si $v_i > 10$ km/s, l'impact est assez violent pour que le grain de poussière soit complètement désintégré et ionisé en plus de créer un micro cratère. Un nuage de plasma en expansion se forme. Il est composé de la matière ionisée du grain de poussière ainsi que celle du cratère.

Ce plasma perturbe les potentiels d'équilibre des antennes et du corps de la sonde. Il s'en suit la création d'une impulsion électrique dont la durée totale est liée à celle de la perturbation et à la réponse du système. Tout comme les instruments conventionnels à impact par ionisation, une fraction de la charge du nuage de plasma créé est collectée par la cible (la sonde et/ou l'antenne). Elle est liée à la masse m et à la vitesse v des grains de poussières. Cette charge collectée Q peut être décrite par la relation empirique $Q \sim \alpha m^\beta v^\gamma$ [McDonnell, 1978], où les paramètres α et β dépendent de la vitesse de la particule incidente, de la composition de la cible et du projectile, et de la géométrie de l'impact. Ils ont été estimés typiquement à $\alpha = 0.7$, $\beta = 1.02$ et $\gamma = 3.48$ [McBride et McDonnell, 1999] :

$$Q \sim 0.7m^{1.02}v^{3.48} \quad (2.1)$$

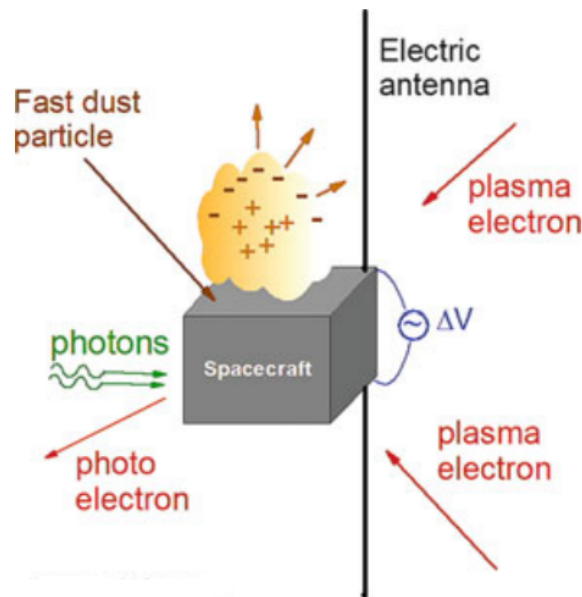


FIGURE 2.3 – Illustration de la méthode de mesure in-situ du plasma et de poussières avec un instrument radio. Les particules du plasma ambiant ainsi que le plasma créé par un impact de poussière sur les antennes et/ou le corps de la sonde spatiale sont mesurées par un récepteur radio relié aux antennes électriques [Meyer-Vernet et Zaslavsky, 2012].

2.2.1 Mécanisme de mesure selon la configuration monopole/dipôle

Pour des antennes électriques et utilisées en dipôle, l'instrument mesure la différence de potentiel entre les deux antennes, et celles-ci deviennent alors la cible prioritaire car un impact sur le corps du satellite produit qualitativement la même différence de potentiel entre deux antennes électriques. La différence de potentiel δV_d mesurée est alors de plusieurs ordres de grandeurs inférieure à celle dans une configuration monopole, sauf lorsqu'une partie importante des antennes est proche du satellite comme dans le cas des sondes STEREO.

Pour des antennes électriques utilisées en monopole, c'est la différence de potentiel entre la sonde spatiale et l'antenne électrique qui est mesurée ; cela implique que aussi bien les impacts avec le corps de la sonde que ceux avec l'antenne sont détectables. Ainsi, la cible prioritaire dans ce cas, est le corps de la couverture de protection de la sonde spatiale. Les antennes électriques détectent alors, simultanément, la même impulsion δV_m .

2.2.2 Origines du signal électrique

Une première comparaison des densités spectrales que peuvent créer les différentes sources de fluctuations du champ électrique local mesurées par un instrument radio [Aubier *et al.*, 1983], a montré que seuls des impacts suivis par la création d'un nuage de plasma, peuvent expliquer le signal électrique mesuré lors

des passages de Voyager 1 et 2 dans les anneaux de Saturne (où l'existence de grains de poussière avait déjà été établie ([Humes, 1980], [Burns *et al.*, 2001], et [Grün *et al.*, 2006])). En effet, il existe trois principales sources possibles de fluctuations électrostatiques locales dans l'espace interplanétaire : 1) Le signal dû au bruit thermique du plasma ambiant (ou le bruit quasi thermique lorsque l'équilibre thermique n'est pas atteint), qui est dû au mouvement d'agitation thermique des électrons et des ions du plasma ambiant au voisinage de l'antenne sans la heurter (sans qu'ils soient collectés ou émis). 2) Le signal dû au bruit de grenaille dû à la collecte et à l'émission des électrons et des ions du plasma ambiant, à l'émission de photo-électrons (suite à l'absorption des rayons UV solaires), et à l'émission secondaire d'électrons et d'ions dû aux collisions avec des molécules [Meyer-Vernet et Perche, 1989]. 3) Le signal produit par les impacts de grains de poussière à grandes vitesses. Ces impacts libèrent une charge beaucoup plus importante que celle portée par le grain de poussière avant l'impact [Meyer-Vernet, 1985].

2.2.3 Densité spectrale du signal

Lorsqu'un grain de poussière entre en collision, à grande vitesse, avec le corps d'une sonde spatiale (ou avec les antennes électriques), il est vaporisé et ionisé en créant un micro cratère dont la matière est aussi ionisée. Pendant son expansion, les charges du nuage de plasma se séparent (les électrons étant plus légers que les ions) créant ainsi un champ électrique E_p qui diminue au fur et à mesure de l'expansion (tant que la séparation de charges se poursuit). Lorsque E_p devient suffisamment faible, les électrons reviennent vers la cible qui les collecte (le satellite et les antennes sont chargées positivement, voir section 2.2.5), modifiant ainsi son potentiel d'équilibre. Ceci crée une impulsion électrique qui atteint son maximum en un temps τ_r , au bout duquel elle décroît en un temps beaucoup plus long τ_d . Pour un taux d'impact N , d'amplitude maximum δV , l'expression générale du spectre de puissance est donné par [Meyer-Vernet, 1985] :

$$V_f^2 \approx 2 \left\langle \frac{N\delta V^2}{\omega^2(1 + \omega^2\tau_r^2)} \right\rangle \quad (2.2)$$

Lorsque la fréquence du signal $f = \omega/2\pi$ est supérieure à $1/\tau_d$.

Le spectre de puissance a une pente approximativement en f^{-4} lorsque les fréquences du signal sont supérieures à $1/\tau_r$, et une pente approximativement en f^{-2} lorsque les fréquences du signal sont comprises entre $1/\tau_d$ et $1/\tau_r$ (voir figure 2.4).

Le temps de montée τ_r dépend de la dynamique de l'expansion du plasma et du processus de collecte des charges par la cible [Maassberg, 1984] et [Meyer-Vernet *et al.*, 1986]. Sa limite supérieure est, typiquement, le temps que met le nuage de plasma de charge Q en expansion à la vitesse V_{exp} pour réduire sa densité à celle du milieu ambiant n_a : $\tau_r \approx R_{max}/V_{exp}$, où $R_{max} \approx (3Q/4\pi en_a)^{1/3}$ est le rayon maximum que peut atteindre le nuage de plasma aux termes de son expansion [Meyer-Vernet *et al.*, 2009]. Le temps de descente du signal $\tau_d \sim RC$, est dû aux courants de décharges du satellite et des antennes [Henri *et al.*, 2011], où R et C sont la résistance et la capacité totales du système.

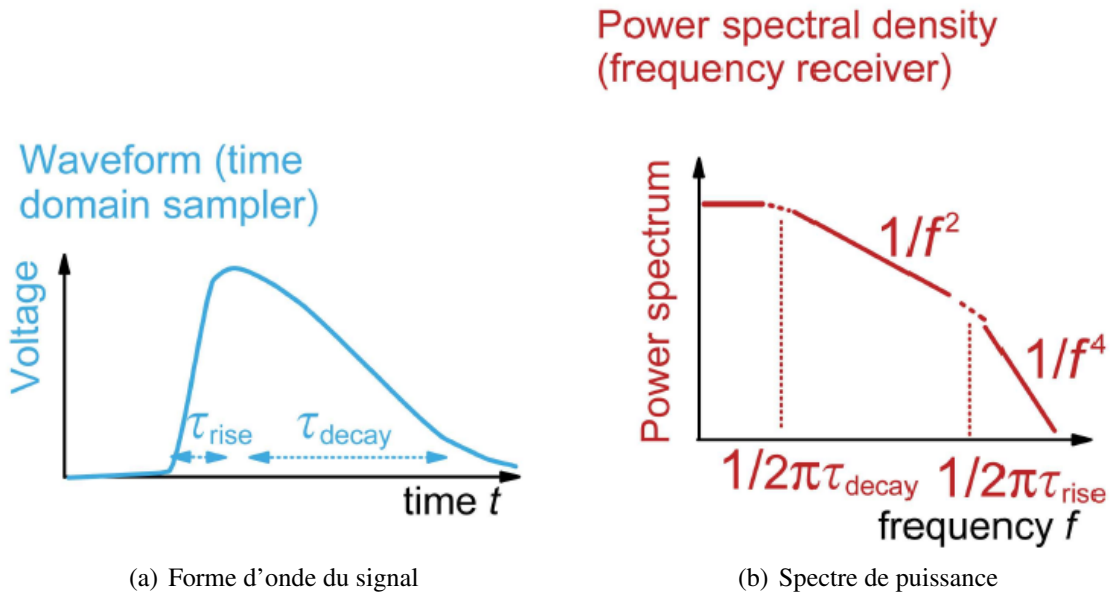


FIGURE 2.4 – Signal caractéristique d’un impact de poussière. (a) : L’évolution temporelle de la différence de potentiel mesurée par l’instrument. (b) : Le spectre de puissance du signal en fonction des fréquences montrant les différentes pentes du signal [Meyer-Vernet et al., 2010].

2.2.4 Phénomène physique

L’étude statistique des événements observés par l’instrument WAVES à bord des sonde STEREO, a montré l’existence de deux catégories d’événement pour la différence de potentiel ΔV entre les antennes électriques et le corps de la sonde : 1) Les différences de potentiel mesurées entre chacune des trois antennes électriques et le corps de la sonde sont similaires, ce qui correspond à la collecte des électrons du nuage de plasma par le satellite. 2) La différence de potentiel mesurée entre une des trois antennes et la sonde est environ 20 fois plus importante que celles mesurées entre les deux autres antennes et le corps de la sonde spatiale [Zaslavsky *et al.*, 2012] (voir figure 2.5). La différence entre ces deux catégories d’événement réside dans le fait que l’une est indépendante de la position du point d’impact sur la sonde (cas 1), et l’autre ne se produit que pour des impacts suffisamment proches d’une antenne (cas 2). Cela est lié au rayon R_c que peut atteindre le nuage de plasma, et donc à la charge libérée lors de l’impact Q , ce qui implique que ces deux types de mesures correspondent à deux différentes gammes en masses de particules. Ainsi, les impacts responsables de la création d’impulsions électriques de valeurs similaires sur les trois antennes sont dûs à des impacts de grains de poussières de taille micrométrique de faibles vitesses. Cette catégorie de poussières fait l’objet de l’étude menée dans le chapitre 3. En revanche, le second type de mesures est dû à des impacts de grains de poussière de tailles nanométriques à grandes vitesses, de l’ordre de la vitesse du vent solaire, dont la dynamique est étudiée dans le chapitre 4.

Dans cette partie, nous nous basons sur l’étude statistique des observations réalisées par l’instrument S/WAVES des sondes STEREO [Zaslavsky *et al.*, 2012], pour

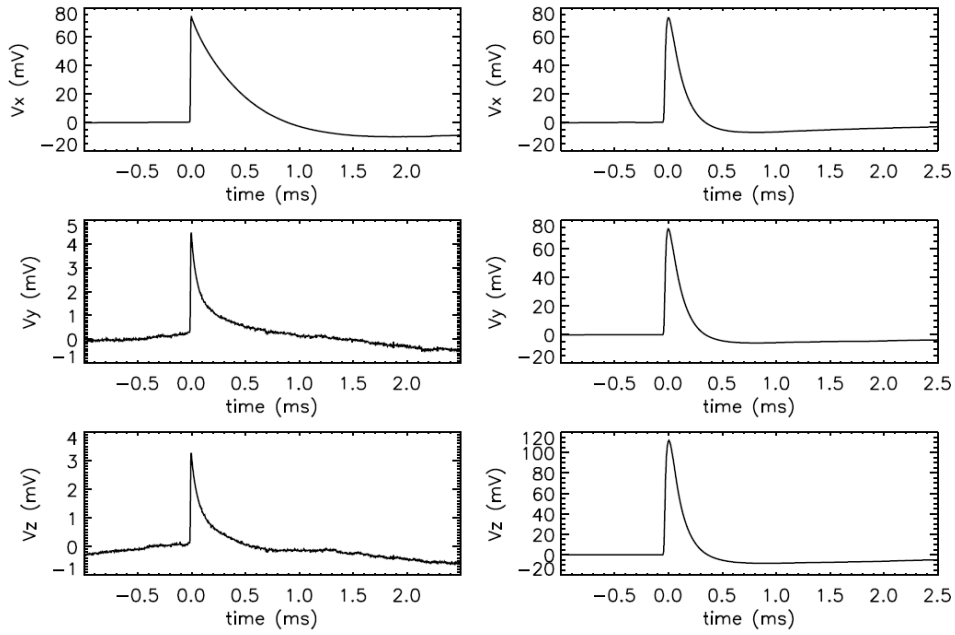


FIGURE 2.5 – Impulsions électriques typiques mesurées par l'échantillonneur temporel TDS de l'instrument S/WAVES à bord de la sonde STEREO A. A droite : L'instrument mesure des différences de potentiel similaires sur les trois antennes électriques. A gauche : L'instrument mesure une différence de potentiel plus intense sur une des antennes que sur les deux autres [Zaslavsky *et al.*, 2012].

comprendre le phénomène physique de la mesure des nano particules (Annexes C.2 et C.3).

Lorsque le nuage de plasma est créé après un impact, il entame une phase d'expansion durant laquelle se crée un champ électrique E_i . Lorsque celui-ci devient plus faible que le champ électrique autour de la sonde E_e , le scénario dépend de l'emplacement du point d'impact. Il y a deux cas possibles :

1) L'impact se produit loin des antennes électriques et le nuage de plasma n'atteint aucune antenne : Les électrons du nuage de plasma sont rappelés par le corps de la sonde spatiale, alors que les ions poursuivent leur expansion. Cette accumulation temporaire de charges négatives Q sur le corps de la sonde spatiale induit une différence de potentiel entre les antennes électriques et la sonde donnée par la relation suivante [Meyer-Vernet *et al.*, 2009] :

$$\delta V = \Gamma \frac{Q}{C_{sc}} \quad (2.3)$$

où C_{sc} est la capacité du corps de la sonde spatiale, et Γ est un facteur de gain caractérisant l'instrument radio. Dans ce cas de figure, seul le corps de la sonde collecte la charge Q . Ce type d'impact crée une différence de potentiel similaire sur les trois antennes électriques : l'amplitude et le taux d'impulsion par seconde correspondent aux grains de poussières de tailles sub-micrométriques.

2) L'impact affecte le potentiel des antennes électriques : une des antennes est partiellement immergée dans le nuage de plasma. Ainsi, la différence de potentiel mesurée entre cette antenne électrique et le corps de la sonde spatiale est différente de celles mesurées sur les deux autres antennes. Nous avons montré (Annexe C.3) que, bien que le champ électrique intrinsèque du nuage de plasma (dû à la séparation de charges) soit trop faible pour expliquer les différences de potentiel mesurées, il est assez élevé pour perturber le courant de photo-électrons recollectés par l'antenne électrique induisant une modification temporaire de son potentiel d'équilibre. Ce scénario d'impact crée une différence de potentiel plus importante sur une des antennes que sur les deux autres ; son amplitude et son taux d'impulsion correspondent aux impacts de nanoparticules. Ce scénario est détaillé dans la partie 2.2.5.

2.2.5 Impacts de nanoparticules

Les sondes spatiales STEREO et leurs antennes électriques étant exposées, en permanence, au rayonnement et au vent solaires, leurs surfaces sont soumises à la photo-ionisation et interagissent avec les particules du vent solaire et en particulier avec les électrons du vent solaire. Elles acquièrent alors une charge positive et sont enveloppées d'un nuage de photo-électrons qui se traduit par un champ électrique E_e . Le potentiel des antennes électriques est un équilibre entre les courants prédominants. Une antenne électrique émet des photo-électrons et en récupère environ 90 % pour que les 10 % qui ne reviennent pas équilibrent le courant dû aux électrons du vent solaire. Lorsque les photo-électrons sont émis, ils se déplacent autour de l'antenne sur des trajectoires très elliptiques car le diamètre de l'antenne est d'environ 1 cm, alors que la gaine de photo-électrons a un rayon d'environ 1 m. La conservation du moment cinétique des photo-électrons a pour conséquence de faire diminuer leur énergie de plusieurs dizaines d'ordres de grandeur lorsqu'ils s'éloignent (leur énergie variant en $1/r_e^2$, où r_e est la distance entre l'antenne et un photo-électron). Par conséquent, un photo-électron qui se trouve dans la gaine et qui possédait initialement une énergie d'environ 1 eV voit sa vitesse azimutale $v_{\phi Ph}$ être 100 fois inférieure à celle qu'il avait près de l'antenne, et peut donc être facilement perturbé.

Ainsi, lorsqu'une antenne électrique se trouve immergée en partie, ou en totalité, dans un nuage de plasma en expansion créé par un impact d'un grain de poussière sur la sonde, elle voit son potentiel d'équilibre être perturbé pendant un certain temps (voir figure 2.6), car, le champ électrique interne du nuage de plasma perturbant les photo-électrons les empêche de revenir vers l'antenne [Pantellini *et al.*, 2013]. L'antenne électrique ne récupère alors plus les photo-électrons qu'elle émet ce qui modifie son potentiel.

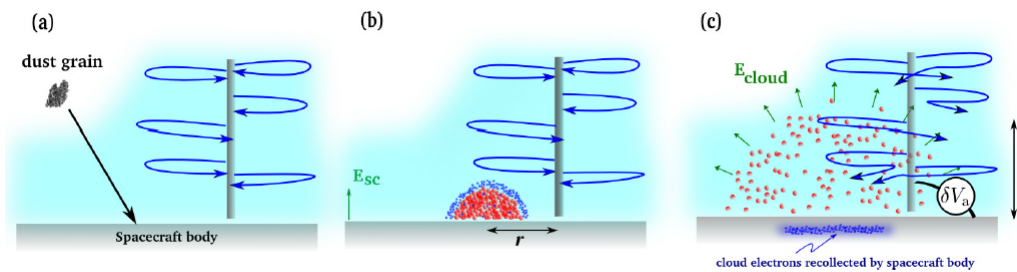


FIGURE 2.6 – Scénario d’un impact d’un grain de poussière sur la sonde spatiale. (a) : Lors d’un impact, les électrons et les ions libérées entrent en expansion. (b) : Les électrons du nuage de plasma sont collectés par le corps de la sonde spatiale suite à la décroissance du champ électrique interne E_i du nuage. (c) : Le champ électrique E_i est assez intense pour perturber le mouvement des photo-électrons émis par l’antenne électrique empêchant celle-ci de les récupérer [Pantellini *et al.*, 2013].

Chapitre 3

Observations de poussières avec l'instrument S/WAVES

Sommaire

3.1	Les grains de poussière sub-micrométriques	30
3.1.1	Les poussières interstellaires	30
3.1.2	Les β -météorites	31
3.1.3	Impacts sur les sondes STEREO	31
3.1.4	Les flux mesurés	33
3.1.5	Ajustement du flux des particules sub-micrométriques	34
3.1.6	Évolution temporelle de la direction d'arrivée	36
3.2	Nanoparticules	37
3.2.1	Les données TDS	37
3.2.1.1	Forme d'onde	37
3.2.1.2	Amplitudes mesurées par les antennes	38
3.2.1.3	Flux mesuré et temps de montée	38
3.2.2	Les données LFR	39
3.2.2.1	Principales caractéristiques du mode LFR	40
3.2.2.2	Amplitude et temps de montée	41
3.2.2.3	Flux mesuré	41

L'analyse de l'ensemble des données de deux instruments de l'expérience WAVES à bord des sondes STEREO, l'un fonctionnant dans le domaine temporel (TDS, Time Domain Sampler) et l'autre dans le domaine fréquentiel (LFR, Low Frequency Receiver) a permis de déterminer certaines propriétés des poussières à 1 UA.

L'analyse statistique des données collectées par le mode de forme d'onde (TDS) a montré l'existence de deux catégories de grains de poussière de différentes gammes de masses [Zaslavsky *et al.*, 2012] : les poussières de taille sub-micrométrique principalement composées de poussières interstellaires et de β -météorites, et les nano poussières. Cette dernière catégorie a aussi fait l'objet d'études en utilisant les données collectées par le mode LFR. Dans ce chapitre, nous présentons une étude réalisée sur les données collectées.

3.1 Les grains de poussière sub-micrométriques

Les grains de poussières de taille sub-micrométrique mesurés sont formés essentiellement de poussières originaires du milieu interstellaire local et de β -météorites. Cette catégorie de poussières représente une minorité de l'ensemble des données de poussières collectées, et correspond aux impulsions électriques d'amplitudes similaires sur les trois antennes (voir chapitre 2) et dont la vitesse d'impact est très variable allant d'environ 5 à 85 km/s. On utilise les mesures collectées par le mode TDS_{max} (voir Annexe B) de l'instrument WAVES qui consiste à mesurer le signal d'amplitude maximale sur les trois antennes électriques chaque minute. L'utilisation d'une mesure par minute est suffisante pour la mesure d'impacts liés aux poussières sub-micrométriques, du fait de la faible probabilité que plusieurs impacts aient lieu pendant une minute (le taux d'impact typique étant de 10 impacts par jour). Nous présentons dans cette section les flux moyens des sub-micrométriques poussières mesurés entre 2007 et 2011, ainsi que la direction d'arrivées des poussières interstellaires et son évolution au cours du temps. Le repère utilisé est le *HAE* (voir annexe).

Les données analysées se limitent aux impulsions dont les amplitudes sont comprises entre 15 mV et 150 mV. Le choix de cette limite inférieure est dû au fait que le mode TDS_{max} ne permet pas de vérifier la forme d'onde du signal. Ainsi, les impulsions dont les amplitudes sont inférieures à 15 mV ne sont pas prises en compte car de telles impulsions, d'amplitudes similaires sur les trois antennes, sont susceptibles d'être générées par des fluctuations de densité ou d'intenses ondes de Langmuir. La limite supérieure des impulsions analysées correspond au niveau de saturation de l'instrument.

3.1.1 Les poussières interstellaires

Les poussières interstellaires (ISD) sont des grains de poussières originaires du milieu interstellaire local et qui pénètrent dans l'héliosphère avec une faible déviation grâce à la grande différence de vitesses entre le Soleil et le nuage interstellaire [Mann *et al.*, 2010]. Ces grains sont sélectionnés au niveau de l'héliopause suivant, principalement, leur charge électrique [Slavin *et al.*, 2012]. Le rayon de Larmor des poussières interstellaires de masses supérieures à environ 4×10^{-17} kg est plus grande que la distance entre l'héliopause et le choc terminal, ce qui leur permet d'entrer dans l'héliosphère en étant très peu déviées.

L'étude des poussières interstellaires joue un rôle important dans la compréhension du milieu interstellaire (ISM). Ces poussières représentent une importante source d'informations sur notre galaxie et sur le processus de formation des étoiles. Plus de 30% de l'énergie émise dans l'infrarouge par les étoiles dans l'Univers est réfléchi par les grains de poussière [Bernstein *et al.*, 2002]. Leur présence dans le milieu interstellaire est déduite, d'une part, à partir des observations astronomiques de la lumière émise par les étoiles avec laquelle les poussières ont interagi à travers l'absorption, la réflexion, et la diffusion [Predehl et Schmitt, 1995], et d'autre part à partir du rayonnement thermique que les poussières interstellaires émettent [Desert *et al.*, 1990], ainsi que leurs émissions radio dues à leur spin (rayonnement

du dipôle électrique et/ou magnétique).

Les poussières interstellaires dans le milieu interplanétaire ont été mesurées par divers instruments conventionnels à bord de nombreuses sondes spatiales comme Cassini [Altobelli *et al.*, 2003], Helios [Altobelli *et al.*, 2003], Ulysses [Krüger et Grün, 2009], et Galileo [Grün *et al.*, 1995] ; [Grün *et al.*, 1997]. Une fois dans le système solaire, la dynamique de ces grains de poussières est gouvernée, principalement, par l'attraction gravitationnelle du Soleil et la pression de radiation quantifiés par leur rapport β (détaillé dans le chapitre 4), ainsi que par la force de Lorentz qui dépend de la configuration du champ magnétique interplanétaire (focalisante ou défocalisante, voir chapitre 4). Elles contribuent aux flux des poussières interplanétaires et se superposent au nuage de poussières qui gravite autour du Soleil. Au voisinage du Soleil, les grains interstellaires de plus petite taille sont déviés par la pression de radiation. Alors que les grains de plus grande taille sont attirés par la gravitation solaire et sont focalisés dans la direction opposée à leur direction d'arrivée formant une région dans laquelle le flux prend une forme conique [Mann, 2010] [Sterken *et al.*, 2012].

Les mesures de la sonde Ulysses ont permis d'estimer leur direction d'arrivée d'environ 259° de longitude écliptique et d'environ 8° de latitude écliptique, avec une vitesse relative de 26 km/s dont la direction est opposée à celle de la vitesse du Soleil dans le milieu interstellaire local [Frisch *et al.*, 1999] [Mann, 2010]. Des mesures récentes notamment à bord de la sonde IBEX, suggèrent une vitesse relative de 23 km/s et une variation temporelle de la direction d'arrivée [Frisch *et al.*, 2013], mais ces résultats ont été contestés et cette question reste ouverte [Lallement *et al.*, 2014].

3.1.2 Les β -météorites

Les β -météorites sont des poussières qui se déplacent sur des orbites hyperboliques et qui sont éjectées par la pression de radiation du Soleil vers l'extérieur du système solaire. Il peut s'agir de grains de poussières dont certaines caractéristiques (comme la masse, la surface ou les paramètres orbitaux) ont évolué faisant augmenter la force de la pression de radiation (augmentation du coefficient β). Elles peuvent être produites par les collisions mutuelles (entre poussières de masses supérieures et entre météorites), ainsi que par sublimation des poussières et des comètes près du Soleil [Mukai, 1996].

Les β -météorites ont été mesurées par des instruments conventionnels à bord de plusieurs sondes spatiales telles que Pioneer 8 et 9 [Zook et Berg, 1975], Helios 1 [Grün *et al.*, 1980], et Ulysses [Baguhl, 1993]. La masse des β -météorites au voisinage de 1 UA est comprise entre 10^{-18} et 10^{-16} kg [Ishimoto et Mann, 1999]. A cette distance, leur vitesse peut atteindre 80 km/s avec une direction quasi-radiale [Ishimoto et Mann, 1999].

3.1.3 Impacts sur les sondes STEREO

La vitesse d'impact d'un grain de poussière sur la sonde vaut $\mathbf{v}_i = \mathbf{v}_d - \mathbf{v}_{sc}$ dans le repère inertiel *HAE*, où v_{sc} est la vitesse de la sonde (environ 30 km/s), et v_d la

vitesse du grain. Dans le cas des impacts des β -météorites (de vitesse quasi-radiale) sur les sondes STEREO, la vitesse d'impact vaut environ $\sqrt{v_{sc}^2 + v_d^2}$ quelque soient les positions des sondes sur leurs orbites. Par contre, dans le cas des poussières interstellaires (lorsqu'on néglige leur déviation), cette expression de la vitesse d'impact n'est valable qu'aux positions des sondes où leurs longitudes sont égales à celle de la longitude d'arrivée des poussières. (voir figure 3.1).

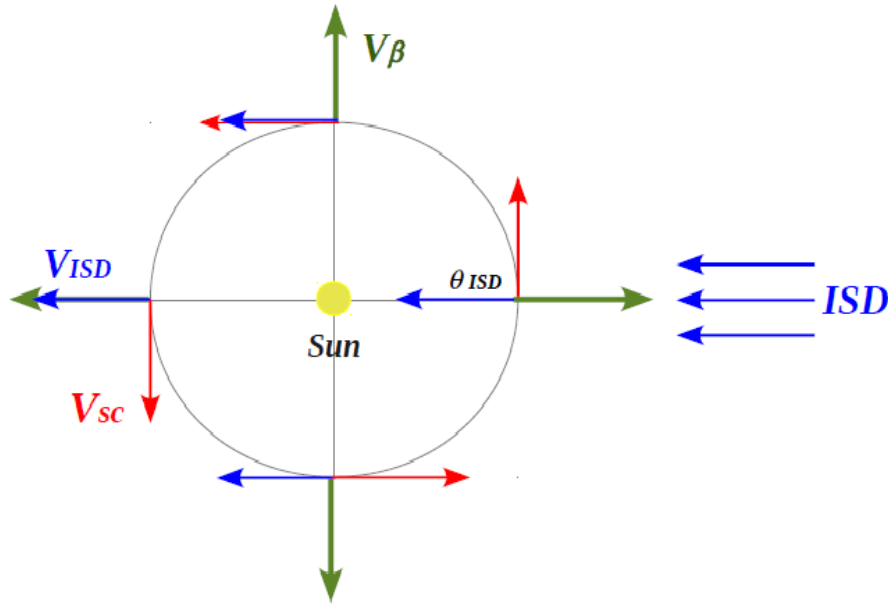


FIGURE 3.1 – Schéma des vitesses des poussières interstellaires V_{isd} , des β -météorites V_β , et des sondes spatiales V_{sc} , utilisé dans le présent modèle.

L'impact d'un grain de poussière sur la sonde spatiale engendre un nuage de plasma de charge électrique Q donnée dans l'équation 2.1 (voir chapitre 2 pour plus de détails). Un impact d'une poussière engendre une diminution du potentiel de la sonde $\delta V_{sc} \sim -Q/C_{sc}$, où C_{sc} est la capacité de la sonde. Afin d'évaluer la capacité C_{sc} des sondes STEREO, nous supposons celles-ci de forme régulière de dimensions de $2 \text{ m} \times 1.2 \text{ m} \times 1.3 \text{ m}$. Cela donne une capacité d'environ 200 pF [Zaslavsky *et al.*, 2012]. Le signal mesuré par une antenne est $\delta V = V_{ant} - V_{sc}$, où V_{ant} est le potentiel de l'antenne électrique en mode monopole qui est approximativement constant pendant le laps de temps de quelques millisecondes de l'impact. Les trois monopoles détectent donc une impulsion électrique d'amplitude similaire :

$$\delta V \simeq \Gamma Q / C_{sc} \quad (3.1)$$

où Γ est le facteur de gain de l'antenne monopole, principalement dû au couplage de sa capacité avec la base [Bale *et al.*, 2007]

En utilisant la relation 2.1 donnant la charge électrique Q et l'équation 3.1, nous pouvons évaluer, en première approximation, les masses des grains de poussière mesurées par :

$$m \simeq \left(\frac{\delta VC_{sc}}{0.7 \Gamma v_i^{3.48}} \right)^{\frac{1}{1.02}} \quad (3.2)$$

où m est exprimée en kg, la charge Q en Cb, et la vitesse v_i en km/s.

L'équation 3.2 montre que la masse mesurée dépend de la vitesse, laquelle ne peut être mesurée séparément. Par conséquent, afin d'évaluer les masses des poussières mesurées nous devons faire une hypothèse sur leurs vitesses. Nous supposons que les poussières interstellaires se déplacent à 26 km/s dans la même direction (qui sera calculée dans la section 3.1.5), et que la vitesse des β -météorites est de 80 km/s avec une direction radiale. Ainsi, étant donné que la fenêtre de détection concerne les impacts qui génèrent une amplitude comprise entre 15 et 150 mV, nous pouvons estimer la gamme de masse détectée. Dans le cas des grains de poussière interstellaires, les masses mesurées (à la longitude d'arrivée θ_{ISD} et à la longitude égale à $\theta_{ISD} + 180^\circ$, en d'autres termes, en amont et en aval du flux de particules) sont comprises entre environ 5×10^{-17} et 5×10^{-16} kg, ce qui correspond à des grains sphériques compacts de rayon r_{isd} compris entre 0.17 et 0.36 μm (en utilisant une densité de masse de $2.5 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$). Ces valeurs justifient, a posteriori, notre approximation de déviation faible puisque $\beta \sim 1$ (la force gravitationnelle du Soleil et la force de la pression de radiation solaire se compensent approximativement, voir chapitre 4). Pour les β -météorites, les masses mesurées (quelque soit les positions des sondes spatiales), sont comprises entre 8×10^{-18} et 3×10^{-17} kg, ce qui correspond, dans le cas de grains sphériques et compacts, à un rayon r_β compris entre environ 90 nm et 0.14 μm .

3.1.4 Les flux mesurés

En comptant le nombre d'impacts N_{day} ayant lieu chaque jour entre l'année 2007 et 2011 sur STEREO A et STEREO B, nous avons calculé le flux mesuré sur chaque sonde :

$$F(m_{min}, m_{max}) \simeq N_{day} / (24 \times 3600) s^{-1} \quad (3.3)$$

où m_{min} et m_{max} représentent les limites de masses mesurées calculées plus haut.

La figure 3.2 représente les flux déduits à partir des données mesurées par les instruments WAVES sur chaque sonde STEREO. Ces flux présentent une modulation en fonction du temps et donc en fonction de la longitude. En première approximation, cette variation est due à la variation de la vitesse d'impact en fonction de la longitude. En effet, étant donné que les poussières interstellaires ont, approximativement, une direction d'arrivée unique (en négligeant la déviation due aux forces subies lesquelles sont principalement formées de la force de gravité du Soleil et la pression de radiation solaire), et que les sondes spatiales tournent autour du Soleil, la vitesse d'impact dépend des positions des sondes spatiales, et principalement, de leurs longitudes respectives (voir figure 3.1). Les modulations des flux mesurés par les deux sondes sont en phase au début de la mission ce qui correspond à la période où les deux sondes étaient proches l'une de l'autre. Ensuite, ces modulations présentent un déphasage qui augmente au fur et à mesure que les sondes s'éloignent l'une de l'autre.

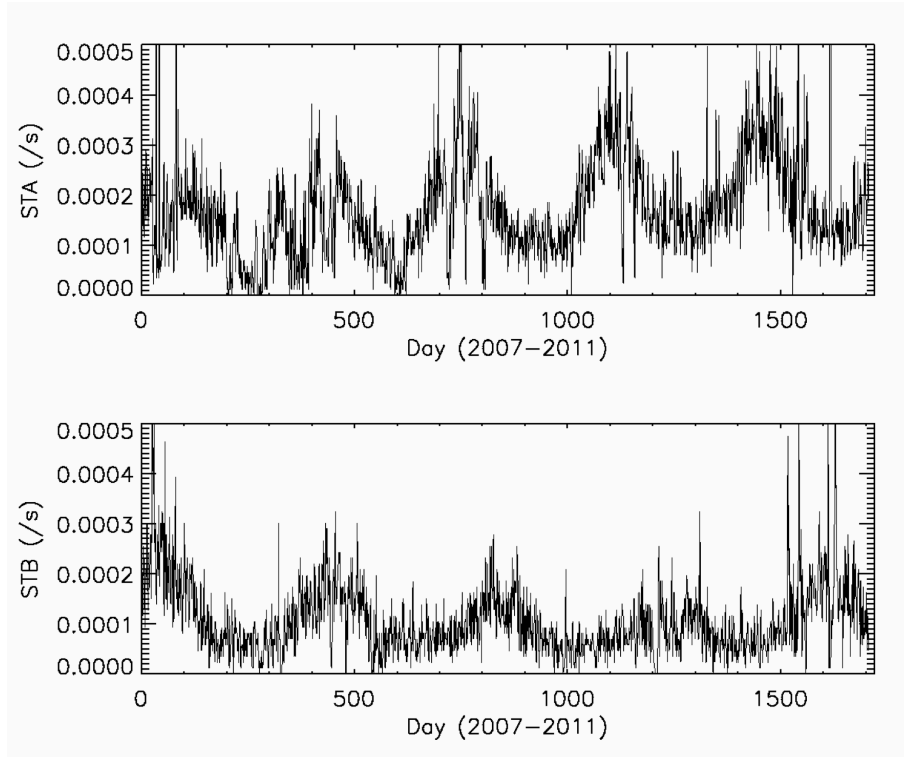


FIGURE 3.2 – Flux des poussières de taille sub-micrométrique mesurés sur STEREO A and B entre 2007 et 2011 [Belheouane *et al.*, 2012].

Les minimums des flux mesurés ne s’annulent pas complètement comme ils devraient l’être si uniquement les poussières interstellaires y contribuaient ; cela montre l’existence d’une autre composante du flux pour laquelle la vitesse d’impact ne dépend pas de la longitude. Ceci s’explique par les impacts des β -météorites dont le flux peut être séparé de celui des poussières interstellaires en utilisant cette modulation longitudinale.

3.1.5 Ajustement du flux des particules sub-micrométriques

En utilisant la composition des vitesses (voir figure 3.1), le flux total F des grains de poussière de taille sub-micrométrique mesuré par les sondes STEREO à une longitude donnée θ et qui représente la somme du flux des β -météorites F_β et celui des poussières interstellaires F_{ISD} , peut s’écrire comme [Zaslavsky *et al.*, 2012] :

$$F = F_\beta \sqrt{1 + \left(\frac{v_{sc}}{v_\beta}\right)^2} + F_{ISD} \sqrt{1 + \left(\frac{v_{sc}}{v_{ISD}}\right)^2} - 2 \frac{v_{sc}}{v_{ISD}} \sin(\theta - \theta_{ISD}) \quad (3.4)$$

où θ_{ISD} représente la longitude d’arrivée des poussières interstellaires.

Le premier terme de l’équation 3.4 est indépendant de la longitude de la sonde et représente la composition entre la vitesse des β -météorites qui est radiale et celle des sondes. Le second terme dépend de la longitude du fait que la direction de la vitesse des poussières interstellaires est fixée alors que la sonde se déplace sur son orbite que l’on suppose circulaire.

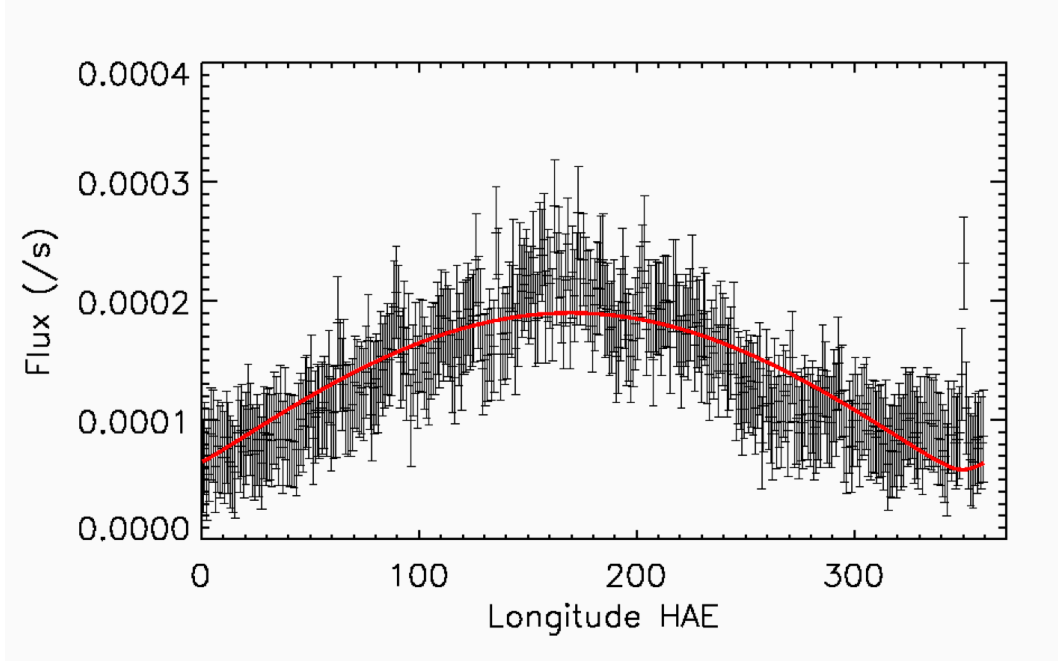


FIGURE 3.3 – Flux total des poussières de taille sub-micrométrique moyenné sur les deux sondes et sur cinq années de mesures, en supposant une surface collectrice de $1 m^2$ [Belheouane *et al.*, 2012].

La figure 3.3 représente le flux F_m total mesuré et moyenné sur les deux sondes spatiales et sur les cinq années de mesures. Ce flux est composé d'un niveau quasi-constant et d'une composante pour laquelle le flux varie avec la longitude. Cette dernière est attribuée aux poussières interstellaires, alors que le niveau constant est attribué aux β -météorites (section 3.1.4).

En utilisant la relation 3.4 et le flux F_m , on ajuste les trois paramètres libres suivants : le flux des β -météorites F_β , le flux des poussières interstellaires F_{ISD} , ainsi que leur direction d'arrivée θ_{ISD} . Les paramètres fixés pour cet ajustement sont : la vitesse des β -météorites $v_\beta = 80$ km/s, la vitesse des poussières interstellaires $v_{ISD} = 26$ km/s, et la vitesse des sondes $v_{sc} \sim 30$ km/s.

La courbe rouge de la figure 3.3 représente le meilleur ajustement possible dont les paramètres sont : une direction d'arrivée θ_{ISD} des poussières interstellaires de $259.75 \pm 2.5^\circ$, un flux $F_\beta = 4.3 \times 10^{-5} m^{-2}s^{-1}$, et un flux $F_{isd} = 6.5 \times 10^{-5} m^{-2}s^{-1}$. Ces résultats sont en accord avec l'étude de [Zaslavsky *et al.*, 2012] utilisant une technique similaire, et avec des études utilisant des instruments conventionnels de détection de poussières à bord d'Ulysses [Krüger *et al.*, 2007] et à bord de Cassini [Altobelli *et al.*, 2003]. Tout particulièrement, le résultat sur la direction d'arrivée des poussières interstellaires est en accord avec les récentes observations de la direction d'arrivée du gaz interstellaire neutre d'hélium [Bzowski *et al.*, 2012], ainsi qu'avec les résultats de Frisch [Frisch *et al.*, 2013]. En effet, les résultats [Frisch *et al.*, 2013] indiquent $70.6^\circ \pm 1.6^\circ + (0.17^\circ \pm 0.06^\circ) \times temps$ (en années depuis 1970), ce qui donne entre 2007 et 2011 : $76.9^\circ \pm 3.8^\circ$ à $77.6^\circ \pm 4^\circ$; en ajoutant 180° à ce résultat on obtient une direction d'arrivée de $\sim 257^\circ \pm 4^\circ$ ce qui est compatible avec le résultat du présent ajustement des données S/WAVES $259.75 \pm 2.5^\circ$.

Étant donné les incertitudes sur les surfaces collectrices et sur la vitesse des poussières interstellaires, on estime les incertitudes sur les flux obtenus par ajustement de l'ordre de trois fois les valeurs de ces derniers. Notons que l'incertitude sur la direction d'arrivée des poussières interstellaires, estimée ci-dessus, représente uniquement l'erreur donnée par l'ajustement et est à prendre avec précaution en raison des approximations de notre modèle. En particulier, celui-ci ne tient pas compte de la géométrie des sondes spatiales et de la dynamique des particules dans le milieu interplanétaire.

3.1.6 Évolution temporelle de la direction d'arrivée

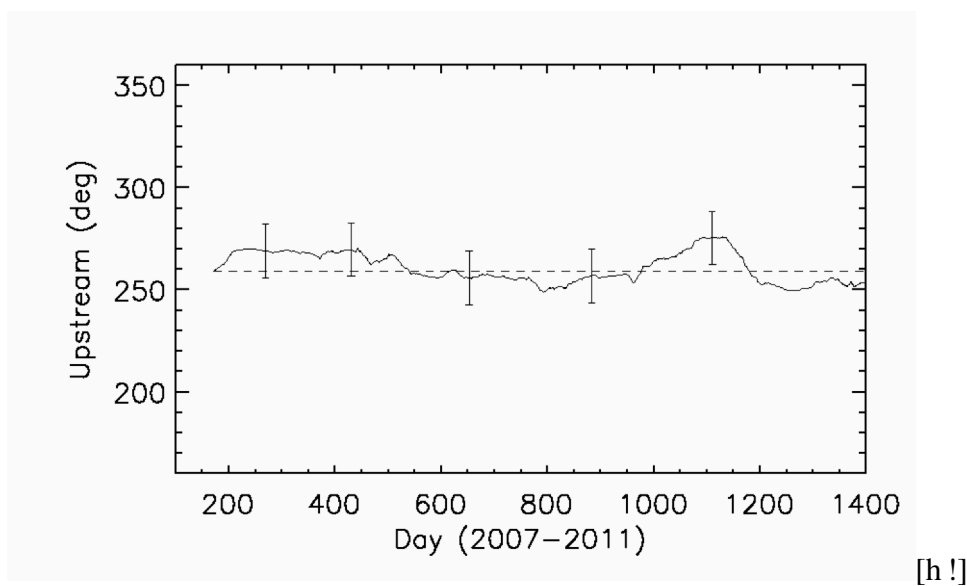


FIGURE 3.4 – Direction d'arrivée θ_{ISD} des poussières interstellaires exprimée en longitude écliptique (dans le repère HAE), en fonction du temps entre 2007 et 2011. La ligne en pointillé représente la moyenne de la direction d'arrivée sur les cinq années qui vaut $\sim 260^\circ$ [Belheouane *et al.*, 2012].

Afin de déduire l'évolution temporelle de la direction d'arrivée θ_{ISD} des poussières interstellaires, nous avons d'abord calculé le flux moyenné sur les deux sondes chaque année entre 2007 et 2011. Ensuite, nous avons utilisé l'équation 3.4 pour ajuster ce flux sur des intervalles de 360° de longitude tout au long des cinq années de mesures. Les résultats sont représentés sur la figure 3.4, ils montrent que la direction d'arrivée des poussières interstellaires est approximativement constante entre 2007 et 2011 compte tenu des incertitudes.

Cette étude permet une mesure continue des flux de poussières, mais surtout de la direction d'arrivée des poussières interstellaires. Les résultats sur la direction d'arrivée sont obtenus sur cinq années de mesures, ce qui ne permet pas de détecter d'éventuelle variation temporelle suggérée par [Frisch *et al.*, 2013], qui correspond à 0.85° degrés en 5 ans, au vue des incertitudes. Par contre, cette variation, si elle existe, pourrait être détectée par l'instrument radio à bord de la sonde WIND.

3.2 Nanoparticules

Cette section concerne les observations liées aux grains de poussières de taille nanométrique dont la vitesse d'impact peut atteindre 350 km/s (voir chapitre 4). Pour cette catégorie de poussières, une des antennes électriques mesure des impulsions d'amplitudes environ 20 fois supérieures aux impulsions mesurées par les deux autres antennes. On utilise les mesures collectées par deux modes différents de l'instrument WAVES [Bougeret *et al.*, 2008] : le premier mode est le *TDS* qui consiste à échantillonner le signal jusqu'à 250×10^3 fois pour donner sa forme la plus précise (voir annexe). Le second mode est le *LFR*, qui mesure le spectre de puissance correspondant dans une gamme de fréquences comprise entre 2.5 kHz et 160 kHz (distribuée sur 3 bandes fréquentielles différentes : A, B, et C) (voir annexe). Nous présentons dans cette section les flux moyens des nanoparticules mesurés entre 2007 et 2011.

3.2.1 Les données TDS

3.2.1.1 Forme d'onde

La forme d'onde caractéristique d'un impact d'une nanoparticule sur la sonde est représenté sur la figure 3.5. Le signal est caractérisé par un temps de montée τ_r très rapide et un temps de descente τ_d beaucoup plus long correspondant au retour à l'équilibre du potentiel de l'antenne.

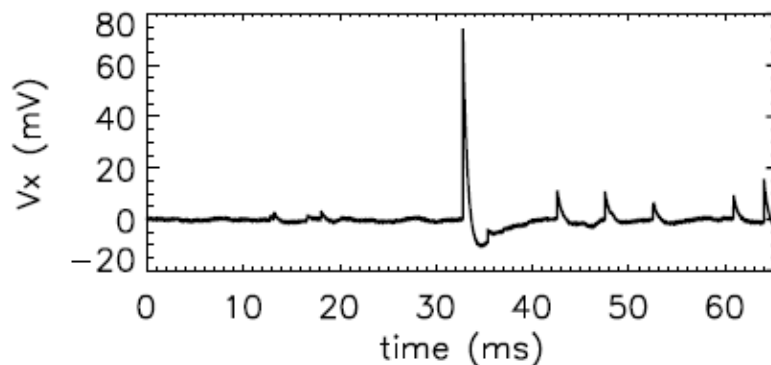


FIGURE 3.5 – Forme d'onde du signal caractéristique d'un impact d'une nanoparticule mesuré par l'antenne X sur STEREO A par le mode TDS le 01/01/2009. L'amplitude (δV) de l'impulsion détectée est mesurée toutes les $4 \mu\text{s}$ au minimum (250×10^3 mesures par seconde, ce qui correspond à la résolution maximale du mode TDS), afin d'échantillonner le signal et obtenir sa forme d'onde (L'amplitude du signal δV en fonction du temps) [Zaslavsky *et al.*, 2012].

3.2.1.2 Amplitudes mesurées par les antennes

Lors d'un impact d'une nanoparticule avec la sonde spatiale, une des antennes électrique est, généralement, plus proche du point d'impact que les deux autres. Ainsi, l'antenne dont la totalité ou une partie est immergée dans le nuage de plasma formé après l'impact détectera un signal d'amplitude différente (par rapport aux autres antennes), et représentera l'antenne principale pour la détection des nanoparticules (voir chapitre 2). L'amplitude mesurée par l'antenne principale [Zaslavsky *et al.*, 2012] est donnée par $\delta V_p \approx \Gamma T l/L$, où $\Gamma \approx 0.5$ est le facteur de gain instrumental, $L = 6$ m est la longueur de l'antenne, $T = 2.5$ eV est la température effective de l'ordre de la température des photo-électrons, et l est la longueur de l'antenne immergée dans le nuage de plasma. Par ailleurs, l'amplitude mesurée par les deux autres antennes est donnée par $\delta V_{NP} \approx \Gamma Q/C_{sc}$, où Q est la charge du nuage de plasma, et $C_{sc} \sim 200$ pF est la capacité de la sonde spatiale.

Étant donné que les configurations géométriques des antennes sont différentes pour les deux sondes STEREO, chacune d'elles présente une antenne principale différente. Ainsi, le signal mesuré par l'antenne X sur STEREO A est environ 20 fois plus important que celui mesuré sur les antennes Y et Z. Ce qui signifie que l'antenne X de la sonde STEREO A possède la meilleure configuration géométrique pour détecter directement le nuage de plasma formé après un impact d'une nanoparticule. Elle représente alors l'antenne principale de détection de poussières sur STEREO A. Par contre, sur STEREO B c'est l'antenne Z qui joue ce rôle. L'étude complète du scénario physique de l'impact et de sa détection est détaillée dans le chapitre 2, qui explique les raisons pour lesquelles une des antennes électriques se distingue des deux autres et mesure un amplitude 20 plus importante.

3.2.1.3 Flux mesuré et temps de montée

L'étude des données liées aux impacts de grains de poussière de taille nanométrique et collectées par le mode TDS, a permis d'obtenir le temps de montée $\tau_r = 40 \mu\text{s}$ de l'impulsion caractéristique de l'impact d'une nanoparticule sur la sonde. Celui-ci dépend de la densité spatiale n_{ph} des photo-électrons (voir chapitre 2) du nuage de plasma se trouvant autour de l'antenne électrique (la fréquence de plasma des photo-électrons est constante puisque la distance entre la sonde et le Soleil est approximativement constante). De plus, cette étude permet une meilleure compréhension du mécanisme à l'origine du signal produit par l'impact d'une nanoparticule. Cela permet de déduire une formule de calibration pour l'amplitude d'une impulsion due à un impact d'une nanoparticule [Zaslavsky *et al.*, 2012] :

$$\langle \delta V \rangle = \begin{cases} \frac{2\Gamma T}{3} \frac{R_c^3}{LR_{sc}^2} & \text{si } R_c < R_{sc} \\ \frac{2\Gamma T}{3} \frac{R_c^3}{LR_{sc}^2} \left[1 - (1 - R_{sc}^2/R_c^2)^{3/2} \right] & \text{si } R_c > R_{sc} \end{cases} \quad (3.5)$$

où R_{sc} représente les dimensions linéaires de la sonde spatiale ($R_{sc} \approx 0.85$ m pour les sondes STEREO), et $R_c \approx (3Q/4\pi en_a)^{1/3}$ est le rayon maximal que peut atteindre le nuage de plasma, où n_a est la densité du vent solaire ambiant.

La figure 3.6 compare les flux mesurés sur la sonde STEREO A par les modes TDS (rouge) et LFR (noir) entre 2007 et 2010. Le flux issu des données mesurées

avec le mode TDS est obtenu en comptant le nombre total d'impacts chaque jour (impacts dont l'amplitude est comprise entre 3 et 150 mV, et pour lesquels l'amplitude du signal mesurée sur une des antennes est environ 20 fois supérieure à celles mesurées par les deux autres antennes), et en divisant par la durée totale d'échantillonnage du jour en question, pour une surface de 1 m^2 . Ce flux correspond à des nanoparticules de masses comprises entre 3×10^{-22} et 2×10^{-20} kg (ce qui correspond à un diamètre d'environ 6 à 25 nm en utilisant une densité volumique de $2.5 \times 10^3 \text{ kgm}^{-3}$). Quant au flux issu des données mesurées avec le mode LFR, il est calculé en moyennant sur le temps d'acquisition du récepteur (il s'agit ici de la bande fréquentielle A) et pondéré selon la masse et la vitesse de la nanoparticule comme indiqué dans la section 3.2.2.

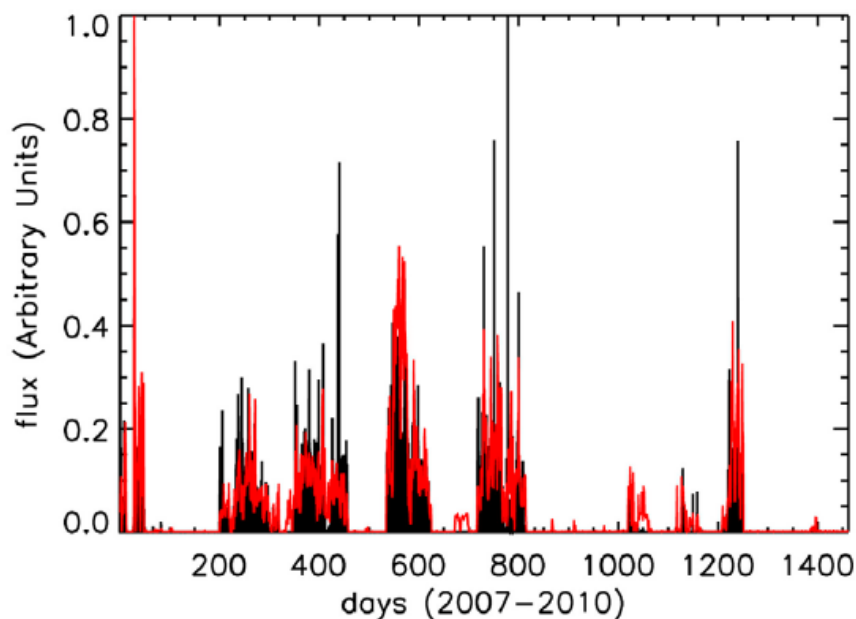


FIGURE 3.6 – Flux de nanoparticules mesurés chaque jour par le mode TDS (courbe rouge) et LFR (courbe noire) sur STEREO A entre 2007 et 2010 [Zaslavsky *et al.*, 2012].

Il est important de noter que, contrairement aux mesures de flux détaillées en section 3.1 (basées sur le mode TDS_{max} (Annexe B)), les valeurs de flux obtenus grâce au mode TDS sont éventuellement surestimées à cause de la sélection de données faite à bord (Annexe B).

3.2.2 Les données LFR

La première étude effectuée sur les données collectées par le mode LFR de l'instrument WAVES pendant l'année 2007 [Meyer-Vernet *et al.*, 2009] a mis en évidence l'existence des nanoparticules à 1 UA, et a permis de déduire un flux moyen pour des nanoparticules de masse supérieure à $m \sim 10^{-20}$ kg d'environ 0.03 à $5 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, en accord avec le modèle de [Grün *et al.*, 1985]. Dans cette section, nous

présentons une nouvelle étude réalisée sur les données du mode LFR collectées entre 2007 et 2011 [Le Chat *et al.*, 2013], et complémentaire des données TDS.

3.2.2.1 Principales caractéristiques du mode LFR

L'avantage du mode LFR par rapport au mode TDS est sa capacité à enregistrer tous les événements qui se produisent pendant le temps d'acquisition. Ce mode calcule le spectre de puissance en continu et à haute cadence sans aucune sélection de données en intégrant sur le temps d'intégration (figure 3.7), ce qui permet d'obtenir une valeur fiable du flux, alors que le mode TDS (adapté à la mesure fine de signaux individuels) implique une grande quantité de données à télémétrer pour lesquelles une sélection à bord est nécessaire.

Cependant, le mode LFR ne permet pas de mesurer le signal dû à un seul impact à la fois ; ceci est dû au facteur de contrôle automatique de gain (AGC) [Bougeret *et al.*, 2008]. Cela implique que le mode LFR ne permet pas de mesurer les signaux relatifs aux impacts des grains de poussières de taille de l'ordre du sub-micron (et au-delà) car le système ne répond que s'il y a beaucoup d'impacts pendant le temps d'intégration du signal, ce qui requiert plusieurs impacts par seconde. C'est le cas des nanoparticules mais pas des particules sub-micrométrique.

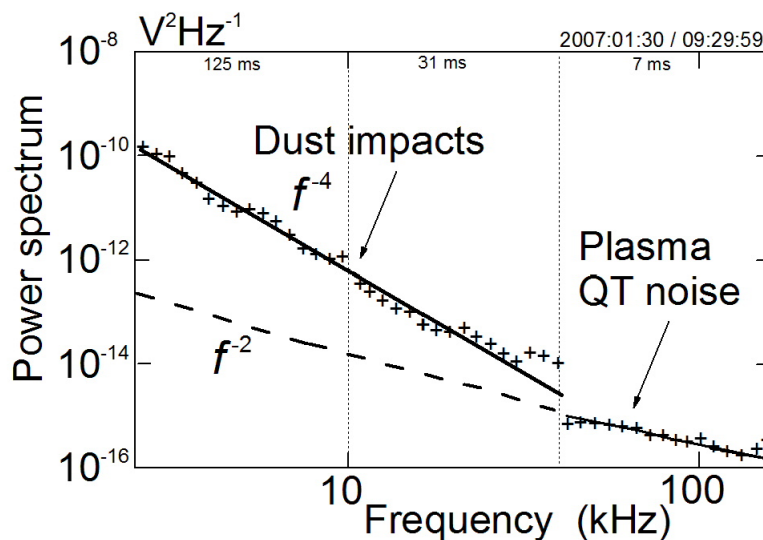


FIGURE 3.7 – Exemple de la densité spectrale mesurée avec le dipole X-Y de STEREO/WAVES sur les trois bandes à basses fréquences. Le temps d'intégration est noté pour chacune des bandes en haut de la figure. Les deux premières (à plus basses fréquences) montrent des impacts. La bande à plus haute fréquence ne détecte que le bruit quasi-thermique du plasma [Meyer-Vernet et Zaslavsky, 2012].

Dans cette analyse, nous utilisons, plus spécifiquement, les données enregistrées sur la bande A du mode LFR (voir Annexe). Cette bande concerne les fréquences comprises entre 2.5 kHz et 10 kHz avec un temps d'intégration de 125 ms (le temps

d'acquisition du spectre en puissance est inversement proportionnel à la fréquence centrale de chaque domaine fréquentiel), ce qui correspond à un temps d'acquisition de 406 ms (4 et 16 fois supérieur aux temps d'acquisition des bandes B et C), ce qui fait de la bande A le domaine fréquentiel le plus sensible aux impacts de poussières.

Le mode LFR mesure la densité spectrale due à la différence entre les amplitudes du signal détectées par les antennes X et Y. Sur la sonde STEREO A, la mesure est exploitable puisque c'est l'antenne X qui est la plus proche des points d'impact sur cette sonde. Cependant, dans le cas de STEREO B, le mode LFR ne capte presque pas d'événements dûs à des impacts de nanoparticules puisque ni l'antenne X ni l'antenne Y ne sont assez proches des points d'impact de la sonde. Ainsi, sur STEREO B, le mode LFR mesure des impacts de poussière uniquement lorsque ces derniers ont lieu près de l'antenne X ou Y, ce qui arrive rarement.

3.2.2.2 Amplitude et temps de montée

La densité spectrale correspondant à des impacts de nanoparticules sur une sonde spatiale avec un taux d'impact N induisant une impulsion électrique (une différence de potentiel) d'amplitude δV , est donnée par l'équation 2.2. Afin d'obtenir le temps de montée τ_r et l'amplitude du signal $\langle N\delta V^2 \rangle$, nous ajustons les données de la bande A du mode LFR avec la précédente équation. Pour ce faire, il est impératif de séparer le bruit thermique omniprésent [Meyer-Vernet et Perche, 1989] du signal relatif aux poussières. Ceci est possible car sa pente est bien plus raide ($\propto \sim f^{-4}$) que celle du bruit thermique ($\propto \sim f^{-2}$). Le temps de montée moyenné sur toutes les données mesurées sur STEREO A et B entre 2007 et 2011 est $\tau_r = 39 \pm 12 \mu\text{s}$., ce qui est en accord avec le temps de montée $\tau_r = 40 \mu\text{s}$ déduit des mesures du mode TDS.

3.2.2.3 Flux mesuré

Afin de déterminer le flux de nanoparticules mesuré à 1 UA, nous utilisons les résultats de temps de montée τ_r et d'amplitude $\langle N\delta V^2 \rangle$ obtenus à partir des données mesurées sur la bande A du mode LFR sur STEREO A. Nous supposons que le point d'impact se trouve à une distance r_i de l'antenne principale, et que l'expansion du nuage de plasma dû à l'impact est sphérique. La longueur immergée de l'antenne est $l = \sqrt{R_c^2 - r_i^2}$, où R_c est défini en section 3.2.1.3. En supposant que le nuage de photo-électrons autour de l'antenne possède une symétrie cylindrique, le rapport entre l'amplitude du signal et le temps de montée est donné par :

$$\langle N\delta V^2 / \tau_r^2 \rangle \approx f_0 \pi K^4 m_{R_{sc}}^{1/2} \left(\frac{\Gamma T}{L \tau_r} \right)^2 \quad (3.6)$$

où $f(m)dm = f_0 m^{-\gamma} dm$, avec $\gamma = 11/6$ [Grün *et al.*, 1985], représente le flux de particules entre m et $m + dm$, $K \approx (3 \times 0.7 v^{3.5} / 4\pi n_a e)^{1/3} \approx 5 \times 10^6 \text{ m kg}^{-1/3}$, n_a est la densité du vent solaire ambiant, et la masse $m_{R_{sc}}$ représente la masse pour laquelle $R_c = R_{sc}$.

La figure 3.8 représente le flux cumulatif des nanoparticules de masses supérieures à 10^{-20} kg mesuré par STEREO A entre 2007 et 2011. Ce flux présente une

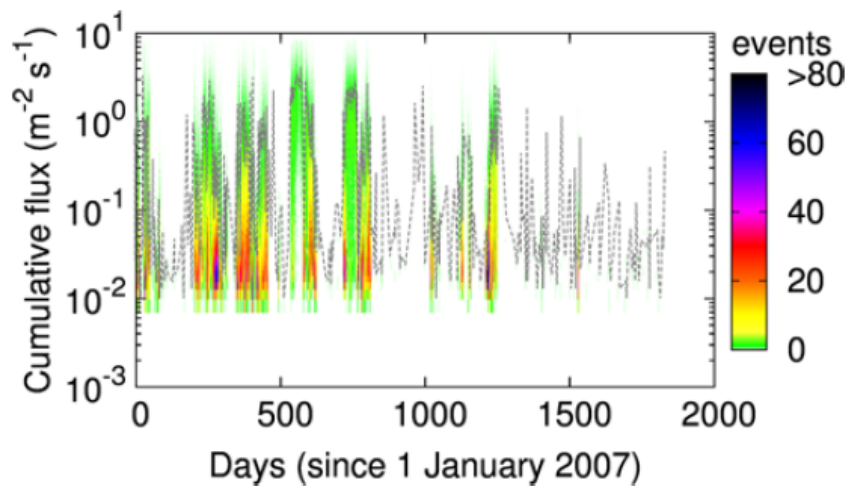


FIGURE 3.8 – Évolution temporelle du flux cumulé de nanoparticules de masses supérieures à 10^{-20} kg mesuré par le mode LFR de l'instrument WAVES sur STEREO A entre 2007 et 2011. L'échelle de couleur de la distribution du flux cumulé mesuré montre la valeur quotidienne la plus probable du flux. la courbe grise représente la moyenne quotidienne du flux de nanoparticules mesuré [Le Chat *et al.*, 2013].

forte variation temporelle avec des périodes durant lesquelles l'instrument ne détecte aucun événement relatif aux nanoparticules. La valeur la plus probable est proche du modèle de [Grün *et al.*, 1985].

Le fait que le flux de nanoparticules mesuré avec le mode TDS présente des variations en fonction des latitudes des sondes sur STEREO A (figure 3.9), et que ce même mode mesure un flux quasi-continu sur STEREO B, suggèrent un effet de géométrie relié aux latitudes des sondes et à leurs positions respectives (voir Annexe B, et chapitre 5). Ces effets pourraient être responsables des périodes où les flux mesurés sont nuls (les flux mesurés avec les modes TDS et LFR).

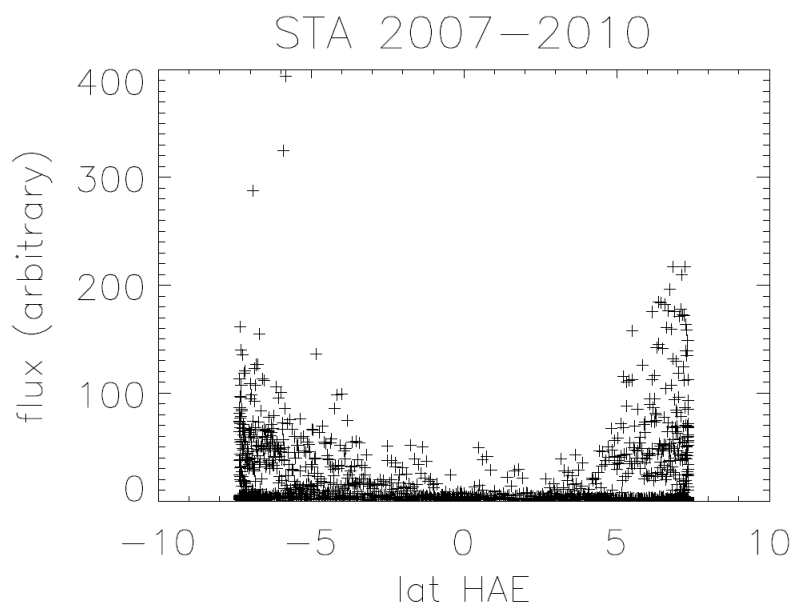


FIGURE 3.9 – Flux de nanoparticules mesuré par le mode LFR sur STEREO A en fonction de la latitude écliptique de celle-ci.

Chapitre 4

Dynamique des Nanopoussières

Sommaire

4.1	Description du Modèle	46
4.1.1	Hypothèses	46
4.1.2	Équation du mouvement	47
4.2	Dynamique des nano particules produites par collisions	50
4.2.1	Trajectoires des nano particules	51
4.2.2	Positions par rapport à la lame neutre	55
4.2.3	Vitesses des particules	58
4.3	Étude statistique	59
4.3.1	Paramètres de l'étude	59
4.3.2	Distribution des vitesses des particules reçues par les sondes STEREO	60
4.3.3	Effets des différents paramètres	61
4.3.3.1	Inclinaison de la lame neutre	61
4.3.3.2	Amplitude du champ magnétique	63
4.3.3.3	Latitudes initiales	63
4.3.3.4	Vitesse du vent solaire	64
4.3.3.5	Phase du cycle solaire	64
4.3.4	Charge du nuage de l'impact	67

Les études effectuées sur la dynamique des nano particules dans le système solaire ont montré qu'un grain de poussière dont le rapport de sa charge électrique q_d sur sa masse m est supérieur à $10^{-5}e/m_p$, où e est la charge de l'électron et m_p est la masse du proton, peut être accéléré à des vitesses de l'ordre de la vitesse du vent solaire [Mann *et al.*, 2007], [Czechowski et Mann, 2010] et [Meyer-Vernet *et al.*, 2009]. Ce type de calcul de trajectoires est très similaire à celui effectué pour l'étude de la dynamique des ions pick-up [Luhmann, 2003], mais dans le cas des nano particules, les rapports q_d/m sont plus faibles.

Dans ce chapitre, on étudie la dynamique des nano particules afin de comprendre et de pouvoir interpréter les résultats des observations de poussières obtenues par l'instrument radio WAVES à bord des deux sondes STEREO. Les rapports q_d/m des nano particules étudiées sont compris entre 10^{-4} et $10^{-7}e/m_p$.

4.1 Description du Modèle

4.1.1 Hypothèses

Le modèle théorique utilisé pour décrire la dynamique des nano poussières dans le vent solaire est basé sur les hypothèses simplificatrices suivantes :

1. Les nano particules sont des sphères compactes homogènes dont la densité de masse est $\rho = 2500 \text{ kg/m}^3$ (densité moyenne d'un grain de poussière composé d'un alliage homogène de silice et de carbone). Le rayon d'un grain de poussière en fonction de son rapport q_d/m est donné par $a = \sqrt{3 \epsilon_0 \Phi / (\rho q_d/m)}$ (à partir de l'équation 1.1 et de la relation $m = 4/3 \pi r^3$). En considérant que le potentiel de surface des grains de poussière est égal à 5 Volts (voir chapitre 1), les nano particules étudiées correspondent à des poussières de masses comprises entre $\sim 10^{-22} \text{ kg}$ et $\sim 4 \times 10^{-18} \text{ kg}$, et de rayons a compris entre $\sim 2 \text{ nm}$ et $\sim 75 \text{ nm}$.

2. Les variations temporelles du champ magnétique interplanétaire et des paramètres du vent solaire sont négligées. Cette approximation est nécessaire dans un premier temps pour simplifier les calculs, et est justifiée pour les variations à grande échelle.

3. La charge des nano poussières q_d est supposée constante (dans le temps et dans l'espace) du fait que le temps de charge τ (le temps nécessaire pour atteindre le potentiel de surface d'équilibre (voir Chapitre 1) est négligeable par rapport au temps de trajet. Pour les plus petits grains de poussière étudiés et dont le rayon $a = 2 \text{ nm}$ (dont le rapport $q_d/m = 10^{-4} e/m_p$), le temps de charge τ_e est égal à 2000 s [Meyer-Vernet, 2007], alors que leur temps minimum de trajet pour atteindre 1 UA est au moins égal à $\sim 7 \text{ jours}$.

4. Le champ magnétique interplanétaire B utilisé dans le présent modèle est décrit par le modèle de Parker dans lequel les composantes du champ magnétique à la distance radiale r s'expriment comme suit [Parker, 1958] et [Parks, 2004] :

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_r &= B_0 (r_0/r)^2 \mathbf{e}_r \\ \mathbf{B}_\phi &= -B_0 \omega_\odot \cos\alpha (r_0^2/r) V_{sw} \mathbf{e}_\phi \\ \mathbf{B}_\theta &= 0 \end{aligned} \quad (4.1)$$

où ω_\odot représente la vitesse de rotation angulaire du Soleil et est égale à $2.7 \times 10^{-6} \text{ radian/s}$, l'angle α est la latitude et V_{sw} est la vitesse du vent solaire.

Le coefficient B_0 représente la composante radiale du champ magnétique en r_0 , son signe est opposé dans les deux hémisphères par rapport à la lame neutre. La configuration du champ magnétique s'inverse d'un minimum solaire à un autre. La configuration dite "focalisante" est celle pour laquelle les lignes du champ électrique se focalisent sur la lame neutre (le sens du vecteur de champ électrique \mathbf{E} est dirigé vers la lame neutre dans les deux hémisphères), c'est à dire où $B_0 < 0$ dans l'hémisphère nord et $B_0 > 0$ dans l'hémisphère sud. Ainsi, au cours du minimum solaire suivant, la configuration du champ magnétique est dite "défocalisante"

car les lignes du champ électrique s'éloignent de la lame neutre (le sens du vecteur de champ électrique \mathbf{E} est dirigé dans le sens opposé à la lame neutre dans les deux hémisphères), c'est à dire où $B_0 > 0$ dans l'hémisphère nord et $B_0 < 0$ dans l'hémisphère sud.

Comme le plan de l'équateur magnétique est incliné par rapport au plan de l'équateur solaire d'un angle Δ , la lame neutre forme alors une surface d'équation [Meyer-Vernet, 2007] :

$$\tan(\alpha_{cs}) = \tan(\Delta) \sin(\phi + \omega_{\odot} r / V_{sw} - \omega_{\odot} T) \quad (4.2)$$

où α_{cs} est la latitude d'un point de la surface qui forme la lame neutre à la longitude ϕ et à la distance r lorsque l'axe de rotation du Soleil et l'axe magnétique forment un angle Δ .

Dans le présent modèle, nous adapterons les paramètres du champ magnétique interplanétaire à ceux de l'année 2007 afin de nous rapprocher des conditions des observations effectuées par les sondes STEREO. Ainsi, la configuration du champ magnétique utilisée est celle dite "focalisante", et la composante radiale du champ magnétique à 1 UA est de $\sim 3.5 \text{ nT}$ [Smith et Balogh, 1995] qui correspond à sa valeur moyennée sur environ 3 rotations solaires.

5. La vitesse du vent solaire \mathbf{v}_{sw} est supposée constante (indépendante du temps et de la position dans l'espace) et radiale, $\mathbf{v}_{sw} = v_{sw} \hat{\mathbf{e}}_r$, où $v_{sw} = 400 \text{ km/s}$ pour le vent solaire lent et $v_{sw} = 800 \text{ km/s}$ pour le vent solaire rapide.

6. Dans notre modèle simplifié, l'effet des impacts des ions et des atomes neutres du vent solaire sur les grains de poussières est négligé. Comparée à la pression de radiation, la pression dynamique due à cet effet $P_{sw} = n_{sw} m_p v_{sw}^2$ (où n_{sw} est la densité des ions du vent solaire) est inférieure de trois ordres de grandeur à la pression de radiation (voir section 4.1.2). Cependant, en raison de l'angle d'impact des particules du vent solaire, cet effet n'est pas négligeable lorsque le grain de poussière se déplace sur une orbite elliptique (y compris circulaire). Il faut noter que cet effet n'est significatif que sur de grandes échelles de temps (voir Annexe). Dans notre cas, la totalité des grains de poussières suivent, dès leur libération, des trajectoires non képlériennes les entraînant vers l'extérieur du système solaire (voir section 4.2.1).

4.1.2 Équation du mouvement

Les principales forces qui s'exercent sur une nano particule libérée dans le milieu interplanétaire sont la force de Lorentz, la force gravitationnelle, la pression de radiation et la force de Poynting-Robertson. La contribution de chacune de ces forces peut varier selon la position dans l'espace (la distance radiale au Soleil et la distance par rapport à la lame neutre (voir Chapitre 1)), le rapport q_d/m , la forme géométrique ainsi que la composition du grain de poussière.

1. La force de Lorentz $F_{Lorentz}$ exercée sur la particule, due au champ magnétique

du vent solaire est :

$$\mathbf{F}_{\text{Lorentz}} = q_d (\mathbf{v}_d - \mathbf{v}_{\text{sw}}) \times \mathbf{B} \quad (4.3)$$

où $\mathbf{v}_d - \mathbf{v}_{\text{sw}}$ représente la vitesse de la particule par rapport au vent solaire et B est le vecteur champ magnétique porté par le vent solaire. Comme les particules de poussière se déplacent dans le champ magnétique (sectorisé par rapport à la lame neutre avec des polarités alternatives) elles voient la force de Lorentz qui s'exerce sur elles changer de direction alternativement lorsqu'elles traversent la lame neutre. Selon leurs rapports q_d/m , les particules peuvent être éjectées du système solaire par la force de Lorentz ([Hamilton *et al.*, 1996] et [Mann *et al.*, 2004]). Plus particulièrement, elles sont accélérées jusqu'à une vitesse maximale de l'ordre de celle du vent solaire [Mann *et al.*, 2006].

2. La force gravitationnelle F_g qui s'exerce sur les grains de poussières dans le milieu interplanétaire est celle due au Soleil. Tout autre champ gravitationnel est négligé. Cette force est radiale et dirigée vers le Soleil et est donnée pour une particule de masse m par :

$$\mathbf{F}_g = -G \frac{M_\odot m}{r^2} \mathbf{e}_r \quad (4.4)$$

où G est la constante gravitationnelle, M_\odot la masse du Soleil et r la distance héliocentrique entre la particule et le centre du Soleil.

3. Les grains sont aussi soumis à la force due à la pression qu'exerce un rayonnement électromagnétique sur leurs surfaces. Cette pression, prédite par les équations de Maxwell, et dont les effets sur le mouvement des poussières du système solaire avaient été introduits par [Poynting, 1903], est la conséquence de l'interaction entre les grains de poussières et les photons émis par le Soleil. Une première approximation de cette force fut proposée par [Robertson, 1937] en considérant des particules qui absorbent totalement la lumière. Une expression plus réaliste de cette force fut proposée par [Burns *et al.*, 1979] pour des grains de poussières, non relativistes, qui absorbent et diffusent la lumière solaire. Cette force consiste en deux effets distincts ; le premier représente la pression de radiation F_{Rad} qui est due à la quantité de mouvement acquise par le grain de poussière (lorsque celui-ci absorbe ou diffuse la lumière). Cette accélération est dans la direction du rayonnement incident. Le second effet est appelé "l'effet Poynting-Robertson" F_{PR} , qui est due à la quantité de mouvement perdue par le grain de poussière dans la direction de sa vitesse (lors de la même interaction d'absorption et de diffusion). Nous présentons ci-dessous, chacun de ces effets séparément :

a) La force de la pression de radiation F_{Rad} qui, contrairement à la force gravitationnelle qui attire les particules vers le Soleil, est une force répulsive qui repousse les particules du Soleil. Elle peut être exprimée comme le produit de la section efficace du grain de poussière et de la quantité de mouvement du rayonnement incident P . Cette dernière n'est que le rapport de l'énergie transportée par les photons W (qui

est la densité du flux de l'énergie solaire) par leur vitesse c . Cela se résume ainsi :

$$\mathbf{F}_{\text{Rad}} = \mathbf{P}A\langle Q_{\text{Rad}} \rangle = \frac{W}{c}A\langle Q_{\text{Rad}} \rangle \mathbf{e}_r = \frac{L_{\odot}}{4\pi r^2 c}A\langle Q_{\text{Rad}} \rangle \mathbf{e}_r \quad (4.5)$$

où L_{\odot} représente la luminosité solaire à la distance r . L'énergie W peut être aussi exprimée par $W_0 (r_0/r)^2$, où W_0 est la constante solaire à $r_0 = 1 \text{ UA}$. Le produit $A\langle Q_{\text{Rad}} \rangle$ représente la section efficace du grain de poussière où A est la section efficace géométrique et $\langle Q_{\text{Rad}} \rangle$ est le coefficient de la pression de radiation moyenné sur tout le spectre du rayonnement électromagnétique solaire. Ce coefficient, appelé aussi le facteur d'efficacité optique, se calcule à partir de la théorie de Mie. Il dépend de la longueur d'onde du rayonnement incident, de la forme ainsi que de la composition du grain de poussière (via son indice optique) [Mann *et al.*, 2006]. Des estimations de ce coefficient ont été effectuées pour des particules de forme sphérique par [Lamy, 1974] et [Burns *et al.*, 1979].

L'estimation du coefficient de la force de la pression de radiation permet de déduire un autre coefficient appelé β qui représente le rapport entre la pression de radiation et la force de gravité $\beta = |F_{\text{rad}}/F_g = L_{\odot}A\langle Q_{\text{Rad}} \rangle/4\pi GM_{\odot}mc$. Il permet de mesurer et de comparer l'effet de chacune de ces deux forces sur les particules. Pour les nano poussières, le rapport de la force de la pression de radiation due au rayonnement solaire à la force de gravité est, pour des particules de forme sphérique, inférieur ou égal à 0.1 [Mann *et al.*, 1994].

La pression de radiation $P_{\text{Rad}} = F_{\text{Rad}}/A$ exercée sur une surface unité est de l'ordre de $\sim 4.5 \times 10^{-6} \text{ Pa}$ à 1 UA, alors que la pression due aux impacts des particules du plasma P_{sw} est de l'ordre de $\sim 2.3 \times 10^{-9} \text{ Pa}$ à la même distance.

b) La force due à l'effet Poynting-Robertson se traduit par un ralentissement du grain de poussière du fait qu'elle dissipe l'énergie et le moment angulaire de celui-ci, le faisant dériver vers le Soleil. Cette décélération est liée à l'angle formé par la direction du rayonnement incident et celle de la vitesse du grain de poussière ; elle est maximale lorsque le rayonnement incident est perpendiculaire à la vitesse du grain, et s'annule lorsque le rayonnement incident est parallèle à la vitesse du grain. L'effet Poynting-Robertson affecte l'évolution à long terme des orbites des poussières, réduisant ainsi leurs rayons orbitaux. Du fait que la particule est en mouvement à la vitesse \mathbf{v}_d , la quantité de mouvement du rayonnement incident P' transférée, dans la direction de \mathbf{v}_d , sera le rapport de l'énergie du rayonnement solaire emportée dans la direction de mouvement de la particule $-Wv_d/c$, par la vitesse c de la lumière dans le vide. Ainsi, la force due à l'effet Poynting-Robertson s'exprime comme suit :

$$\mathbf{F}_{\text{PR}} = \mathbf{P}'A\langle Q_{\text{Rad}} \rangle = -\frac{W}{c^2}A\langle Q_{\text{Rad}} \rangle \mathbf{v}_d = -\frac{F_{\text{Rad}}}{c} \mathbf{v}_d \quad (4.6)$$

Du fait que la particule est en mouvement à la vitesse \mathbf{v}_d par rapport au Soleil, il s'en suit que la densité du flux de l'énergie solaire subit l'effet Doppler et devient $W' = W(1 - \dot{r}/c)$, avec $\dot{r} = \mathbf{v}_d \mathbf{u}$, où \mathbf{u} est un vecteur unitaire dans la direction du

rayonnement incident. Comme dans notre cas la direction du rayonnement incident est la direction radiale $\mathbf{u} = \mathbf{e}_r$ alors $\dot{r} = v_r$ est la composante radiale de la vitesse du grain de poussière.

La force totale due au rayonnement solaire, qui est la somme de la force de la pression de radiation et de la force de l'effet Poynting-Robertson s'exprime alors, à l'ordre v_d/c , comme [Burns *et al.*, 1979] :

$$\mathbf{F}_R = F_{rad} \left[\left(1 - \frac{v_r}{c} \right) \mathbf{e}_r - \frac{\mathbf{v}_d}{c} \right] \quad (4.7)$$

Dans le présent calcul, nous utiliserons le coefficient β pour quantifier la force de la pression de radiation. Pour ce faire, nous remplaçons la force de la pression de radiation F_{rad} par βF_g . L'expression de la force totale du rayonnement solaire devient alors :

$$\mathbf{F}_R = \frac{GM_\odot}{r^2} \beta \left[\left(1 - \frac{v_r}{c} \right) \mathbf{e}_r - \frac{\mathbf{v}_d}{c} \right] \quad (4.8)$$

Notez que dans tous les cas l'effet Poynting-Robertson n'a de conséquences qu'à des échelles de temps très grandes devant celles considérées ici.

En prenant en compte ces trois forces, l'équation qui régit le mouvement d'un grain de poussière dans le milieu interplanétaire du système solaire est :

$$\frac{d\mathbf{v}_d}{dt} = \frac{q_d}{m} (\mathbf{v}_d - \mathbf{v}_{sw}) \times \mathbf{B} - \frac{GM_\odot}{r^2} \mathbf{e}_r + \mathbf{F}_R \quad (4.9)$$

Chaque terme de l'équation 4.9 peut devenir dominant selon le rapport q_d/m , la forme et la composition des poussières, ainsi que du milieu ambiant dans lequel celles-ci se déplacent. Dans le système solaire, la force gravitationnelle est dominante pour les particules de poussières de rayon supérieur à $0.1 \mu m$. Mais pour des poussières de l'ordre du nanomètre, c'est la force électromagnétique qui est dominante.

4.2 Dynamique des nano particules produites par collisions

Dans cette section, nous étudions la dynamique de nano particules produites par des collisions entre des poussières de plus grande taille, qui gravitent autour du Soleil sur des orbites képlériennes et qui constituent le nuage de poussières entourant le Soleil. Ces poussières entrent continuellement en collisions entre elles [Grün *et al.*, 1985]. Elles sont aussi bombardées par d'autres grains de poussières qui, contrairement aux premières, ne gravitent pas autour du Soleil mais sont de différentes origines comme les poussières interstellaires et les poussières ayant un coefficient $\beta > 0.5$ qui sont éjectées par la force de la pression de radiation (les β -météorites).

Ces collisions produisent une large distribution en masse de grains de poussières parmi lesquelles figurent les nano particules. Dès leur création, ces nano particules se chargent rapidement et se retrouvent sous l'influence du champ magnétique interplanétaire qui les entraîne vers l'extérieur du système solaire. On suppose que

leurs paramètres orbitaux initiaux sont ceux des corps parents qui les ont créés (ref section 1.3).

La distance de libération des nano particules utilisée dans le présent modèle de dynamique est de $0.2 UA$ (distance entre le centre du Soleil et le point de libération de la nano particule). Le choix de cette distance repose sur la validité du modèle du champ magnétique utilisé qui ne prend pas en compte la complexité du champ magnétique au voisinage immédiat du Soleil ($r < 40 R_{\odot} \sim 0.187 UA$).

L'équation de mouvement 4.9 donne lieu à un système de six équations différentielles couplées (voir Annexe A). On utilise la méthode de Range-Kutta d'ordre quatre pour résoudre numériquement ce système. Les positions des nano particules sont exprimées dans le système de coordonnées *HCI* (voir Annexe A) dans toute la section 4.2. Elles seront exprimées dans le système *HAE* dans la section 4.3.

4.2.1 Trajectoires des nano particules

Les trajectoires de nano particules libérées dans l'espace à $0.2 UA$, à différentes latitudes initiales α_i et à différentes longitudes initiales ϕ_i , sont présentées en deux projections différentes sur les figures 4.1 et 4.3 pour la configuration focalisante du champ magnétique interplanétaire et avec une vitesse du vent solaire de $400 km/s$ constante et indépendante des positions des particules. On se propose d'examiner le comportement des trajectoires des nano particules pour deux valeurs du rapport q_d/m et cela dans le cas d'une lame neutre non inclinée $\Delta = 0^\circ$, et dans le cas d'une lame neutre inclinée (Δ étant l'angle d'inclinaison de la lame neutre par rapport au plan de l'équateur solaire).

On considère, dans un premier temps, le cas simple où la lame neutre est confondue avec le plan de l'équateur solaire $\Delta = 0^\circ$. Les figures 4.1(a) et 4.1(c) représentent la projection des trajectoires des nano particules sur le plan perpendiculaire au plan de l'équateur solaire (notons que la coordonnée Z dépend de la distance héliocentrique r comme $Z = r \sin \alpha$, où α est la latitude de la particule), et cela pour deux valeurs du rapport q_d/m . Une fois libérés, les grains de poussière sont entraînés par la force de Lorentz vers l'extérieur du système solaire tout en exécutant des gyrations autour des lignes de champ magnétique. Chaque particule tend à rejoindre la lame neutre sous l'effet des deux contributions de la force magnétique $\mathbf{F}_1 = -q_d \mathbf{v}_{sw} \times \mathbf{B}$ et $\mathbf{F}_2 = q_d \mathbf{v}_d \times \mathbf{B}$ dont les amplitudes dépendent de la position de la particule, de son rapport q_d/m et de sa vitesse.

Ces contributions, projetées sur l'axe Z , sont représentées sur la figure 4.2 pour une nano particule de $q_d/m = 10^{-4} e/m_p$ libérée à 0.67° de latitude (dont la projection de la trajectoire sur le plan perpendiculaire au plan de l'équateur solaire est représentée sur la figure 4.1(a)) lorsque la lame neutre est inclinée par rapport au plan de l'équateur solaire et lorsqu'elle n'est pas inclinée. Les oscillations de la force F_{2Z} sont dues à la gyration de la particule avant son piégeage par la lame neutre ; ensuite, les changements de signe de F_{1Z} et F_{2Z} sont dus aux traversées de la lame neutre (où $F_{1Z} = -q_d(v_{swx}B_y - v_{swy}B_x)$ et $F_{2Z} = q_d(v_{dx}B_y - v_{dy}B_x)$). Le changement de signe entre les figures 4.2(a) et 4.2(b) est dû au fait que la particule ne se trouve pas du même côté de la lame neutre. En effet, la particule étant libérée à une latitude de 0.67° et une longitude de 20° , pour $\Delta = 0^\circ$ elle est au dessus de

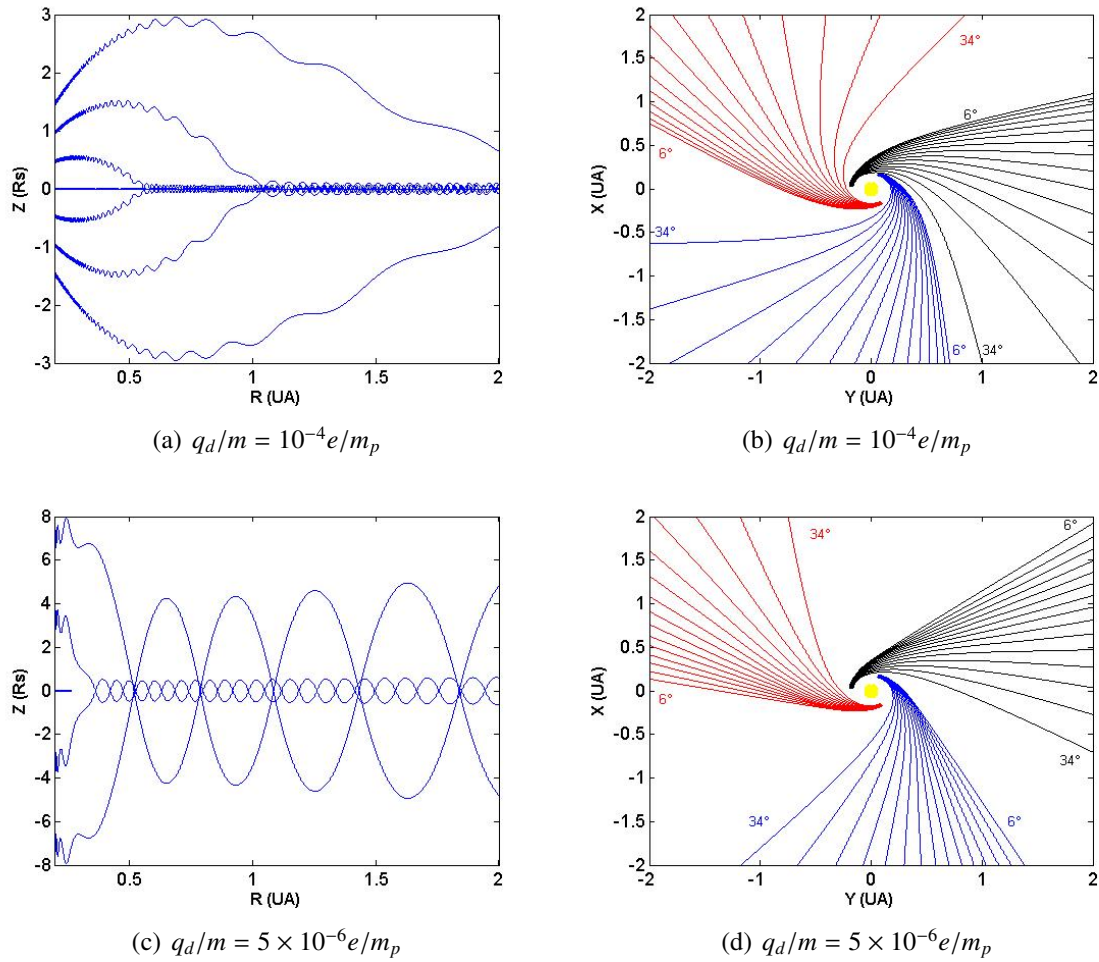


FIGURE 4.1 – Trajectoires de nano particules libérées dans l’espace à différentes latitudes et longitudes initiales pour deux valeurs du rapport q_d/m avec $\Delta = 0^\circ$. A gauche : Projection des trajectoires sur le plan perpendiculaire au plan de l’équateur solaire ; (a) : Sept trajectoires pour lesquelles $\alpha_i \in [-2^\circ, 2^\circ]$; (c) : Cinq trajectoires pour lesquelles $\alpha_i \in [-10^\circ, 10^\circ]$. A droite : Projection des trajectoires sur le plan de l’équateur solaire. Les latitudes initiales sont mentionnées sur les figures pour trois configurations de longitudes initiales : $\phi_i = 20^\circ$ (bleu), 150° (rouge) et 280° (noir) ; pour chacune d’elles, 15 trajectoires sont indiquées sur les figures (b) et (d).

la lame neutre (la latitude de la lame neutre dans ce cas est nulle en tout point de l’espace), et pour $\Delta = 3^\circ$ elle en dessous (la latitude de la lame neutre pour cette inclinaison étant de $\sim 1.6^\circ$ car $\phi_i = 20^\circ$ et $r_r = 0.2 \text{ UA}$).

Les figures 4.1(b) et 4.1(d) représentent les trajectoires projetées sur le plan de l’équateur solaire. Ces trajectoires correspondent à trois groupes de nano particules dont chacun correspond à une longitude initiale différente : 20° , 150° et 280° (tracé en couleur bleu, rouge et noire respectivement). Pour une même longitude initiale, les particules sont libérées à 15 latitudes initiales lesquelles sont régulièrement espacées (de 2°) et comprises entre 6° à 34° . Les particules, une fois libérées, suivent d’autant plus les lignes de champ magnétique que le rapport q_d/m est

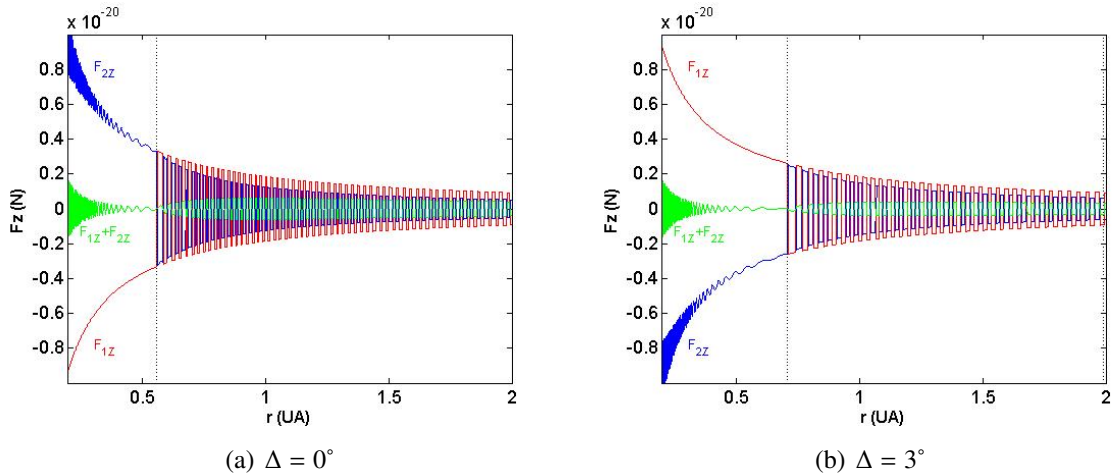


FIGURE 4.2 – Importance des termes dus respectivement à la vitesse du vent solaire (F_1 , courbe en rouge) et la vitesse de la particule (F_2 , courbe en bleu) et leur somme (courbe en vert), projetés sur l'axe Z pour les paramètres suivants : $q_d/m = 10^{-4} e/m_p$, $r_i = 0.2 UA$, $\alpha_i = 0.67^\circ$ et $\phi_i = 20^\circ$, et cela pour deux inclinaisons de la lame neutre. La ligne verticale en pointillé représente la distance à laquelle la particule est piégée par la lame neutre

grand (la force magnétique est proportionnelle à la charge des particules). Cette dépendance diminue au fur et mesure que la particule s'éloigne du Soleil, la force magnétique étant inversement proportionnelle à la distance.

Nous nous intéressons à présent aux trajectoires des particules lorsque la lame neutre est inclinée par rapport au plan de l'équateur solaire (figure 4.3). Les projections des trajectoires sur le plan perpendiculaire au plan de l'équateur solaire sont représentées sur les figures 4.3(a) et 4.3(c). Les projections de quatre trajectoires sont représentées sur la figure 4.3(a) qui correspondent à des particules libérées à $r_r = 0.2 UA$, aux latitudes initiales $-2^\circ, 0.67^\circ, -0.67^\circ$ et -2° et à une longitude initiale $\phi_i = 20^\circ$ (la lame neutre étant inclinée de $\Delta = 3^\circ$, sa latitude à ces positions de libération étant de $\sim 1.6^\circ$). On peut noter que les particules piégées par la lame neutre sont celles dont les positions de libération sont les plus proches de la lame neutre. Les deux particules libérées relativement loin de la lame neutre n'ont pas été piégées par celle-ci même après une distance de $r = 7 UA$. La figure 4.3(c) réalisée pour trois trajectoires de particules d'un rapport $q_d/m = 5 \cdot 10^{-6} e/m_p$ et $\Delta = 12^\circ$ montre le même effet.

Les figures 4.3(b) et 4.3(d) qui représentent les projections des trajectoires des nano particules sur le plan de l'équateur solaire, montrent l'effet de l'inclinaison de la lame neutre sur le mouvement des nano particules dans le plan de l'équateur solaire. Les nano particules sont libérées à trois longitudes initiales différentes ($\phi_i = 20^\circ, 150^\circ$ et 280°), pour lesquelles les latitudes de la lame neutre sont $\sim 1.6^\circ, \sim 0.95^\circ$ et $\sim -2.8^\circ$ respectivement. La figure 4.3(b) correspond à trois trajectoires de nano particules libérées à la latitude $\alpha_i = 2^\circ$; ces particules ne sont pas piégées dans la lame neutre dans le cas où $\Delta = 0^\circ$ (jusqu'aux distances représentées), alors

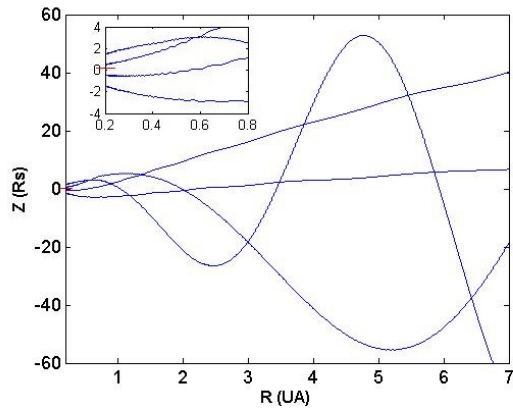
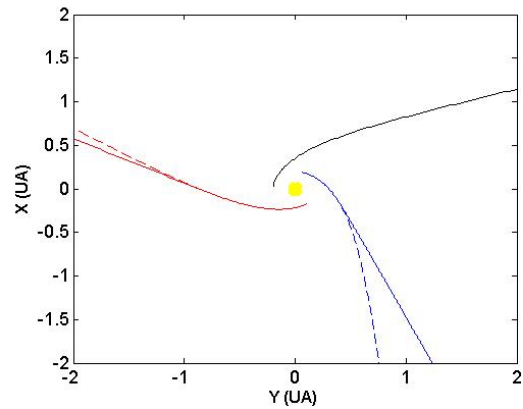
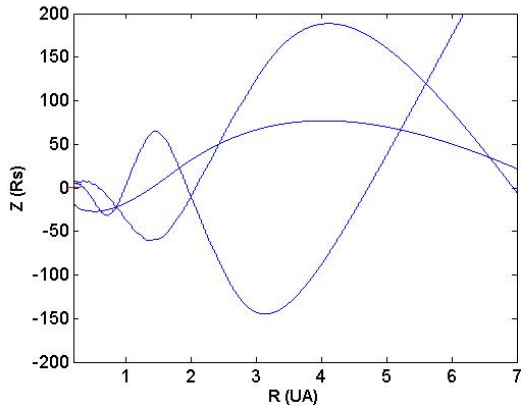
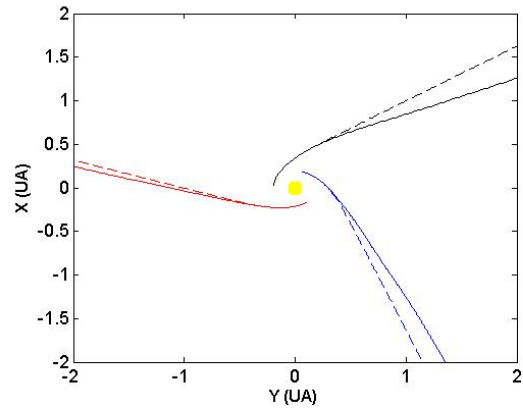

 (a) $q_d/m = 10^{-4}e/m_p$ et $\Delta = 3^\circ$

 (b) $q_d/m = 10^{-4}e/m_p$, $\Delta = 0^\circ$ (pointillé) et $\Delta = 3^\circ$ (trait plein)

 (c) $q_d/m = 5 \times 10^{-6}e/m_p$ et $\Delta = 12^\circ$

 (d) $q_d/m = 5 \times 10^{-6}e/m_p$, $\Delta = 0^\circ$ (pointillé) et $\Delta = 12^\circ$ (trait plein)

FIGURE 4.3 – Trajectoires de nano particules libérées dans l'espace à différentes latitudes et longitudes initiales pour deux valeurs du rapport q_d/m et différentes inclinaisons de la lame neutre. A gauche : Projection des trajectoires sur le plan perpendiculaire au plan de l'équateur solaire. La position initiale de la lame neutre sur l'axe Z est représentée avec une croix rouge ; (a) : Quatre trajectoires pour lesquelles $\alpha_i \in [-2^\circ, 2^\circ]$. Un zoom sur les trajectoires jusqu'à $r = 0.8 \text{ UA}$ est tracé en haut de la figure pour montrer les positions initiales des particules par rapport à celle de la lame neutre ; (c) : Trois trajectoires pour lesquelles $\alpha_i \in [-25^\circ, 10^\circ]$. A droite : Projection des trajectoires sur le plan de l'équateur solaire pour trois longitudes initiales : $\phi_i = 20^\circ$ (bleu), 150° (rouge) et 280° (noir) ; (b) : Trois trajectoires pour lesquelles $\alpha_i = 2^\circ$; (d) : Trois trajectoires pour lesquelles $\alpha_i = 10^\circ$.

que lorsque $\Delta = 3^\circ$, deux d'entre elles sont piégées (celles dont $\phi_i = 20^\circ$, $\phi_i = 150^\circ$). Ces deux particules ont été, en effet, libérées plus près de la lame neutre que celle libérée à $\phi_i = 280^\circ$. La figure 4.3(d) correspond aussi à trois trajectoires de nano particules libérées aux mêmes longitudes initiales que précédemment et à une latitude de 10° ; ces particules sont piégées dans la lame neutre dans le cas où $\Delta = 0^\circ$, et le sont aussi lorsque $\Delta = 12^\circ$. Chaque particule reste alors dans la

couche de courant pendant son mouvement (c'est à dire que sa position dans le plan perpendiculaire au plan de l'équateur solaire suivra celle de la lame neutre). Comme la couche de courant change de position dans l'espace (car elle est inclinée), le mouvement de la particule piégée subit alors une contrainte supplémentaire (celle de rester dans la lame neutre), ce qui modifie la dynamique de la particule sur le plan de l'équateur solaire.

Avec des valeurs plus importantes de Δ , les particules ne sont plus piégées pour de grandes valeurs de q_d/m (figure 4.4(a)). Lorsque q_d/m diminue, le rayon de gyration augmente ainsi que la dérive et les particules auront donc plus de chances de rencontrer la lame neutre et d'y être piégées (figure 4.4(b)).

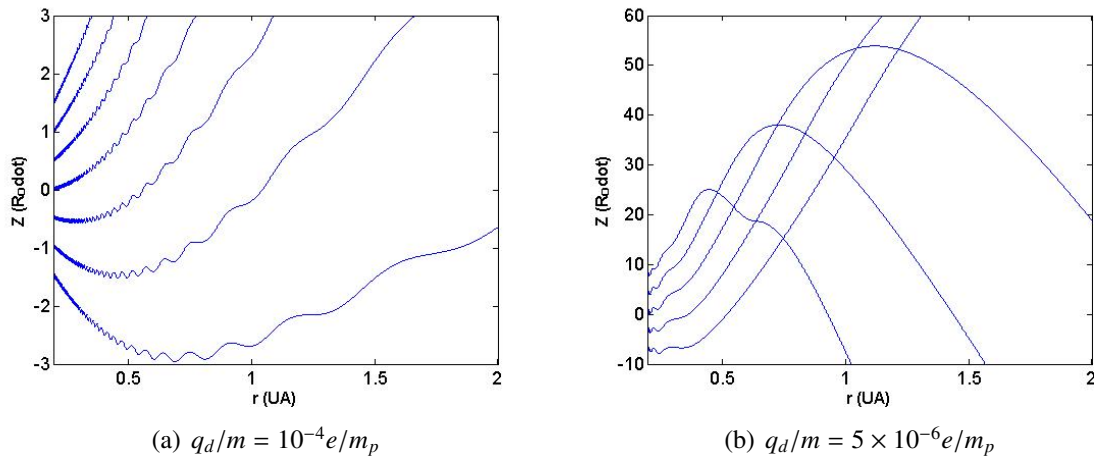


FIGURE 4.4 – Projection des trajectoires sur le plan perpendiculaire à l'équateur solaire pour $\Delta = 30^\circ$ et différentes latitudes initiales. (a) : $\alpha_i \in [-2^\circ, 2^\circ]$; (b) : $\alpha_i \in [-10^\circ, 10^\circ]$.

Le fait que les particules tendent à rejoindre la lame neutre est dû à la configuration du champ magnétique utilisée (configuration focalisante) ; celle-ci correspond à un champ électrique dirigé vers la lame neutre. On montrera en section 4.3.3 le cas d'une configuration de champ magnétique opposée.

4.2.2 Positions par rapport à la lame neutre

La position de libération d'une nano particule par rapport à celle de la lame neutre (à la même distance au Soleil et à la même longitude) est un facteur très pertinent dans sa dynamique. En effet, pour un rapport q_d/m , une longitude initiale ϕ_i et une distance initiale r_i donnés, il existe une latitude initiale critique au dessus de laquelle la particule ne sera pas piégée. Cela est dû au fait que la force magnétique est inversement proportionnelle à la distance ; ceci implique que la probabilité que la particule soit piégée par la lame neutre diminue avec la distance. A grande distance, la force de Lorentz devient quasi-nulle ce qui a pour résultat de rendre la lame neutre pratiquement transparente à la particule.

Les figures 4.5(a) et 4.5(b) représentent les latitudes des grains de poussière de $q_d/m = 10^{-4} e/m_p$ et de $q_d/m = 5 \times 10^{-6} e/m_p$ libérées à des latitudes initiales comprises entre -90° et 90° en fonction de la distance au Soleil r . A partir d'une

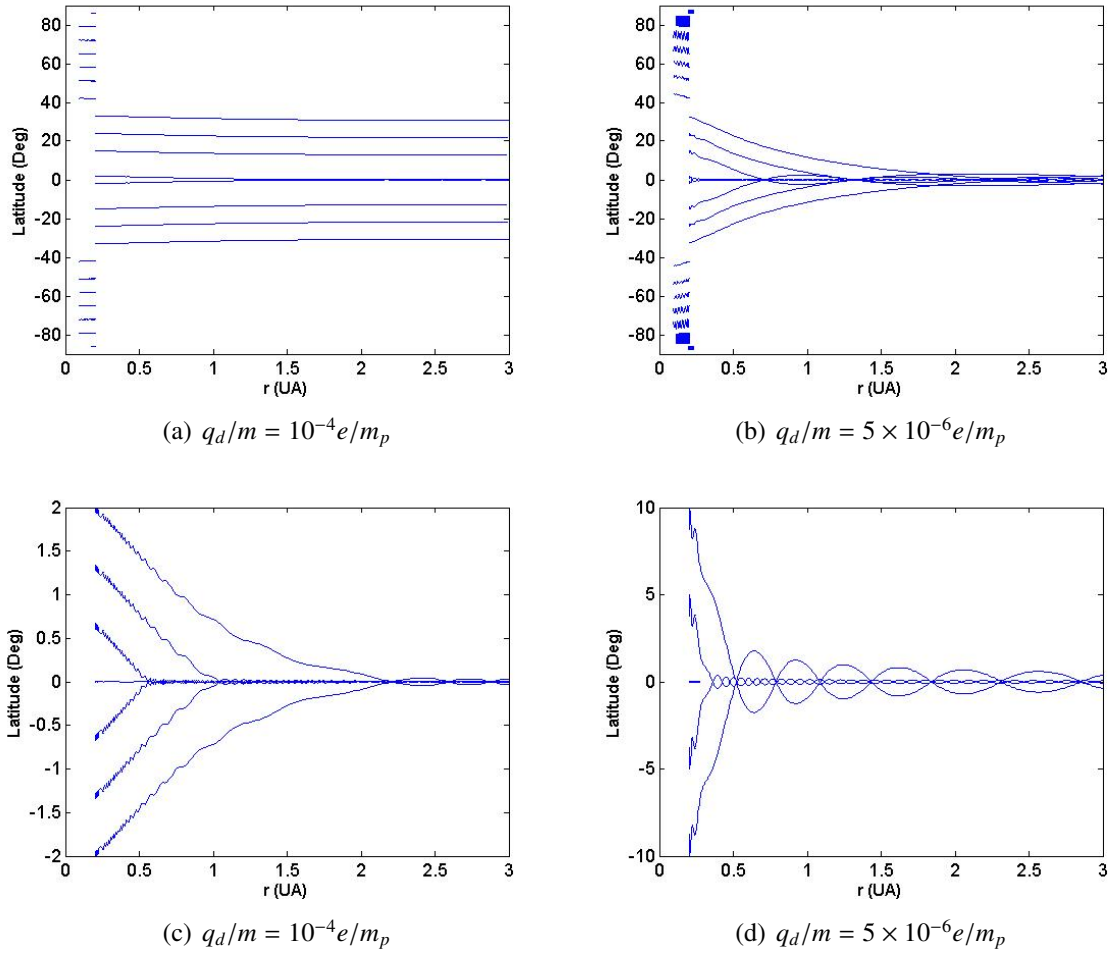


FIGURE 4.5 – Latitudes des nano particules en fonction de leur distance au Soleil pour plusieurs valeurs de la latitude initiale et pour $\Delta = 0^\circ$. (a) et (b) : $\alpha_i \in [-90^\circ, 90^\circ]$. (c) : $\alpha_i \in [-2^\circ, 2^\circ]$. (d) : $\alpha_i \in [-10^\circ, 10^\circ]$. Ces deux figures sont un zoom en latitude de (a) et (b).

certaine latitude initiale (qui est égale, pour $r_r = 0.2 \text{ UA}$, à $\sim 39^\circ$ pour les grains de $q_d/m = 10^{-4} e/m_p$, et $\sim 42^\circ$ pour les grains de $q_d/m = 5 \times 10^{-6} e/m_p$), les particules sont piégées sur des orbites périodiques de formes complexes (voir Annexe). Les figures 4.5(c) et 4.5(d) représentent un zoom des figures 4.5(a) et 4.5(b) sur les latitudes au voisinage de la lame neutre (non inclinée ici) entre -2° et 2° et entre -10° et 10° respectivement.

Lorsque le rapport q_d/m d'une nano particule diminue, celle-ci est plus facilement et plus rapidement piégée par la lame neutre. Notez aussi que l'effet des latitudes initiales de libération diminue lorsque le rapport q_d/m diminue.

La figure 4.6 montre comment ces résultats varient lorsque la lame neutre est inclinée. Les figures 4.6(a) et 4.6(b) représentent les variations des latitudes des particules en fonction de la distance r ; les courbes noires ont été calculées pour les mêmes paramètres que pour les figures 4.5(a) et 4.5(b). Les courbes bleues sont les variations des latitudes des particules libérées au voisinage immédiat de la lame neutre. Sur les deux figures, la position de la projection de la lame neutre à la libé-

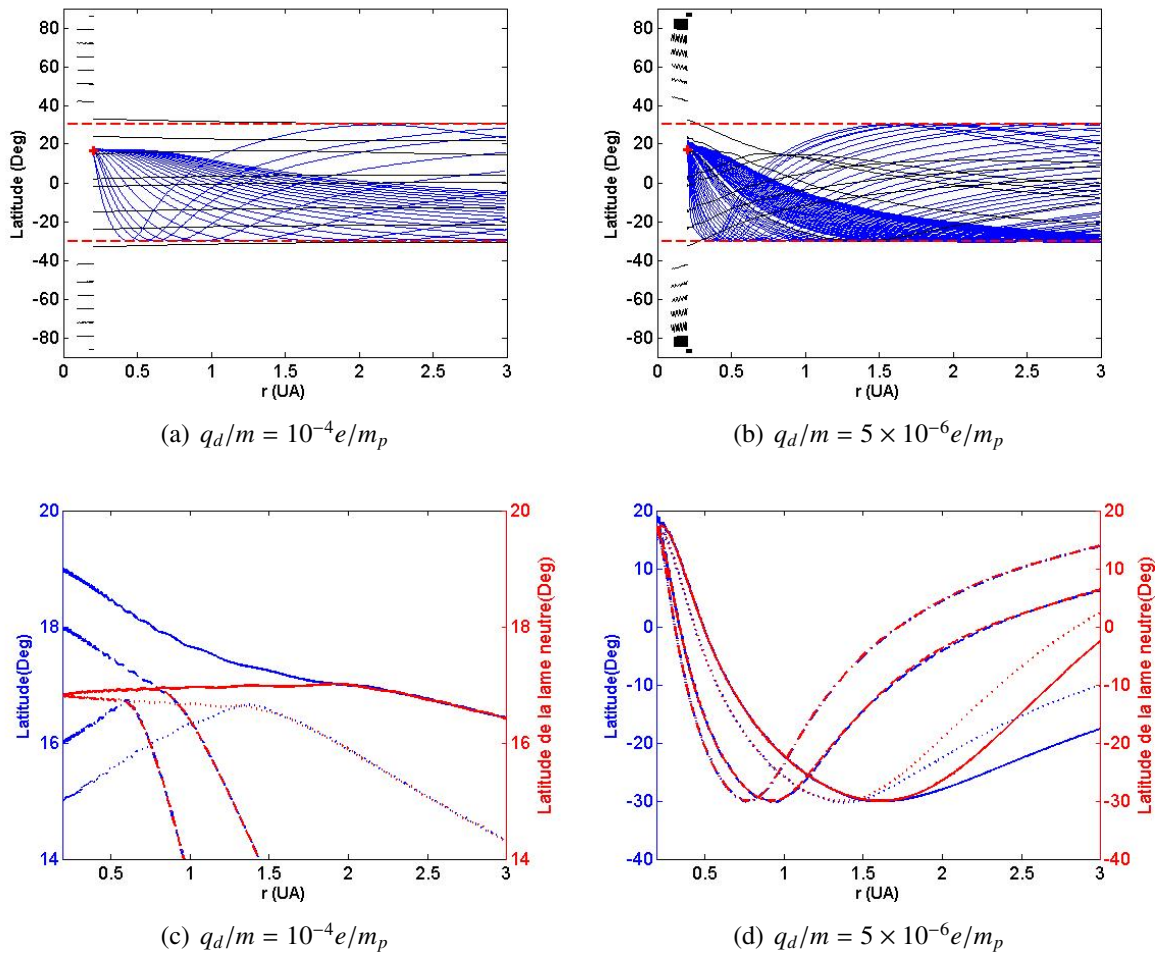


FIGURE 4.6 – Latitudes des nano particules en fonction de leur distance au Soleil pour plusieurs valeurs de la latitude initiale et pour $\Delta = 30^\circ$. (a) et (b) : $\alpha_i \in [-90^\circ, 90^\circ]$ (courbes noires) ; $\alpha_i \in [16.7^\circ, 17.5^\circ]$ dans (a) et $\alpha_i \in [16.5^\circ, 22^\circ]$ dans (b) (courbes bleues). Les axes rouges représentent les limites des oscillations des latitudes de la lame neutre ($\pm 30^\circ$). (c) et (d) : zoom en latitudes : $\alpha_i \in [15^\circ, 19^\circ]$. L'axe de droite porte les latitudes de la lame neutre, et celui de gauche porte les latitudes des particules.

ration est représentée par une croix rouge dont les coordonnées sont : $r = 0.2 \text{ UA}$, $\alpha \sim 16,82^\circ$ et $\phi = 20^\circ$. Les latitudes des particules varient entre $\pm 30^\circ$ qui est l'inclinaison de la lame neutre ($\Delta = 30^\circ$). Les figures 4.6(c) et 4.6(d), qui représentent un zoom des deux précédentes figures, montrent comment les particules sont successivement piégées dans la lame neutre dans un ordre qui dépend de la distance qui les sépare de celle-ci (les variations en latitude étant en bleu, et celles de la lame neutre étant en rouge). La particule la plus proche est celle qui est piégée en premier. Le piégeage d'une particule se traduit par le fait que sa latitude devient et reste égale à celle de la lame neutre. Autrement dit, la particule se retrouve prisonnière dans la couche de courant neutre et suit désormais les latitudes de celle-ci, elle n'a plus que deux degrés de liberté : r et ϕ ; son mouvement subit une nouvelle contrainte, celle de rester dans la couche de courant neutre, c'est à dire à la même latitude que la

lame neutre.

Sur la figure 4.6(d), on peut noter qu'à une certaine distance r , certaines particules se détachent de la lame neutre (ne sont plus piégées par celle-ci). Ici les deux particules qui se sont détachées de la lame neutre sont celles libérées à 15° et 19° . Cependant, leur position de libération n'a qu'un effet indirect sur le fait qu'elles aient quitté la lame neutre. Ce décrochement est dû à leurs vitesses d'entraînement et non aux forces en vigueur. En comparant l'intensité des forces magnétiques sur l'axe Z (F_z) avec celles sur les deux autres axes X et Y (F_{xy}), on peut voir que la contribution de la force magnétique sur l'axe Z est supérieure aux deux autres contributions (Figure non montrée) tout au long du mouvement qui a précédé le détachement (ici : $F_z \sim 2 \times F_{xy}$). Par contre, la vitesse sur l'axe y (v_y) est supérieure aux deux autres composantes de la vitesse (dans le cas présent : $v_y \sim 10 \times v_{xz}$). La particule se détache alors de la lame neutre, car la force magnétique n'est plus suffisamment importante.

4.2.3 Vitesses des particules

La Figure 4.7 représente la vitesse des nano poussières pour a) $q_d/m = 10^{-4} e/m_p$ et b) $q_d/m = 5 \times 10^{-5} e/m_p$ libérées à différentes latitudes initiales. Dans les deux cas, les nano poussières sont accélérées d'une vitesse initiale de l'ordre de $\sim 66 \text{ km/s}$ (vitesse képlérienne à 0.2 UA) pour atteindre $\sim 300 \text{ km/s}$ à 1 UA et au maximum la vitesse du vent solaire (imposée ici à 400 km/s) à une distance très supérieure à 1 UA . Le grain de poussière cesse d'être accéléré lorsqu'il atteint la lame neutre. Le mouvement des nano poussières le long de la lame neutre à vitesse quasi constante est analogue à la dérive des rayons cosmiques [Jokipii et Thomas, 1981]. A chaque traversée de la lame neutre, la particule change de sens de gyration et les forces s'inversent. Les nano particules libérées à des latitudes supérieures atteignent la lame neutre après avoir parcouru une plus grande distance, et sont donc accélérées plus longtemps.

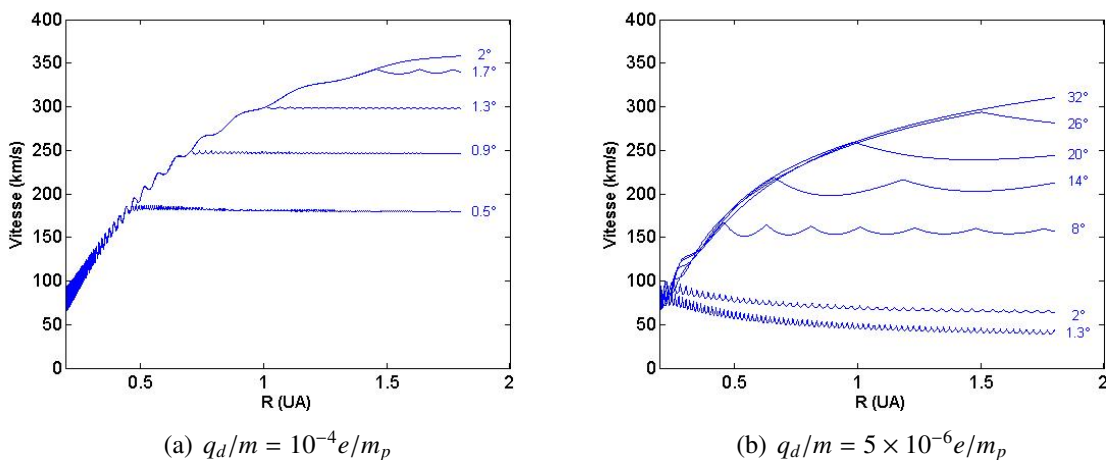


FIGURE 4.7 – Vitesses des nano particules en fonction de leur distance au Soleil pour différentes latitudes initiales et $\Delta = 0^\circ$.

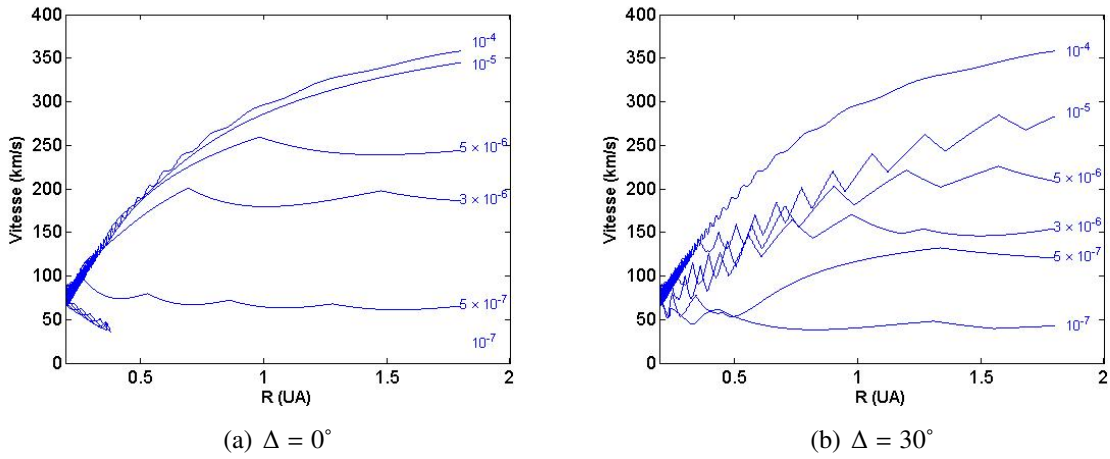


FIGURE 4.8 – Vitesses des nano particules en fonction de leur distance au Soleil pour différents rapports q_d/m (indiqués sur la figure en unité e/m_p), libérées à une latitude initiale $\alpha_i = 20^\circ$, et pour deux inclinaisons de la lame neutre.

L'accélération dépend de manière cruciale de la variation de la latitude initiale des particules. En effet, la conservation de l'énergie s'écrit [Czechowski et Mann, 2010] :

$$\frac{v_d^2}{2} - \frac{M_\odot G}{r}(1 - \beta) - \frac{q_d}{m} B_r r^2 \Omega \cos \theta = \text{constante} \quad (4.10)$$

Par conséquent, pour une particule n'ayant pas traversé la lame neutre, l'augmentation de vitesse est approximativement donnée par :

$$\Delta(v_d^2) \simeq \frac{2q_d}{m} B_r r^2 \Omega \Delta(\cos \theta) \simeq 4 \times 10^{16} \frac{q_d}{m} \frac{m_p}{e} \Delta(\cos \theta) \quad (4.11)$$

Par exemple, pour obtenir $\Delta V_s \simeq 3 \times 10^5 \text{ m/s}$ pour $q_d/m = 10^{-5} e/m_p$, il faut $\Delta \cos \theta \simeq 0.2$.

La figure 4.8 illustre l'augmentation de la vitesse avec le rapport q_d/m pour deux inclinaisons de la lame neutre. On voit que les particules atteignent environ une vitesse de 300 km/s à partir de $q_d/m = 10^{-5} e/m_p$ y compris avec une lame neutre inclinée.

4.3 Étude statistique

4.3.1 Paramètres de l'étude

Dans cette section, nous nous proposons de faire une étude statistique sur les nano poussières susceptibles d'être détectées par les sondes STEREO compte tenu de leur position dans l'espace. Pour cela, des nano poussières de différents rapports charge sur masse sont libérées dans l'espace à différentes positions.

Dans cette étude statistique, et afin de pouvoir facilement localiser les particules

dans l'espace (par rapport aux sondes et par rapport aux autres objets du système solaire) les positions des particules seront exprimées dans le système *HAE* (voir Annexe), qui est lié au plan de l'écliptique et dont la référence des longitudes est liée au point vernal. Ainsi, dans ce qui suit, les latitudes et les longitudes des particules sont les latitudes écliptiques et les longitudes écliptiques. On libère 298 nano particules de rapports q_d/m différents ; chaque particule est libérée à 168 latitudes dont chacune correspond à 50 orbites différentes (le nombre total de particules libérées est de 2503200 particules). Les particules sont créées à une distance de $0.2 UA$, à des latitudes initiales régulièrement espacées et comprises entre -80° à 80° , et à diverses longitudes initiales ϕ_i . Les simulations sont lancées pour un temps de calcul maximal égal à 60 jours et la composante radiale B_0 du champ magnétique est égale à $3.5 nT$.

Afin de prendre en compte la distribution en latitudes du nuage de poussières entourant le Soleil, nous avons pris comme densité de probabilité une distribution gaussienne des latitudes de 60° de largeur à mi-hauteur (cette partie du complexe de poussières est supposée être continuellement alimentée par diverses sources, alors que les latitudes supérieures ne sont qu'occasionnellement alimentées par, principalement, les comètes à courte période et à longue période).

Comme indiqué précédemment, les nano particules sont considérées être le produits de collisions entre des poussières gravitant autour du Soleil sur des orbites képlériennes, les nano particules produites par ces collisions auront comme composantes des vitesses, à leur création, celles de leurs particules parents. Les orbites utilisées dans les calculs sont quasi circulaires (excentricité $e = 0.001$), ce qui est le cas de la majorité des grains constituant le nuage de poussières gravitant autour du Soleil [Mann *et al.*, 2000]. Pour déterminer les conditions initiales des nano particules créées, on fixe leurs positions initiales ainsi que les paramètres des orbites sur lesquelles se déplaçaient les particules qui les ont générés. Ainsi, leurs vitesses initiales sont calculées suivant leurs positions sur l'orbite choisie (la procédure est détaillés dans l'Annexe A).

Une fois les nano particules libérées, elles se déplacent suivant l'équation de mouvement 4.9. On s'intéresse aux nano particules qui entrent dans l'espace de détection des sondes STEREO, qui est défini par une latitude par rapport au plan de l'équateur solaire (dans le repère du Soleil *HGR*, voir Annexe A) comprise entre -7.305° et 7.305° , une distance héliocentrique comprise entre $0.95 UA$ et $1.05 UA$ sur toutes les longitudes.

4.3.2 Distribution des vitesses des particules reçues par les sondes STEREO

La figure 4.9 montre l'histogramme des vitesses des particules qui peuvent être détectées par la sonde STEREO en fonction de la masse des particules libérées à toutes les latitudes comprises entre $\alpha_i \in [-80^\circ, 80^\circ]$ (avec un pas de 1°). Cette figure a une signification globale, les détails fins étant dus à l'échantillonnage discret des conditions initiales et n'ont pas de signification physique. Dans ce cas ($\Delta = 0^\circ$), le nombre de particules qui entrent dans la zone de détection des sondes STEREO représente environ 30% du nombre total des particules qui ont été libérées dans

l'espace.

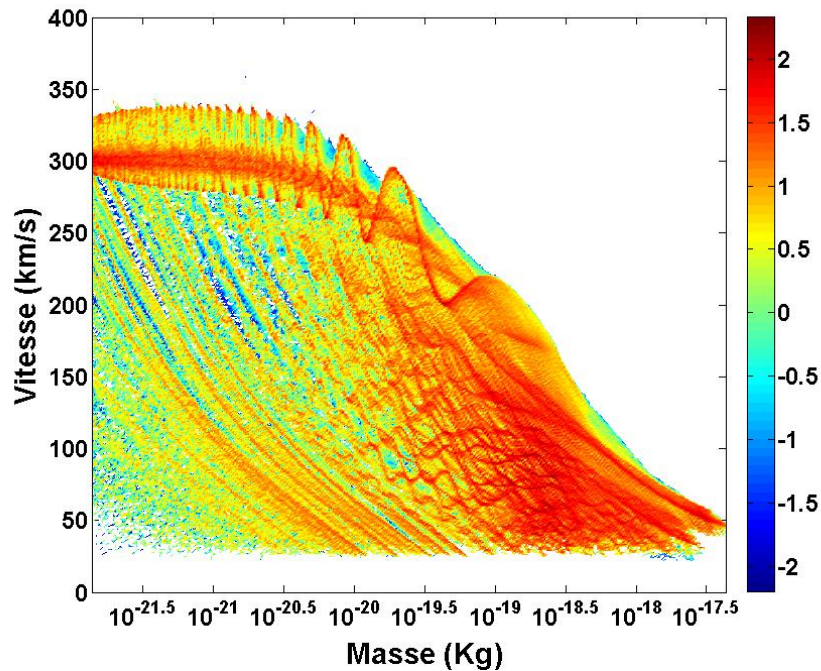


FIGURE 4.9 – Histogramme des vitesses en fonction des masses des particules pour des latitudes initiales $\alpha_i \in [-80^\circ, 80^\circ]$. La lame neutre est inclinée à $\Delta = 0^\circ$. L'échelle de couleur représente le logarithme à base 10 du nombre de nano particules.

La figure 4.10 représente les mêmes paramètres que la figure 4.9 mais avec une lame inclinée de $\Delta = 30^\circ$. Notons que même avec une lame neutre inclinée, les particules de masses inférieures à 10^{-20} kg peuvent toujours atteindre 300 km/s . Cependant, elles possèdent une vitesse minimale de $\sim 200 \text{ km/s}$ contrairement au cas d'une lame neutre non inclinée où leurs vitesses minimales peuvent être nulles. Le nombre de particules qui entrent dans la zone de détection est d'environ 17% du nombre total des particules libérées. Ce taux représente environ la moitié du taux lorsque la lame neutre n'est pas inclinée. L'inclinaison de la lame neutre joue alors un rôle de filtrage des grains de poussières. Dans notre cas, étant donné que les positions du système de détection se trouvent au voisinage de l'écliptique (les sondes STEREO étant à des latitudes écliptiques comprises entre -0.15° et 0.15°). On s'attend à un maximum de poussières détectées aux longitudes correspondant à l'intersection entre l'écliptique et l'équateur solaire.

4.3.3 Effets des différents paramètres

4.3.3.1 Inclinaison de la lame neutre

La figure 4.11 montre l'effet d'une lame neutre très inclinée sur le taux de particules détectées, et sur leur vitesse. Cette inclinaison ($\Delta = 60^\circ$) correspond au cas où l'on s'approche du maximum d'activité solaire. On voit que les résultats globaux ne

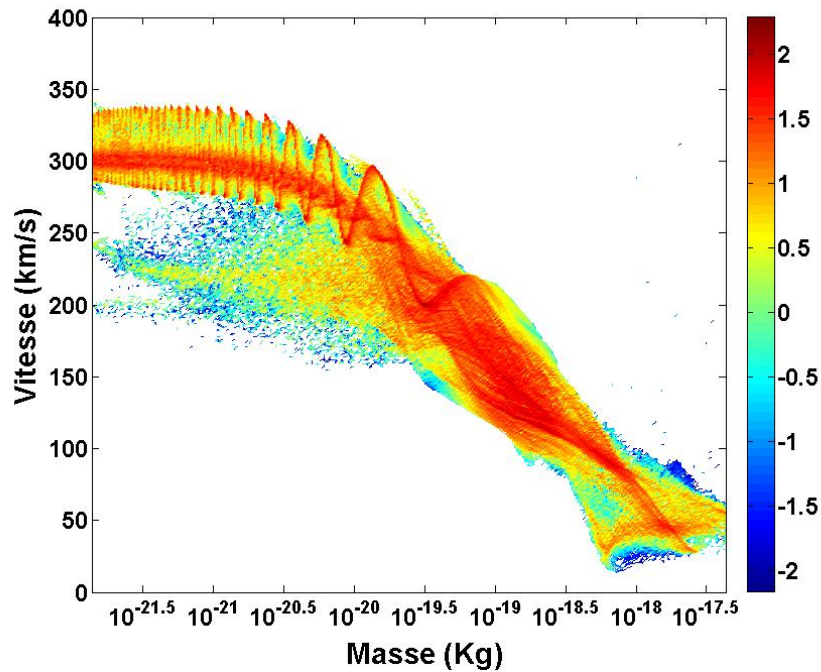


FIGURE 4.10 – Histogramme des vitesses en fonction des masses des particules pour des latitudes initiales $\alpha_i \in [-80^\circ, 80^\circ]$. La lame neutre est inclinée à $\Delta = 30^\circ$. L'échelle de couleur représente le logarithme à base 10 du nombre de nano particules.

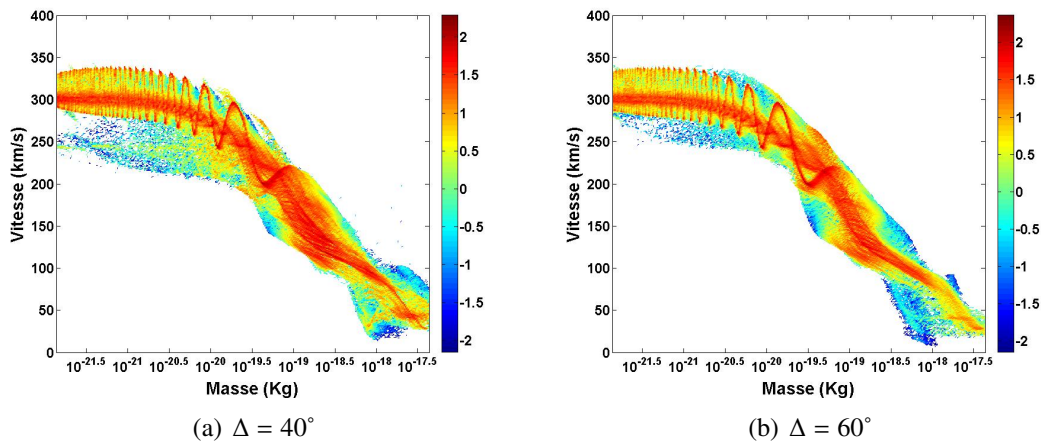


FIGURE 4.11 – Histogramme des vitesses en fonction des masses des particules pour des latitudes initiales $\alpha_i \in [-80^\circ, 80^\circ]$, pour deux inclinaisons différentes de la lame neutre. L'échelle de couleur représente le logarithme à base 10 du nombre de nano particules.

sont pas significativement différents de l'inclinaison de 30° . Par contre, pour $\Delta = 60^\circ$ le taux de particules qui entrent dans la zone de détection est de $\sim 12\%$ (celui pour $\Delta = 40^\circ$ est de $\sim 15\%$), et les vitesses minimales des particules de masse inférieure à environ $10^{-20}kg$ s'approchent de $250 km/s$, ce qui est plus élevé que lorsque la

lame neutre est moins inclinée.

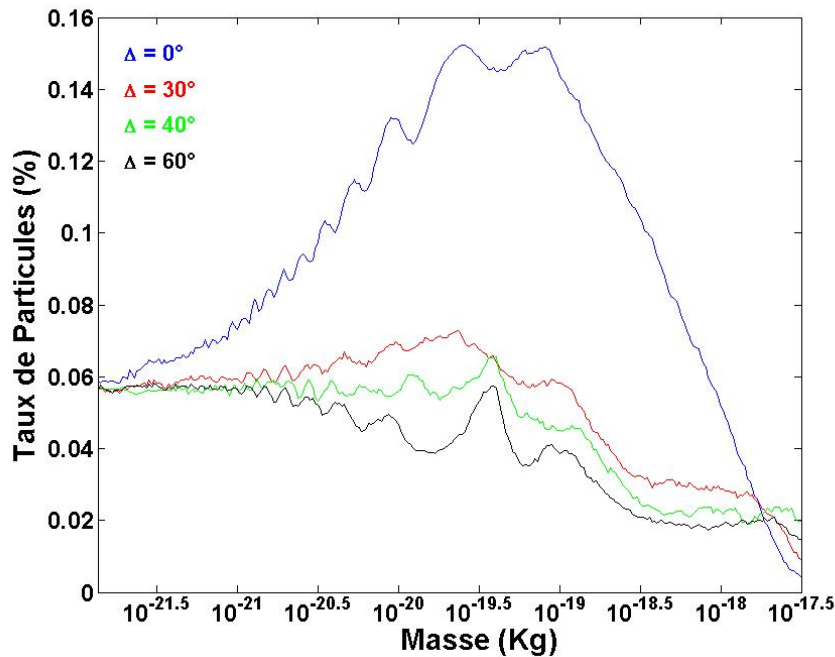


FIGURE 4.12 – Taux de particules entrant dans la zone de détection de STEREO en fonction de leur masse pour différentes inclinaisons Δ de la lame neutre. Les paramètres sont : $\alpha_i \in [-80^\circ, 80^\circ]$, $r_r = 0.2 \text{ UA}$, $V_{sw} = 400 \text{ km/s}$ et $B_0 = 3.5 \text{ nT}$.

La figure 4.12 représente le taux de particules, qui entrent dans la zone de détection, par rapport au nombre total de particules libérées en fonction de la masse. Cette figure indique comment le nombre de particules détectées par STEREO diminue quand l'inclinaison de la lame neutre augmente.

4.3.3.2 Amplitude du champ magnétique

La figure 4.13 représente l'histogramme des vitesses des nano particules dans la zone de détection, en fonction de leurs masses, pour deux valeurs extrêmes du champ magnétique B_0 . Le taux de particules détectées est sensiblement égal dans les deux configurations (14% et 15% pour $B_0 = 2$ et 5 nT respectivement) et les vitesses atteintes sont similaires.

4.3.3.3 Latitudes initiales

Les figures 4.14(a) et 4.14(c) représentent l'histogramme des latitudes initiales auxquelles les nano particules ont été libérées, en fonction de leurs masses. Ces nano particules sont uniquement celles qui arrivent à entrer dans la zone de détection des sondes spatiales STEREO. Ces figures montrent que la totalité des particules qui sont susceptibles d'être détectées par STEREO sont (dans le cas où $\Delta = 30^\circ$) celles libérées aux latitudes initiales comprises entre -15° et 15° . Les figures 4.14(b)

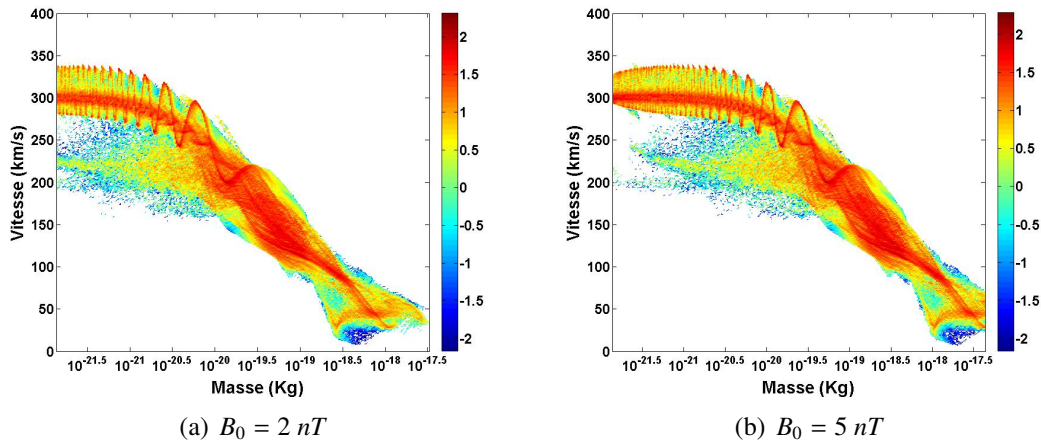


FIGURE 4.13 – Histogramme des vitesses en fonction des masses des grains de poussières pour deux valeurs différentes du champ magnétique. Latitudes initiales : $\alpha_i \in [-80^\circ, 80^\circ]$, $\Delta = 30^\circ$. L'échelle de couleur représente le logarithme à base 10 du nombre de nano particules.

et 4.14(d), qui représentent les vitesses des nano particules en fonction de leurs latitudes de libération, confirment ce résultat.

Les poussières les plus accélérées et les plus rapides à 1 UA sont celles qui sont libérées à $\pm 20^\circ$ de latitude initiale. Ce sont aussi les plus petites en masse.

4.3.3.4 Vitesse du vent solaire

La figure 4.15(a) montre l'histogramme des vitesses pour un vent rapide de 800 km/s partout dans l'espace. Dans ce cas, l'accélération des poussières est plus importante d'environ 30%. Les nano poussières atteignent environ 400 à 450 km/s à 1 UA . La figure 4.15(b) a été réalisée avec deux vitesses différentes du vent solaire suivant la position dans l'espace. Un vent solaire lent de 400 km/s aux latitudes inférieures à l'angle de la lame neutre (ici 30°) et un vent lent de 800 km/s pour les latitudes supérieures à l'angle d'inclinaison de la lame neutre.

Les figures 4.10 et 4.15(b) présentent les mêmes résultats montrant que les particules qui entrent dans la zone de détection des sondes ne sont pas affectées par le vent rapide. Ceci vient du fait qu'elles proviennent des basses latitudes comme le montrent la figure 4.14.

4.3.3.5 Phase du cycle solaire

Les résultats présentés précédemment concernent la configuration magnétique suivant le minimum de 2007 afin de les comparer aux observations de STEREO. Grâce à notre modèle de dynamique, il est possible d'étudier la configuration magnétique du prochain minimum solaire lorsque le champ magnétique sera sortant du pôle nord (configuration défocalisante). La figure 4.16(a) représente l'évolution de la vitesse d'une particule de $q_d/m = 5 \times 10^{-6} e/m_p$ libérée à différentes latitudes initiales, et cela dans un champ magnétique solaire à configuration défocalisante et lorsque la lame neutre n'est pas inclinée $\Delta = 0^\circ$. Dans cette configuration du champ

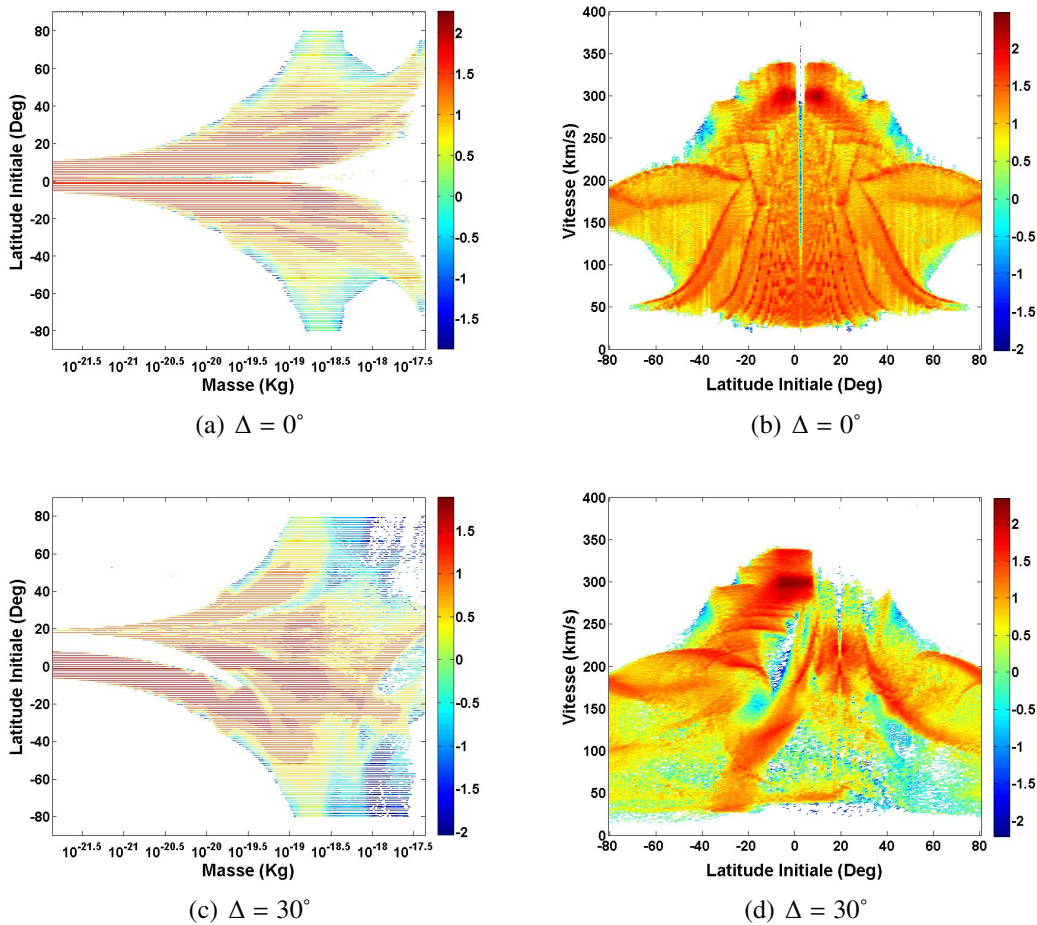


FIGURE 4.14 – A gauche : Latitudes initiales des particules qui entrent dans la zone de détection, en fonction de leurs masses. A droite : Vitesses des nano particules en fonction de leurs latitudes initiales. Dans le cas d’une lame neutre inclinée et non inclinée.

magnétique, les particules ne sont plus rappelées vers la lame neutre (le champ électrique étant dans le sens opposé à celui dirigé vers la lame neutre), ce qui leur permet de continuer à être accélérées et d’atteindre ainsi des vitesses beaucoup plus grandes. Il faut noter aussi que dans cette configuration, les particules libérées le plus près de la lame neutre (ici celles libérées à 0° puisque $\Delta = 0^\circ$) sont le plus accélérées ; le contraire est observé dans la configuration opposée (voir figure 4.7(b)).

La figure 4.16(b) représente l’évolution de la vitesse des particules pour différents rapports q_d/m libérées à une latitude initiale $\alpha_i = 20^\circ$ pour une lame neutre inclinée de $\Delta = 30^\circ$ dans une configuration défocalisante du champ magnétique. On obtient les mêmes résultats lorsque $\Delta = 0^\circ$. En comparant cette figure avec la figure 4.8, on observe que les particules piégées dans une configuration focalisante, ne le sont plus dans la configuration défocalisante. A noter que la particule dont $q_d/m = 10^{-7} e/m_p$ est désormais piégée au voisinage du Soleil, et que les particules exécutent moins de gyrations. La vitesse des particules les plus chargées est moins affectée par la configuration du champ magnétique.

La figure 4.17 correspond à l’histogramme des vitesses pour deux inclinaisons

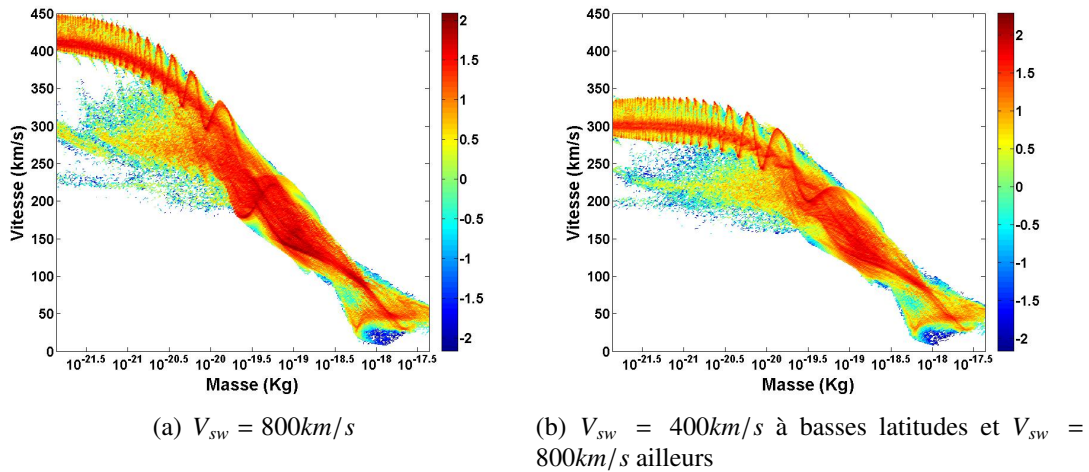


FIGURE 4.15 – Histogramme des vitesses en fonction des masses des particules pour des latitudes initiales $\alpha_i \in [-80^\circ, 80^\circ]$, pour $\Delta = 30^\circ$.

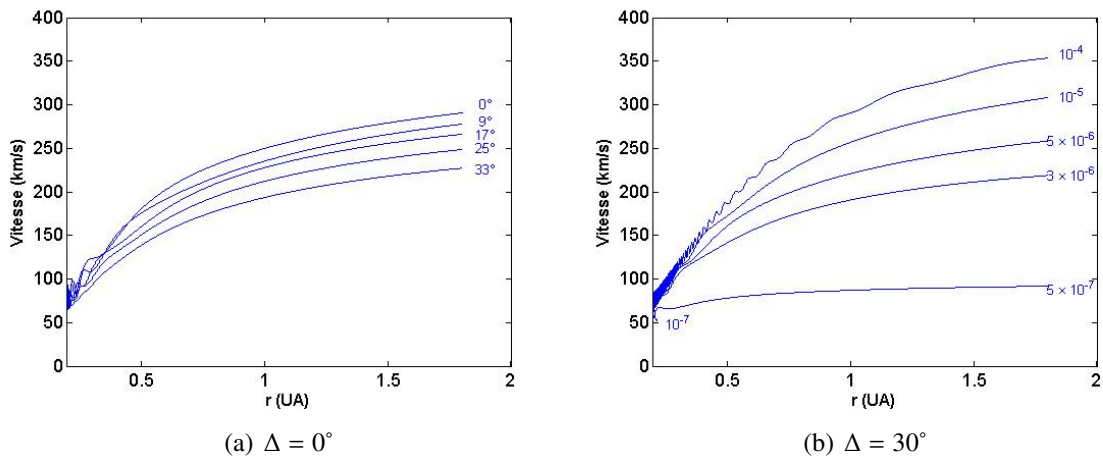


FIGURE 4.16 – Vitesses des nano particules en fonction de leur distance au Soleil dans une configuration magnétique défocalisante du champ magnétique. (a) : Pour différentes latitudes initiales, $q_d/m = 5 \times 10^{-6} e/m_p$ et $\Delta = 0^\circ$. (b) : Pour différents rapports q_d/m (indiqués sur la figure en unité e/m_p), où la latitude initiale $\alpha_i = 20^\circ$ avec $\Delta = 30^\circ$.

de la lame neutre. Les nano particules sont libérées à $r_r = 0.2 \text{ UA}$, avec des latitudes initiales comprises entre -80° et 80° .

Dans ce cas, les particules de masse $m < 10^{-20} \text{ kg}$ sont toutes accélérées à 300 km/s et les autres n'arrivent pas à STEREO (car elles ne sont plus ramenées vers la lame neutre). La proportion de particules détectées dans le cas d'une lame neutre non inclinée est de 1.2%, alors que celles correspondant à $\Delta = 30^\circ$ et $\Delta = 60^\circ$ sont de 3.6% et 7% respectivement. Notons aussi que les vitesses des particules, même dans le cas où $\Delta = 0^\circ$, sont au minimum égales à 280 km/s . Les particules de vitesses inférieures à ce seuil n'atteignent pas la zone de détection.

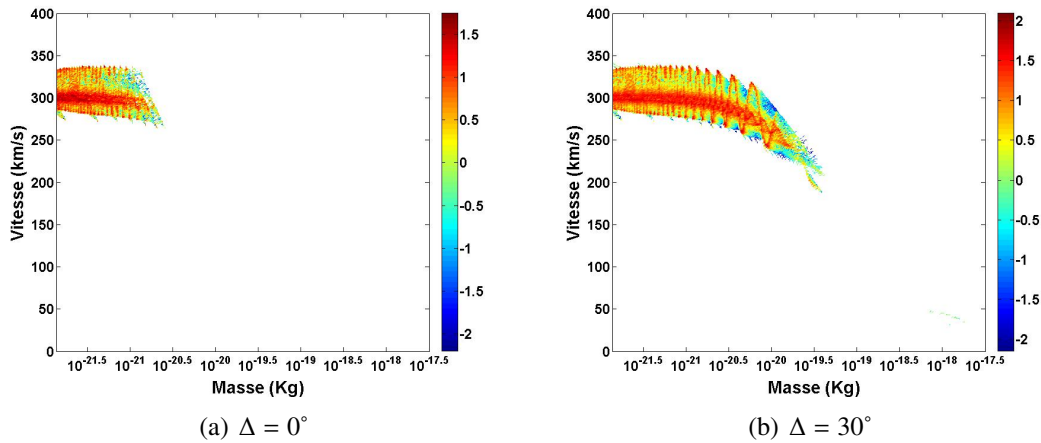


FIGURE 4.17 – Histogramme des vitesses pour la configuration "défocalisante" du champ magnétique (où $B_0 > 0$ dans l'hémisphère nord et $B_0 < 0$ dans l'hémisphère sud) $B_0 = 3.5 \text{ nT}$. Latitudes initiales : $\alpha \in [-80^\circ, 80^\circ]$ et $v_{sw} = 400 \text{ km/s}$.

4.3.4 Charge du nuage de l'impact

On a vu dans le chapitre 2 que l'impact d'une particule de masse m et de vitesse v_d sur le satellite, produit un nuage de plasma correspondant à une charge électrique : $Q = 0.7 m^{1.02} v_d^{3.48}$. Les histogrammes des vitesses calculées précédemment se traduisent en histogrammes des charges en fonction de la masse représentés sur la figure 4.18.

La charge Q est approximativement proportionnelle à la masse pour $m < 10^{-20} \text{ kg}$, puisque comme on l'a vu (figures 4.9 à 4.13), ces particules ont approximativement la même vitesse. Au delà d'une masse de 10^{-19} kg , la diminution de la vitesse fait décroître très rapidement la charge. Au delà de 10^{-18} kg , les particules ont à nouveau la même vitesse (vitesse keplérienne) et la charge augmente donc proportionnellement à la masse (noter que pour ces particules, la valeur du coefficient β utilisée dans les calculs n'est plus valable).

La figure 4.19 montre que la charge Q du nuage de plasma augmente de presque un ordre de grandeur quand l'inclinaison de la lame neutre dépasse 30° , comme on s'y attend d'après les variations de vitesse indiquées en 4.9, 4.10 et 4.11, puisque $Q \propto v_d^{3.48}$.

La figure 4.20 montre l'évolution générale des résultats précédents lorsque les nano particules sont créées plus loin du Soleil, à $r_r = 0.5 \text{ UA}$. L'histogramme de la charge en fonction des masses représenté sur la figure 4.20(a), montre que dans ce cas, l'essentiel des particules qui pénètrent dans la zone de détection sont celles de masses entre $10^{-20.5} \text{ kg}$ et $10^{-18.5} \text{ kg}$; elles proviennent de toutes les latitudes initiales possibles (Il n'y a plus de sélection en latitudes initiales). La proportion de particules détectées est, dans ce cas, d'environ 22%.

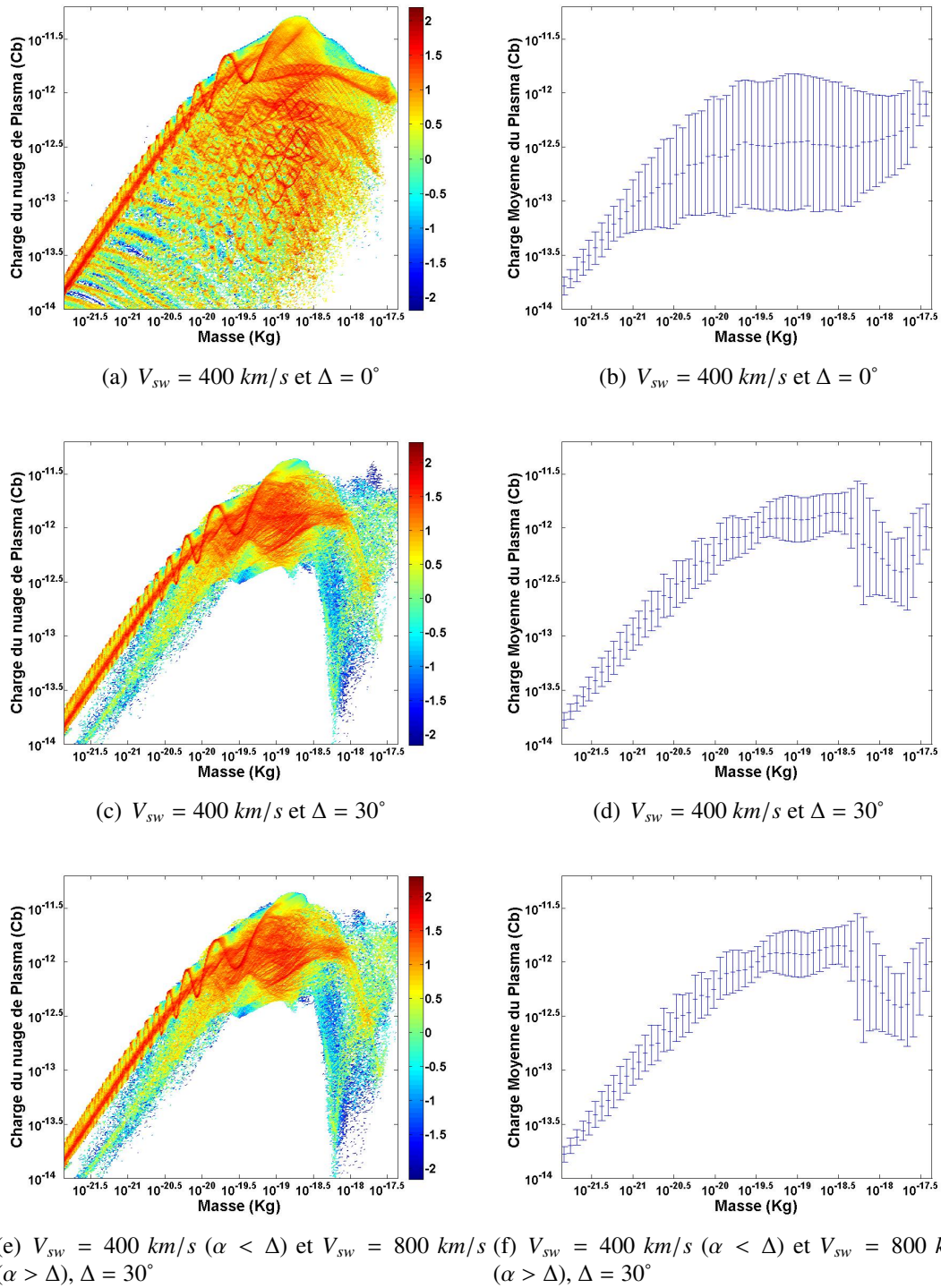


FIGURE 4.18 – A droite : Charge du nuage de plasma moyennée pour chaque masse, en fonction de la masse des particules ; le nuage est formé lors des impacts des poussières, libérées aux latitudes initiales $\alpha_i \in [-80^\circ, 80^\circ]$ pour une lame neutre non inclinée (a) et inclinée de $\Delta = 30^\circ$ (d et f) respectivement. A gauche : Histogrammes de la charge en fonction de la masse des particules. L'échelle de couleur représente le logarithme à base 10 du nombre de nano particules.

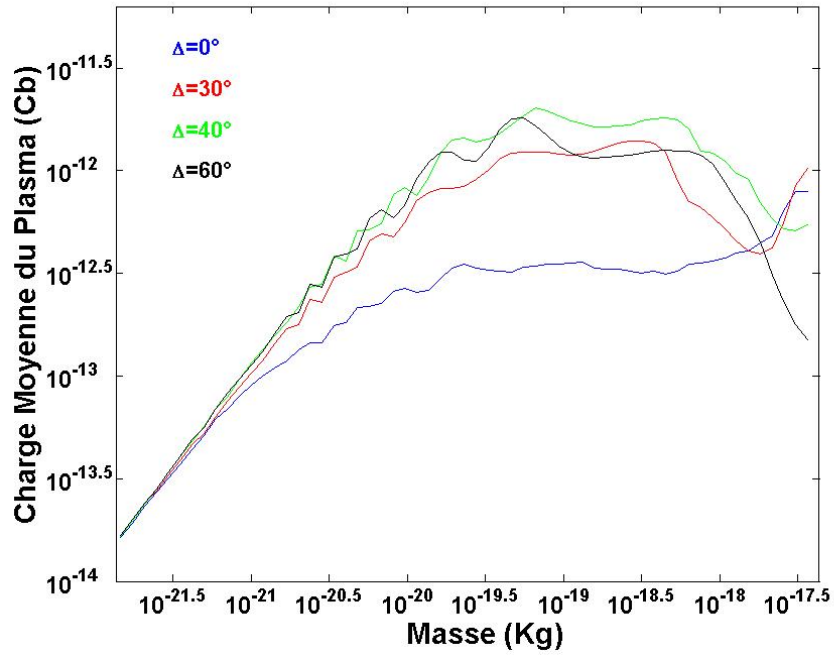


FIGURE 4.19 – Charge moyenne du nuage de plasma en fonction de la masse des particules pour différentes inclinaisons Δ de la lame neutre. Les paramètres sont : $\alpha_i \in [-80^\circ, 80^\circ]$, $r_r = 0.2 UA$, $V_{sw} = 400 km/s$ et $B_0 = 3.5 nT$.

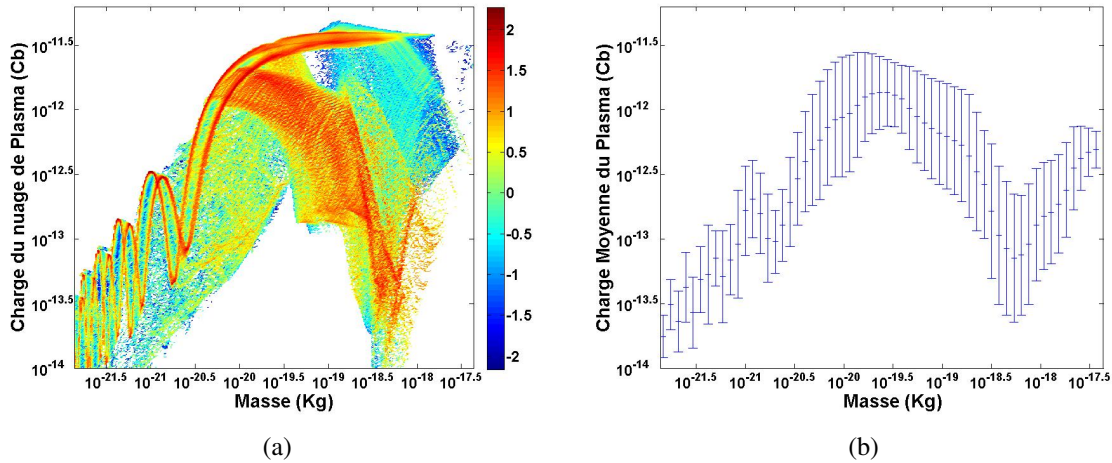


FIGURE 4.20 – Histogramme et charge moyenne du nuage de plasma en fonction des masses des nano particules, pour les paramètres suivants : $v_{sw} = 400 km/s$, $\Delta = 30^\circ$, $B_r = 3.5 nT$ et une distance de libération $r_r = 0.5 UA$.

Chapitre 5

Conclusion et Perspectives

Le travail réalisé au cours de ma thèse permet de mieux comprendre les observations de grains de poussière de l'instrument radio WAVES à bord des sondes STEREO (S/WAVES). Ce travail vient appuyer les études précédemment publiées sur les observations de nanoparticules à 1 UA réalisées par l'instrument S/WAVES. L'utilisation d'un instrument radio pour détecter les grains de poussière avec une surface de détection nettement supérieure à celle des instruments conventionnels, fait de l'instrument radio un détecteur complémentaire, et capable de fournir diverses caractéristiques sur les poussières qu'il détecte.

Les principaux résultats du présent travail sont : 1) d'avoir montré que l'instrument radio S/WAVES permet des mesures précises des flux de nanoparticules interplanétaires avec une haute résolution temporelle, 2) d'avoir comparé les observations des particules sub-micrométriques avec celles des instruments conventionnels, et d'avoir démontré la précision et la pertinence des données de l'instrument S/WAVES pour cette gamme de masse des particules, 3) d'avoir comparé les mesures réalisées par deux modes différents l'un fonctionnant dans le domaine temporel et l'autre dans le domaine fréquentiel, et d'avoir montré leur compatibilité, 4) d'avoir étudié le mécanisme de génération des impulsions dues à des impacts de nanoparticules montrant qu'elles sont créées suite à une interruption temporaire du courant de photo-électrons au niveau de la partie de l'antenne immergée dans le nuage de plasma, et 5) d'avoir établi un modèle théorique pour expliquer l'origine des nanoparticules rapides produisant les impacts qui soutient l'hypothèse de nanoparticules créées au voisinage du Soleil et accélérées par le vent solaire jusqu'à des vitesses de l'ordre de celui-ci.

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés aux observations de poussière de taille sub-micrométrique de l'instrument S/WAVES. Ces particules étant relativement bien connues, cette étude a permis de comparer et d'évaluer l'efficacité et la pertinence de l'utilisation d'un instrument radio pour la détection des poussières dans le milieu interplanétaire. L'ajustement du flux de poussières sub-micrométriques mesuré (de diamètre compris entre environ 0.1 et 0.3 μm) en utilisant un modèle simplifié a fourni une première estimation des flux des poussières interstellaires et des β -météorites en accord avec les précédentes études utilisant des instruments classiques. Le principal résultat de cette étude est la direction d'arrivée des poussières interstellaires θ_{isd} dont la valeur obtenue autour de 260° est en très

bon accord avec les plus récentes études menées sur les poussières interstellaires et aux observations de la direction d'arrivée de l'hélium interstellaire neutre. Enfin, cette étude a permis pour la première fois une mesure en continu de la direction d'arrivée des poussières interstellaires sur plus de cinq ans, ce qui a montré une indépendance temporelle sur cette échelle de temps à la précision des mesures près.

Afin d'expliquer le phénomène physique à l'origine de la génération des impulsions mesurées sur STEREO et liées aux impacts de nanoparticules rapides, nous avons étudié les conséquences du nuage de plasma produit par un impact de poussière. Comme les premières estimations de la charge libre Q du nuage de plasma indiquaient que le champ électrostatique interne du nuage est beaucoup trop faible pour augmenter le potentiel des antennes jusqu'aux valeurs observées, nous nous sommes alors intéressés au courant de retour des photo-électrons collecté par la section de l'antenne immergée dans le plasma créé par l'impact. Il a été établi que le champ interne du nuage est néanmoins assez fort pour temporairement interrompre le courant de retour de photo-électrons dans la partie de l'antenne qui se trouve à moins de la distance critique $R_c \propto Q^{1/3}$ (la distance au-delà de laquelle le champ électrostatique du nuage est efficacement écranté par les électrons ambiants) du point d'impact. Cette interruption engendre une augmentation de la charge positive de l'antenne (et de son potentiel électrostatique par rapport au corps principal du satellite) pendant un intervalle de temps de l'ordre de l'inverse de la fréquence de plasma des photo-électrons. Néanmoins, le mécanisme de détection nécessite qu'un des brins de l'antenne soit à l'intérieur de nuage de plasma créé par l'impact de la nanoparticule. Le scénario que propose ce modèle pour interpréter les pics de tension que génèrent les impacts de nano poussières détectés par l'instrument radio de STEREO, est en complet accord avec les observations et soutient, en particulier, l'hypothèse d'impacts de nanoparticules de vitesses de l'ordre de 300 km/s.

L'étude des observations des spectres de puissances fournis par le mode LFR de l'instrument S/WAVES, a permis d'obtenir d'importantes propriétés des impulsions caractéristiques d'impacts de nanoparticules tels que le temps de montée des pics de tension τ_r , et a fourni une bonne estimation des flux de nanoparticules mesuré sur STEREO A. Le temps de montée typique obtenu, qui est stable et vaut $\sim 40 \mu\text{s}$, ainsi que les flux de nanoparticules, sont similaires à ceux observés par le mode TDS. De plus, cette étude a permis de comparer les observations du mode LFR et du mode TDS montrant un bon accord et une cohérence des interprétations. En particulier, les résultats de l'analyse des données LFR sont compatibles avec les modèles de production des nano poussières par fragmentation de plus grosses particules lors de collisions, et permet ainsi de valider le mécanisme à l'origine du signal mesuré. Enfin, les observations du mode LFR ont permis d'estimer les résolutions et les domaines spectraux et temporels nécessaires pour mesurer, avec précision, les poussières avec un instrument radio pour les missions futures, telles que Solar Probe Plus.

La simulation numérique utilisée pour étudier la dynamique de nano poussières créées au voisinage du Soleil (basée sur un modèle simple du vent solaire), permet de relier l'amplitude du signal à la masse des particules et soutient l'hypothèse selon laquelle les nanoparticules sont accélérées par le vent solaire jusqu'à plusieurs centaines de kilomètres par seconde. Nous avons montré que la dynamique des na-

nanoparticules dépend fortement de la distance par rapport à la lame neutre à laquelle elles sont créées (la latitude initiale) ; du fait que cette distance détermine la force magnétique perpendiculaire au plan azimutal à laquelle sera soumise la particule. De plus, cette étude a montré que l'essentiel des nanoparticules qui atteignent 1 UA avec une vitesse de ~ 300 km/s sont de rayon inférieur à environ 20 nm. Nous avons aussi montré un effet de l'inclinaison de la lame neutre et de la phase du cycle solaire sur le nombre mais aussi sur les masses des particules qui atteignent STEREO à haute vitesse. Cette propriété est due au fait que le système de détection (STEREO) étant positionné à l'écliptique, la distribution de vitesse des nanoparticules qu'il capte dépend de l'inclinaison de la lame neutre qui joue le rôle d'un filtre, de façon à ce que plus cette inclinaison augmente plus les nanoparticules de hautes vitesses atteignant STEREO sont de petite taille. Enfin, cette étude a confirmé l'existence d'une catégorie de nanoparticules qui se retrouvent piégées près du Soleil.

Perspectives

Nous avons en perspective d'améliorer le modèle d'étude de la dynamique des nanoparticules en intégrant un modèle plus réaliste du champ magnétique interplanétaire, en se fondant par exemple sur les mesures des magnétomètres solaires, afin d'extrapoler la valeur du champ magnétique en tout point dans l'héliosphère, jusqu'à 1 UA, où les sondes STEREO sont présentes. L'exploitation de ce modèle amélioré nous permettra d'étudier les directions d'arrivée des nanoparticules sur les sondes, ainsi que les effets des latitudes des sondes sur les flux. Ces directions d'arrivée sont à comparer avec l'effet de l'angle de pointage (Roll) afin d'interpréter les variations du flux mesuré en fonction du pointage des sondes. Ce modèle amélioré nous permettra aussi de participer à l'interprétation des observations de poussières sur CASSINI à 3 UA.

Nous avons aussi en perspective d'effectuer une étude statistique sur les données du mode TDS de l'instrument S/WAVES dont l'objectif est d'établir la distribution des impulsions secondaires qui accompagnent le pic principal (plus particulièrement qui précèdent et succèdent le pic) afin d'identifier leur cause. Cela donnera des contraintes pour déterminer la distribution en masse des nano poussières.

Nous souhaitons exploiter les 20 ans d'observations radio sur la sonde WIND afin d'étudier la variation temporelle de la direction d'arrivée θ_{isd} des poussières interstellaires.

Les flux mesurés ont montré que la sonde STEREO A ne détecte pas de nanoparticules sur de longues périodes. Or cela n'est ni observé par l'instrument WAVES de STEREO B, ni prédit par nos connaissances actuelles sur l'origine des nanoparticules interplanétaires. L'hypothèse pour expliquer ce phénomène fait appel aux différences géométriques entre les deux sondes. Pour valider cette hypothèse, nous avons en perspective d'intégrer un modèle numérique des sondes dans une simulation de trajectoire des poussières, afin de déterminer les trajectoires permettant à une poussière d'entrer en collision avec le corps du satellite dans l'environnement immédiat des antennes. Ce travail de modélisation permettra de définir les corrélations possibles des nanoparticules avec les propriétés du vent solaire, et de les rechercher dans les données à haute résolution temporelle de LFR afin de les étudier.

Annexe A

Outils de Calcul de dynamique

Sommaire

A.1	Les Systèmes de Coordonnées	75
A.1.1	Le Système Héliocentrique au Plan de l'orbite (Heliocentric Perihelion Orbit HPO)	75
A.1.2	Le Système Héliocentrique Écliptique (Heliocentric Aries Ecliptic HAE)	76
A.1.3	Le système Héliocentrique Inertiel (Heliocentric Inertial HCI)	76
A.1.4	Le système Hélio-Graphique Rotationnel (HelioGraphic Rotating HGR)	76
A.2	Matrices de Passage	78
A.2.1	HAE vers HPO	78
A.2.2	HAE vers HCI	78
A.3	Les Paramètres orbitaux	78
A.4	Mouvement sur une orbite elliptique	80
A.5	Conditions Initiales pour l'étude statistique	81
A.6	Densité de probabilité du nuage de poussières	81
A.7	Nano particules piégées au voisinage du Soleil	82

A.1 Les Systèmes de Coordonnées

Les systèmes de coordonnées utilisés regroupent deux systèmes héliocentriques et un système hélio-Graphique :

A.1.1 Le Système Héliocentrique au Plan de l'orbite (Heliocentric Perihelion Orbit HPO)

C'est le système de coordonnées cartésiennes (x, y, z) centré au Soleil où le plan xy coïncide avec le plan de l'orbite ; l'axe x est dirigée vers le périhélie de l'orbite, et l'axe z est normal au plan de l'orbite et pointé vers le nord. L'axe y est

celui qui complète le trièdre direct du système de coordonnées. Les coordonnées polaires sur l'orbite sont la distance radiale r et l'anomalie vraie θ (l'anomalie vraie a pour référence l'axe x). Les coordonnées cartésiennes s'expriment en $x = r \cos \theta$ et $y = r \sin \theta$, la coordonnée sur l'axe z étant nécessairement toujours nulle puisque le mouvement s'effectue sur le plan xy . Ce système de coordonnées est représenté sur la figure A.1.

A.1.2 Le Système Héliocentrique Écliptique (Heliocentric Aries Ecliptic HAE)

C'est le système de coordonnées Cartésiennes (x, y, z) centré au Soleil où le plan xy coïncide avec le plan de l'écliptique ; l'axe x est dirigé vers le point vernal, et l'axe z est l'axe normal au plan de l'écliptique et pointé vers le nord. L'axe y est celui qui complète le trièdre direct du système de coordonnées. Les coordonnées cartésiennes s'obtiennent avec les coordonnées sphériques en $x = r \sin \theta \cos \phi$, $y = r \sin \theta \sin \phi$, et $z = r \cos \theta$ où θ est la colatitute écliptique (et $\alpha = 90^\circ - \theta$ est la latitude écliptique), ϕ est la longitude écliptique (qui a pour référence l'axe x), et r est la distance radiale. Ce système de coordonnées est représenté sur les figures A.1 et A.2.

A.1.3 Le système Héliocentrique Inertiel (Heliocentric Inertial HCI)

C'est le système de coordonnées cartésiennes (x, y, z) , inertiel et centré au Soleil. L'axe x est dirigé le long de la ligne d'intersection entre le plan de l'écliptique et le plan de l'équateur solaire. Le plan de l'équateur solaire est incliné de $I_\odot = 7.25^\circ$ par rapport au plan de l'écliptique au point dont la longitude écliptique $\Omega_\odot = 74.865^\circ$ (au premier janvier 2007) ; cette coordonnée augmente de 1.4° par siècle à cause de la précession de l'équateur terrestre. L'axe z est perpendiculaire au plan de l'équateur solaire et l'axe y est celui qui complète le trièdre direct du système de coordonnées. Ce système de coordonnées est représenté sur la figure A.2.

A.1.4 Le système Hélio-Graphique Rotationnel (HelioGraphic Rotating HGR)

C'est le système de coordonnées cartésiennes (x, y, z) centré au Soleil et tournant avec lui. L'axe x tourne à la rotation de Carrington avec une période sidérale de 25.38 jours par rapport à un repère inertiel (ou avec une période synodique de 27.3 jours). L'axe z est l'axe de rotation du Soleil et pointant vers le nord. L'axe y est celui qui complète le trièdre direct du système de coordonnées.

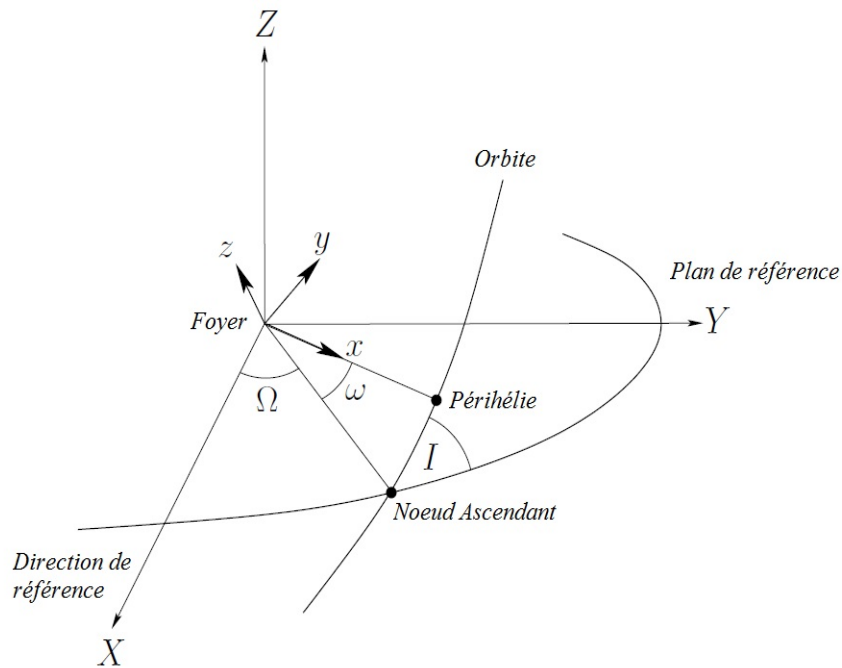


FIGURE A.1 – Représentation des systèmes de coordonnées *HAE* et *HPO* [Fitzpatrick, 2012]. Le système Héliocentrique Écliptique Vernal *HAE* est représenté par les axes X, Y, Z . Le système de coordonnées lié au plan de l'orbite képlérienne *HPO* est représenté par les axes x, y, z .

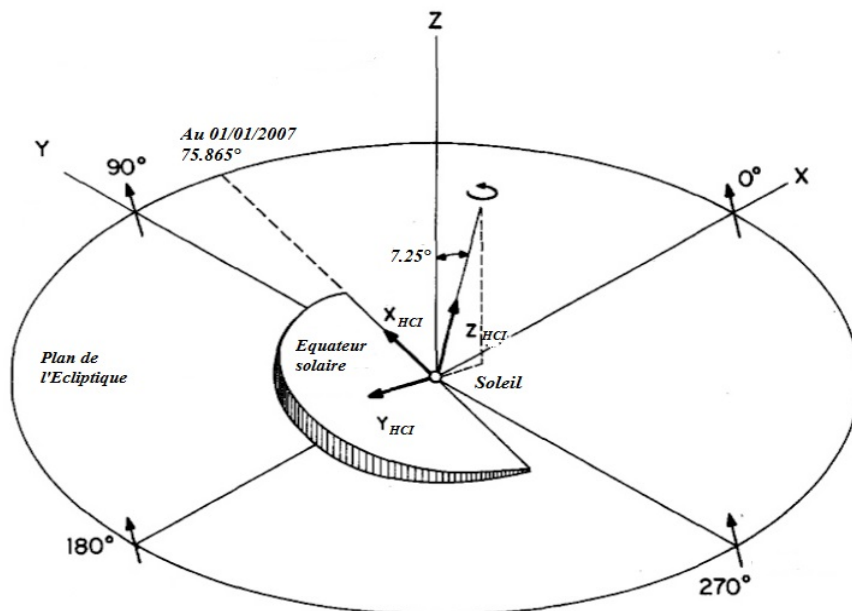


FIGURE A.2 – Représentation des systèmes de coordonnées *HAE* et *HCI* [Burlaga *et al.*, 1984]. Le système Héliocentrique Écliptique Vernal *HAE* est représenté par les axes X, Y, Z . Le système de coordonnées Héliocentrique inertiel *HCI* est représenté par les axes $X_{HCI}, Y_{HCI}, Z_{HCI}$.

A.2 Matrices de Passage

A.2.1 HAE vers HPO

Le passage du système *HAE* de coordonnées X, Y, Z vers le système *HPO* de coordonnées x, y, z (figure A.1) s'effectue au moyen de trois matrices de rotation [Hapgood, 1992] : une première rotation d'un angle ω autour de l'axe Z , une seconde rotation d'un angle I autour du nouvel axe X , et une dernière rotation d'un angle Ω autour du nouvel axe Z . La matrice de transfert $T(HAE, HPO)$ s'écrit alors :

$$E(\omega, I, \Omega) = \begin{pmatrix} \cos \Omega & -\sin \Omega & 0 \\ \sin \Omega & \cos \Omega & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos I & -\sin I \\ 0 & \sin I & \cos I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \omega & -\sin \omega & 0 \\ \sin \omega & \cos \omega & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

Comme les coordonnées cartésiennes x, y et z du système *HPO* peuvent, du fait que le mouvement se déroule sur le plan de l'orbite, s'écrire en coordonnées polaires en $x = r \cos \theta$, $y = r \sin \theta$ et $z = 0$. Cette matrice donne alors le système d'équations suivant :

$$X = r [\cos \Omega \cos(\omega + \theta) - \sin \Omega \sin(\omega + \theta) \cos I], \quad (\text{A.2})$$

$$Y = r [\sin \Omega \cos(\omega + \theta) + \cos \Omega \sin(\omega + \theta) \cos I], \quad (\text{A.3})$$

$$Z = r [\sin(\omega + \theta) \sin I]. \quad (\text{A.4})$$

Les trois angles Ω, I et ω font partie des paramètres orbitaux avec lesquelles est définie une orbite. Ils seront détaillés dans la section A.3.

A.2.2 HAE vers HCI

Le passage du système *HAE* vers le système *HCI* (figure A.2) s'effectue à travers deux rotations [Franz et Harper, 2001] : une première rotation d'un angle Ω_{\odot} autour de l'axe Z et une seconde rotation d'un angle I_{\odot} autour du nouvel axe X (pas de seconde rotation autour du nouvel axe Z). Ainsi, la matrice de transformation d'Euler $T(HAE, HCI) = E(\Omega_{\odot}(T_0 = 0), I_{\odot}, 0)$ entre ces deux systèmes de coordonnées orthogonaux est définie par :

$$E(\Omega_{\odot}, I_{\odot}, 0) = \begin{pmatrix} \cos \Omega_{\odot} & \sin \Omega_{\odot} & 0 \\ -\sin \Omega_{\odot} \cos I_{\odot} & \cos \Omega_{\odot} \cos I_{\odot} & \sin I_{\odot} \\ \sin \Omega_{\odot} \sin I_{\odot} & -\cos \Omega_{\odot} \sin I_{\odot} & \cos I_{\odot} \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

où $I_{\odot} = 7.25^{\circ}$ et $\Omega_{\odot} = 74.865^{\circ}$ (au 01/01/2007),

A.3 Les Paramètres orbitaux

Dans cette section, nous introduisons les paramètres géométriques nécessaires pour définir une orbite képlérienne dans l'espace.

Le mouvement képlérien est un cas particulier du problème à deux corps lesquels sont supposés ponctuels en négligeant toutes perturbations que pourraient

exercer les autres objets célestes. L'orbite képlérienne d'un corps céleste est paramétrée par six éléments orbitaux : le demi grand axe, a ; l'excentricité, e ; le temps de passage au périhélie, τ ; l'inclinaison, I ; la longitude du nœud ascendant, Ω ; et l'argument du périhélie, ω .

Le demi-grand axe a

Le demi-grand axe correspond à la moitié du grand axe qui est le plus grand diamètre de l'ellipse. Cette distance est portée par la droite qui traverse à la fois le centre et les deux foyers de l'ellipse. Ce paramètre permet de décrire la dimension de la conique.

L'excentricité e

L'excentricité représente le taux d'écart de l'orbite à la circularité. C'est un paramètre positif ($e > 0$) qui donne une indication précise sur la forme de l'orbite. Ainsi, une excentricité nulle ($e = 0$) correspond à une orbite circulaire, alors que lorsque $0 < e < 1$ correspond à une orbite elliptique. Les trajectoires deviennent paraboliques lorsque $e = 1$ et hyperboliques lorsque $e > 1$. L'excentricité est liée à la distance radiale r , au demi-grand axe a et à l'anomalie vraie θ par la relation suivante :

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 - e \cos \theta} \quad (\text{A.6})$$

Le temps de passage au périhélie τ

C'est la date à laquelle les observations qui ont permis la mesure des paramètres orbitaux d'un objet céleste ont été effectuées. Pour les planètes du système solaire par exemple, cette date de référence est actuellement celle du 1^{er} janvier 2000 à 12 heures, appelée $J2000$.

L'inclinaison I

L'inclinaison I est l'angle entre le plan de l'orbite et le plan de référence. Cet angle peut varier entre 0° et 360° . Une inclinaison entre -90° et 90° signifie que l'orbite est prograde ; une inclinaison entre 90° et 270° signifie que l'orbite est rétrograde ; c'est le sens de rotation opposé à celui de la Terre.

La longitude éclipique du nœud ascendant Ω

L'angle Ω est l'angle vers l'est entre la direction de référence et la direction du nœud ascendant. Lorsque le plan de référence est le plan de l'écliptique, cet angle est appelé la longitude éclipique du nœud ascendant. L'angle Ω peut varier de 0° à 360° .

L'argument du périhélie ω

L'angle ω est mesuré dans le sens de déplacement de l'objet en orbite ; c'est l'angle entre la direction du nœud ascendant (appelé aussi la ligne des nœuds) et la direction du périhélie. Il varie entre 0° et 360° .

A.4 Mouvement sur une orbite elliptique

Dans cette section, nous introduisons les relations permettant de décrire le mouvement d'un objet qui se déplace sur une orbite elliptique autour du Soleil.

Lorsqu'un objet se déplace sur une orbite elliptique de faible excentricité, l'évolution temporelle de ses coordonnées radiale r et angulaire θ sur son orbite est donnée, à l'ordre quatre, par les deux équations [Fitzpatrick, 2012] :

$$\theta = M + 2e \sin M + \frac{5e^2}{4} \sin 2M + \frac{e^3}{12} (13 \sin 3M - 3 \sin M), \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{r}{a} = 1 - e \cos M + \frac{e^2}{2} (1 - \cos 2M) + \frac{3e^3}{8} (\cos M - \cos 3M). \quad (\text{A.8})$$

où $M = n(t - \tau)$ définie l'anomalie moyenne. C'est l'angle, à un instant t , entre le périhélie et l'objet moyen se déplaçant à la vitesse angulaire orbitale moyenne $n = 2\pi/T$ à la période orbitale $T = 2\pi(a^3/GM_\odot)^{1/2}$, où G étant la constante gravitationnelle et M_\odot la masse du Soleil.

En dérivant les équation A.7 et A.8, on obtient les composantes radiales V_r et tangentielles V_θ de la vitesse de la particule sur son orbite :

$$V_r = a n \left[e \sin(M) + e^2 \sin(2M) + \frac{3e^3}{8} (3 \sin(3M) - \sin(M)) \right], \quad (\text{A.9})$$

$$V_\theta = r n \left[1 + 2e \cos(M) + \frac{5e^2}{2} \cos(2M) + \frac{e^3}{4} (13 \cos(3M) - \cos(M)) \right] \quad (\text{A.10})$$

Les composantes cartésiennes orbitales de la vitesse de l'objet sont ainsi déduites $V_x = V_r \cos \theta - V_\theta \sin \theta$, $V_y = V_r \sin \theta + V_\theta \cos \theta$ et $V_z = 0$. Les composantes cartésiennes V_X , V_Y et V_Z de la vitesse dans le système HAE sont calculées en dérivant les équations A.2, A.3 et A.4 pour obtenir le système d'équations suivant :

$$V_X = V_x (\cos \Omega \cos \omega - \sin \Omega \sin \omega \cos I) - \quad (\text{A.11})$$

$$V_y (\cos \Omega \sin \omega + \sin \Omega \cos \omega \cos I),$$

$$V_Y = V_x (\sin \Omega \cos \omega + \cos \Omega \sin \omega \cos I) - \quad (\text{A.12})$$

$$V_y (\cos \Omega \cos \omega \cos I - \sin \Omega \sin \omega),$$

$$V_Z = V_x (\sin \omega \sin I) + V_y (\cos \omega \sin I). \quad (\text{A.13})$$

L'orientation de la vitesse de la particule dépend de l'orbite sur laquelle se déplace celle-ci, et son module $V = \sqrt{V_X^2 + V_Y^2 + V_Z^2}$.

A.5 Conditions Initiales pour l'étude statistique

Les nano particules créées près du Soleil sont libérées à diverses positions de manière à couvrir un maximum de latitudes possibles (car le champ magnétique \mathbf{B} , à une distance donnée et dans le cadre du modèle de Parker, varie en latitude et présente une certaine symétrie en longitude). Pour chaque position donnée, on choisit aléatoirement 50 orbites elliptiques différentes ($I \in [0^\circ, 360^\circ]$). Pour chacune de ces orbites, on calcule les composantes de la vitesse qui correspondent à la position et à l'orbite données. La procédure de calcul est détaillée ci-dessous.

L'excentricité des orbites utilisée est $e = 0.001$. Une fois la position de la particule et l'inclinaison de l'orbite fixées, on détermine les angles Ω , ω et θ (Ω : longitude du noeud ascendant, ω : argument du périhélie et θ : anomalie vraie); en résolvant numériquement le système d'équations non-linéaires A.2, A.3 et A.4 (par la méthode hybride de Powell et de l'approximation des différences finies du Jacobien). Le demi grand axe de l'orbite a est déduit en utilisant la relation A.6. La position du grain de poussière sur son orbite (c'est à dire l'anomalie moyenne M) est déterminée en résolvant l'équation non-linéaire A.8 (par la méthode de Müller). La position et l'orbite du grain de poussière étant déterminées, le calcul des composantes de la vitesse V_r et V_θ (la vitesse dans le repère HPO) s'effectue en utilisant les équations A.9 et A.10. Le calcul des composantes de la vitesse dans le repère lié au Soleil HAE s'effectue à travers la matrice de passage $T(HAE, HPO)$ définie dans A.1.

Les nano particules sont ainsi libérées à des latitudes écliptiques initiales comprises entre -80° et 80° , à une distance héliocentrique $r = 0.2 UA$ et à diverses longitudes initiales. A chaque position initiale, 299 nano particules, de rapports q_d/m différents, sont libérées ($q_d/m \in [10^{-7}, 10^{-4}] e/m_p$).

A.6 Densité de probabilité du nuage de poussières

Le nuage de poussières entourant le Soleil est continuellement alimenté par les astéroïdes et les comètes (qui incluent les comètes à courtes périodes et les comètes de longues périodes). Ces deux sources alimentent les basses et les hautes latitudes respectivement. Les régions en hautes latitudes du nuage de poussières sont moins alimentées et présentent alors des densités de poussières inférieures à celles rencontrées à basses latitudes. Par conséquent, afin de prendre en compte la densité, en fonction de l'inclinaison des orbites, du nuage de poussières, on utilise la densité de probabilité suivante (loi normale) :

$$f(x) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(x - \mu)^2}{2 \sigma^2}\right] \quad (\text{A.14})$$

où σ est l'écart-type et μ représente la moyenne.

La largeur à mi-hauteur L de la gaussienne est $\sigma = L/2 \sqrt{2 \ln(2)}$. Dans le présent travail, la densité de probabilité sera la somme de deux gaussiennes centrées aux inclinaisons de 0° et de 180° et d'une largeur $L = 60^\circ$ étant donné que la den-

sité des grains de poussières est maximale près de l'écliptique. Cela est dû au fait que la distribution des inclinations orbitales est de $I \in [0^\circ, 30^\circ]$ (et $I \in [150^\circ, 180^\circ]$) pour les poussières issues des astéroïdes ; et de $I \in [0^\circ, 45^\circ]$ (et $I \in [135^\circ, 180^\circ]$) pour les poussières issues des comètes à courtes périodes ; et de $I \in [0^\circ, 180^\circ]$ (et $I \in [180^\circ, 360^\circ]$) pour les poussières issues des comètes à longues périodes [Mann *et al.*, 2000].

A.7 Nano particules piégées au voisinage du Soleil

Lorsqu'une nano particule est créée près du Soleil au delà de certaines latitudes (lesquelles dépendent du rapport q_d/m de la particule, de la distance héliocentrique r et du champ magnétique \mathbf{B}), elle se retrouve piégée sur des orbites complexes [Czechowski et Mann, 2010] et [Czechowski et Mann, 2012].

La figure A.3 montre l'évolution de quelques paramètres d'une nano particule de $q_d/m = 5 \times 10^{-6} e/m_p$, libérée à une latitude de 70° dans le cas d'une lame neutre non inclinée. La particule exécute des gyrations pendant son mouvement sur des orbites complexes. Elle est accélérée et décélérée périodiquement selon sa latitude. Sa dynamique ne présente pas de dépendance significative par rapport à l'inclinaison de la lame neutre.

La figure A.4 montre les trajectoires de deux nano particules de $q_d/m = 10^{-4}$ et $5 \times 10^{-6} e/m_p$ libérées à une longitude de 80° , à $r_i = 0.2 UA$ et $\phi_i = 20^\circ$. On voit que la distance r de la nano particule de $q_d/m = 10^{-4} e/m_p$ au Soleil diminue et que celle-ci s'apprête à tomber sur le Soleil.

Ces résultats n'ayant pas d'applications pour les sondes STEREO, nous n'avons pas effectué d'étude approfondie, qui pourrait cependant se révéler utile pour l'interprétation des futurs résultats de la sonde solaire.

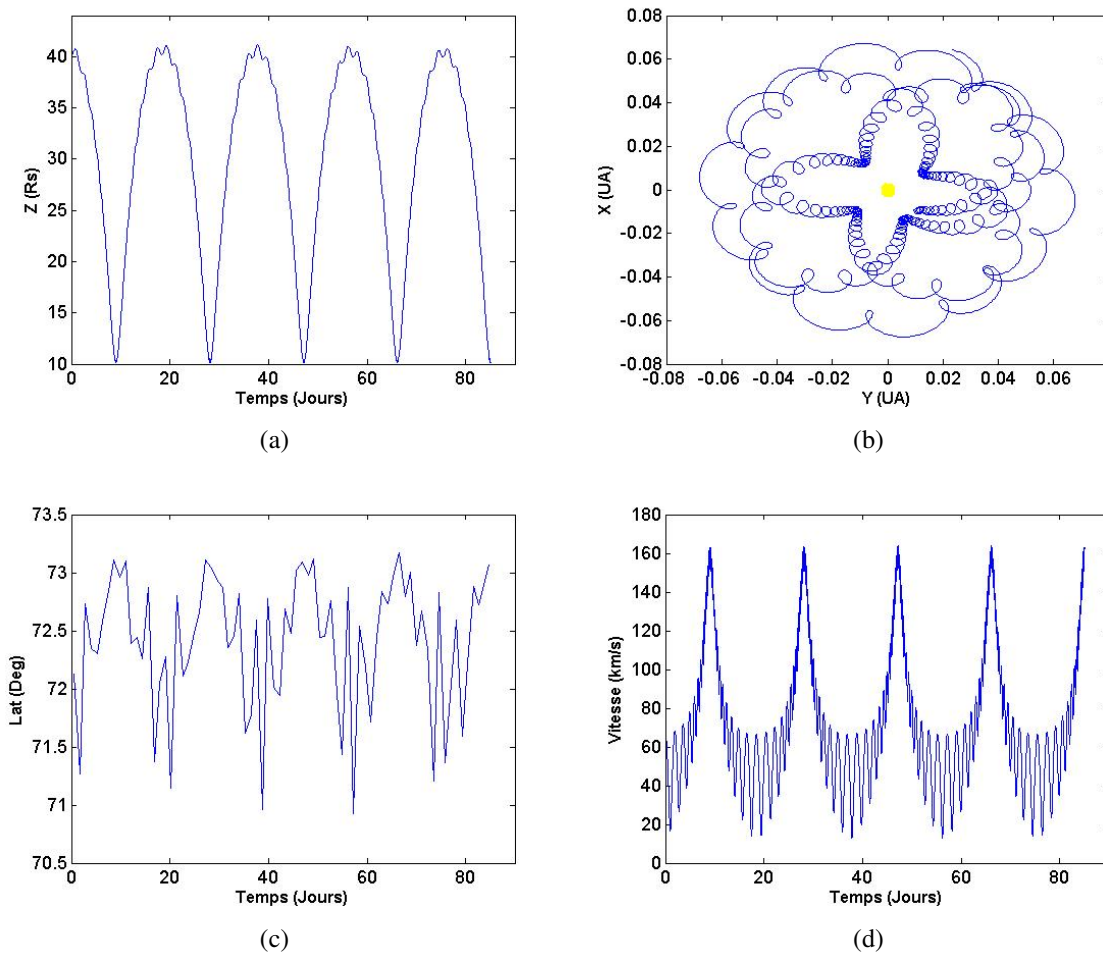


FIGURE A.3 – Évolutions temporelles de la coordonnée Z , de la vitesse, et de la latitude, et la trajectoire sur le plan de l'équateur solaire d'une nano particule de $q_d/m = 5 \times 10^{-6} e/m_p$ libérée à $\alpha_i = 70^\circ$, $r_i = 0.2 UA$ et $\phi_i = 20^\circ$, pour $\Delta = 0^\circ$. (a) : Évolution temporelle de la coordonnée Z . (b) : Trajectoire de la nano particule sur le plan de l'équateur solaire. (c) : Évolution temporelle de la latitude. (d) : Évolution temporelle de la vitesse.

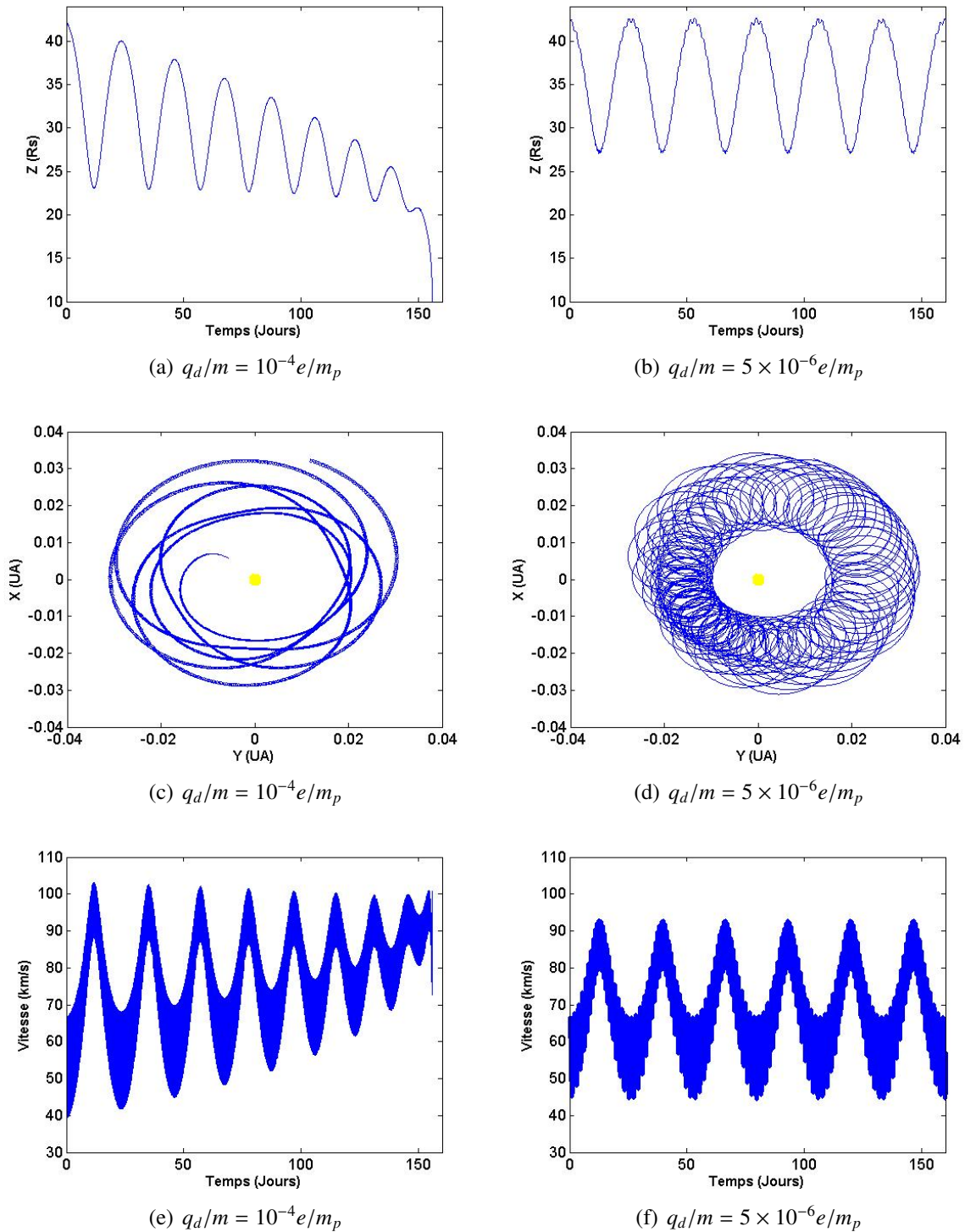


FIGURE A.4 – Évolutions temporelles de la coordonnée Z et de la vitesse, et les trajectoires sur le plan de l'équateur solaire de deux nano particules de q_d/m différents, libérées à $\alpha_i = 80^\circ$, $r_i = 0.2 \text{ UA}$ et $\phi_i = 20^\circ$; $\Delta = 0^\circ$. (a) et (b) : Évolution temporelle de la coordonnée Z . (c) et (d) : Trajectoire de la nano particule sur le plan de l'équateur solaire. (e) et (f) : Évolution temporelle de la vitesse.

Annexe B

La mission STEREO

Sommaire

B.1 Généralités	85
B.2 Principales caractéristiques des deux sondes	87
B.3 L'instrument WAVES	88
B.3.1 Le récepteur radio LFR	90
B.3.2 L'échantillonneur TDS	90

B.1 Généralités

La mission STEREO (Solar Terrestrial RElation Observatory) est composée de deux sondes spatiales STEREO A (Ahead) et STEREO B (Behind), lancées par le même lanceur Delta II 7925 le 26 octobre 2006 du centre spatial Kennedy. C'est une mission dirigée par la N.A.S.A qui fait partie du programme d'étude des relations Soleil-Terre. Les principaux buts de la mission STEREO sont de mieux comprendre le mécanisme de formation des éjections de masse coronale (CME), de suivre leur progression dans l'héliosphère interne vers la Terre, ainsi que de réaliser des mesures stéréoscopiques pour étudier le Soleil. Les sondes STEREO A et STEREO B tournent autour du Soleil sur deux orbites distinctes, l'une à l'intérieur de l'orbite terrestre et en avant de la Terre (STEREO A), et l'autre à l'extérieur de l'orbite terrestre et en arrière de la Terre (STEREO B), de manière à ce que les deux sondes se séparent d'environ 44° à 45° chaque année [Driesman *et al.*, 2008] comme l'illustre la figure B.1. La figure B.2 montre comment sont positionnées les sondes par rapport à la Terre. L'archivage des données STEREO consultables sur le site web du centre scientifique de STEREO SSC (STEREO Science Center : <http://stereo-ssc.nascom.nasa.gov/>), et la gestion des systèmes au sol sont gérés par le centre des vols spatiaux du Goddard GSFC (Goddard Space Flight Center). Le centre des opérations de la mission est le laboratoire de physiques appliquées APL (Applied Physics Laboratory) de l'Université Johns Hopkins JHU. Les prévisions météorologiques de l'espace sont dirigés par le centre de l'environnement de l'espace NOAA (Space Environment Center).

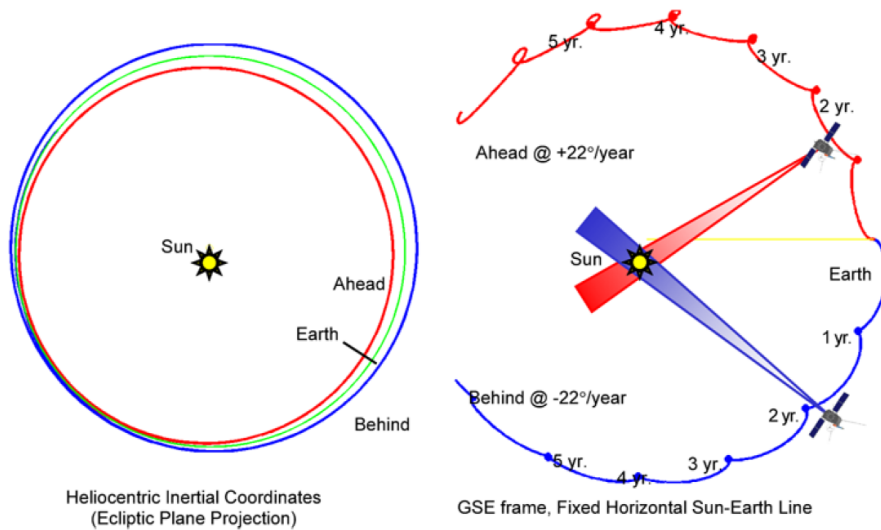


FIGURE B.1 – Orbites des deux sondes spatiales STEREO A et STEREO B et évolution de leurs positions relatives au fil des années de mission. (a) : Projection des orbites des deux sondes spatiales STEREO A et B sur le plan de l'écliptique. (b) : Même projection que (a) avec la ligne Terre-Soleil comme référence [Driesman *et al.*, 2008].

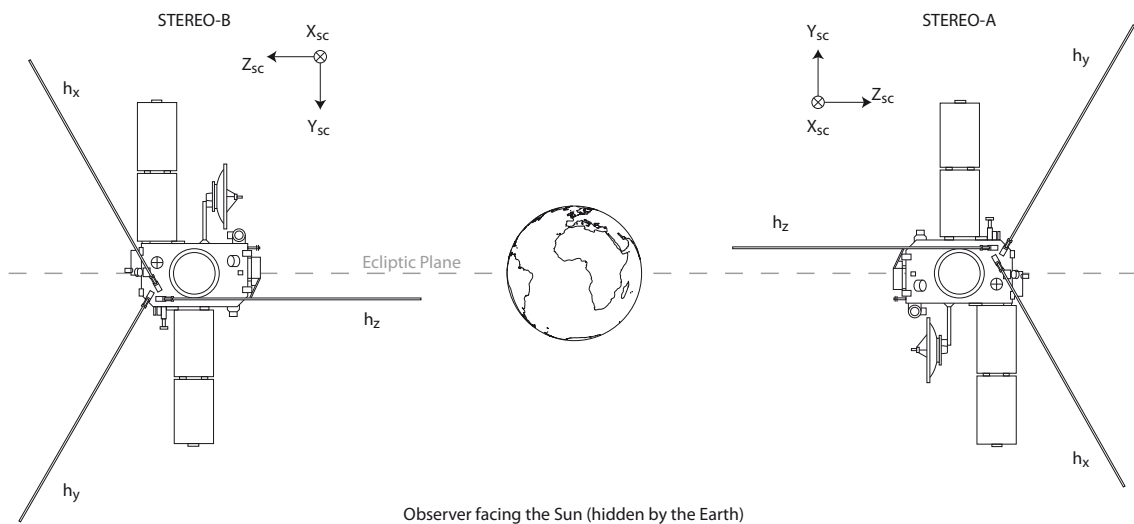


FIGURE B.2 – Vue orbitale des deux sondes STEREO A et B montrant l'orientation par rapport à la Terre et au Soleil.

B.2 Principales caractéristiques des deux sondes

Les sondes STEREO A et B sont techniquement presque identiques (voir figure B.3). Les différences sont principalement dues à des raisons pratiques (telle que la disposition des sondes dans le lanceur, voir figure B.4), et concernent aussi le positionnement des antennes électriques et la couverture thermique des sondes. Chacune d'elles est équipée de quatre instruments [Kaiser *et al.*, 2008], comme l'indique la figure B.5 :

1. L'instrument **IMPACT** (In situ Measurements of PArticles and CME Transients) qui échantillonne la fonction de distribution 3D et fournit les caractéristiques des particules énergétiques solaires ainsi que le champ magnétique local. Cet instrument est composé de sept détecteurs pour effectuer des mesures locales du vent solaire et de CME :

- SWEA (Solar Wind Electron Analyzer) : C'est un analyseur d'électrons du vent solaire qui mesure les fonctions de distribution des électrons d'énergie comprise entre 1 eV et quelques keV.
- MAG (Magnetometer) : Il est constitué de trois magnétomètres fluxgate positionnés suivant trois axes orthogonaux qui mesurent le champ magnétique.
- STE (Suprathermal Electron Telescope) : C'est un détecteur d'électrons supra-thermiques qui mesure les électrons du halo entre 2 et 20 keV.
- SEPT (Solar Electron Proton Telescopes) : C'est un détecteur de protons et d'électrons qui mesure les électrons d'énergie comprise entre 20 et 400 keV et les protons d'énergie comprise entre 20 et 7000 keV.
- SIT (Suprathermal Ion Telescope) : C'est un spectromètre de masse qui mesure les ions supra-thermiques.
- LET (Low Energy Telescope) : Il mesure les protons et les ions de l'hélium entre 1.5 et 13 MeV/nucléon.
- HET (High Energy Telescope) : C'est un détecteur d'ions et de protons à haute énergie jusqu'à 100 MeV/nucléon, ainsi que d'électrons d'énergie maximale de 5 MeV.

Les instruments STE, SEPT, SIT, LET, et HET mesurent les ions et les électrons accélérés lors des éjections de masse coronale. L'instrument **IMPACT** est géré par l'institut de technologies CalTech (California Institute of Technology) de l'Université de Californie à Berkeley (UCB) [Luhmann *et al.*, 2008].

2. L'instrument **PLASTIC** (PLAsma and SupraThermal Ion and Composition) : c'est un spectromètre de masse conçu pour déterminer la composition élémentaire et la charge des ions du vent solaire. Il effectue des mesures in-situ des ions de basses énergies afin de déduire les fonctions de distribution des ions supra-thermiques. L'instrument **PLASTIC** est géré par l'Université du New Hampshire (UNH) [Galvin *et al.*, 2008].

3. L'instrument **SECCHI** (Sun-Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation) est un ensemble de cinq télescopes :

- EUVI (Extreme Ultra-Violet Imager) : C'est un télescope fonctionnant dans

l'ultraviolet extrême.

- COR1 (Coronagraph 1) et COR2 (Coronagraph 2) : Ce sont deux coronagraphes Lyot traditionnels fonctionnant en lumière blanche.
- HI-1 (Heliospheric Imager 1) et HI-2 (Heliospheric Imager 2) : C'est un imageur héliosphérique.

Ces imageurs fournissent des images de la couronne solaire au niveau du disque solaire et jusqu'au-delà de 1 AU. L'instrument **SECCHI** est géré par le laboratoire de recherches navales NRL (Naval Research Lab) [Howard *et al.*, 2008].

4. L'instrument **WAVES** est dédié à la détection des émissions électromagnétiques du Soleil dans le domaine radio ainsi qu'à la mesure in-situ des champs électrostatiques. Cette expérience fournit des mesures des fluctuations du champ électrique local, et est capable de localiser (3D) et de suivre les émissions radio associées aux flux d'électrons énergétiques, ainsi que les ondes de choc associées aux éjections de masse coronale. L'instrument **WAVES** est géré par l'Observatoire de Paris à Meudon en France, et par l'Université de Minnesota UMN (University of Minnesota) [Bougeret *et al.*, 2008].

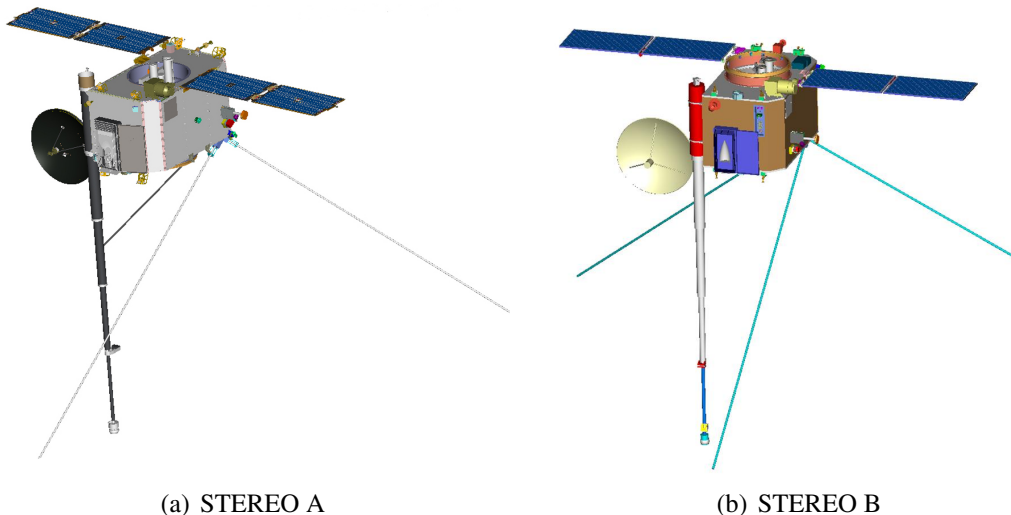


FIGURE B.3 – Vue des deux sondes STEREO A et STEREO B.

B.3 L'instrument WAVES

Les capteurs de champ électrique de l'instrument WAVES sont composés de trois antennes électriques X, Y et Z mutuellement orthogonales de 6 mètres de long chacune (voir figure B.6) ; elles sont décrites en détail dans [Bale *et al.*, 2007]. Elles sont montées sur la face des sondes opposée au Soleil [Bougeret *et al.*, 2008], et sont connectées à un analyseur qui calcule les spectres de puissance du champ électrique (le mode LFR). Cette expérience comprend quatre instruments différents :

- LFR (Low Frequency Receiver) : C'est un récepteur radio à basse fréquence fonctionnant entre 2.5 et 160 kHz.

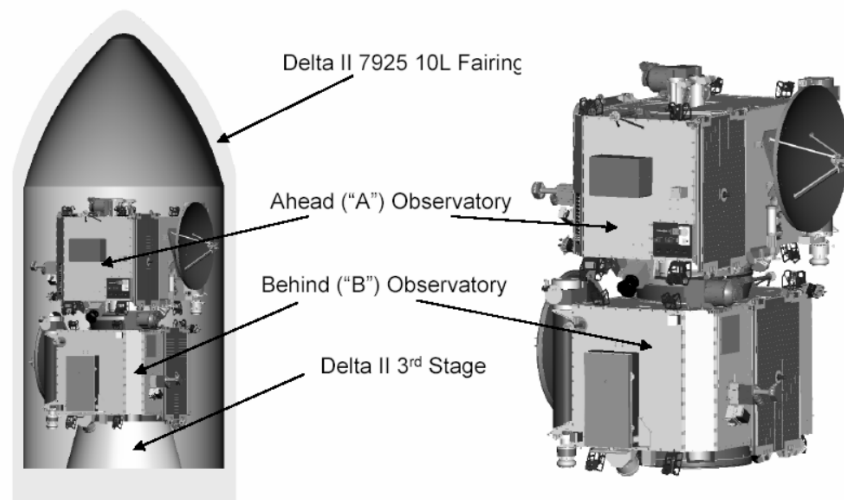


FIGURE B.4 – Schéma de la disposition des sondes STEREO dans le lanceur Delta II.

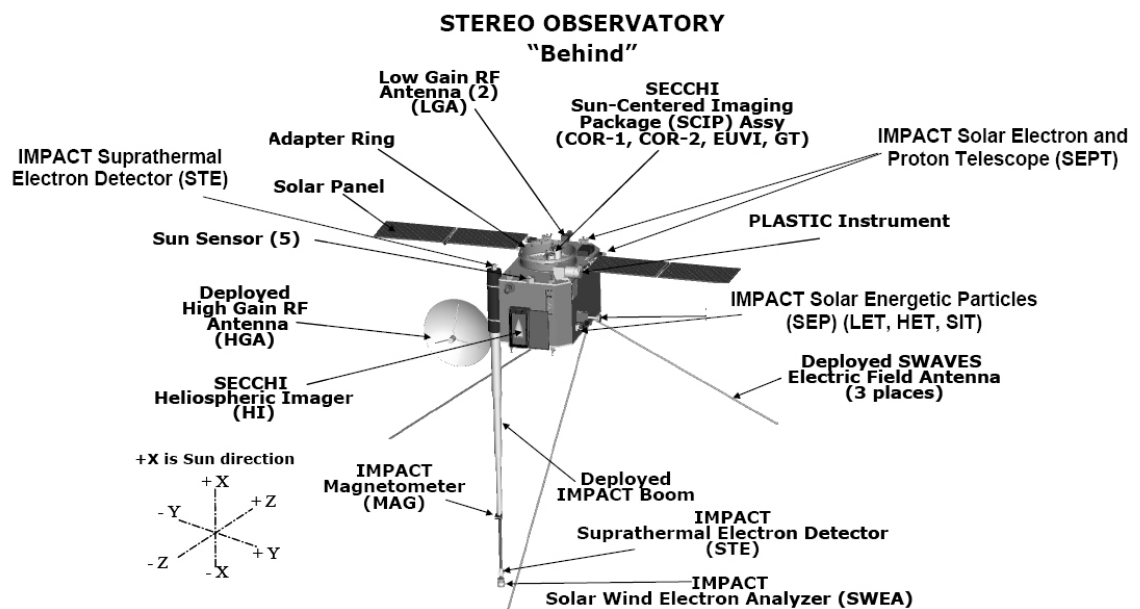


FIGURE B.5 – Schéma de la sonde STEREO B montrant les différents instruments montés à bord.

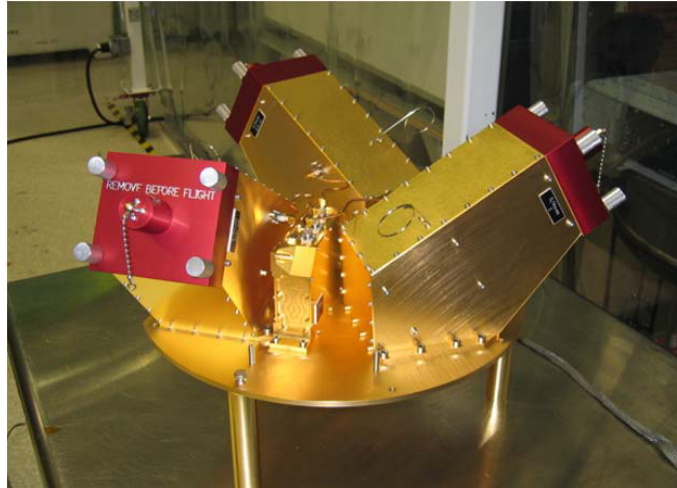


FIGURE B.6 – Les bases des antennes électriques de l’instrument WAVES [Bougeret *et al.*, 2008].

- HFR (High Frequency Receiver) : C’est un récepteur radio à haute fréquence fonctionnant entre 125 kHz et 16.025 MHz.
- FFR (Fixed Frequency Receiver) : C’est un récepteur radio fonctionnant aux fréquences de 30.025 et 32.025 MHz.
- TDS (Time Domain Sampler) : C’est un échantillonneur dans le domaine temporel qui mesure l’amplitude du champ électrique en fonction du temps.

B.3.1 Le récepteur radio LFR

Le mode LFR calcule le spectre de puissance du champ électrique mesuré sur un domaine fréquentiel qui s’étend de 2.5 à 160 kHz. Ce domaine fréquentiel est divisé en trois bandes différentes (bande A, B, et C) de 16 fréquences chacune. La bande A couvre les fréquences comprises entre 2.5 kHz et 10 kHz, avec le plus grand temps d’intégration de 125 ms. Les domaines fréquentiels des bandes B et C sont de 10 à 40 kHz et de 40 à 160 kHz respectivement, avec des temps d’intégration de 31 et de 7 ms respectivement [Bougeret *et al.*, 2008]. Les champs électriques mesurés correspondent à la différence entre l’amplitude des impulsions détectées par deux antennes électriques. Les monopoles X et Y sont les plus couramment utilisés.

B.3.2 L’échantillonneur TDS

Le mode TDS mesure l’amplitude du signal électrique correspondant à la différence entre le potentiel des antennes électriques et le corps de la sonde spatiale. Cette mesure est réalisée 250000 fois par seconde au maximum afin d’obtenir un signal échantillonné représentant l’amplitude du champ électrique en fonction du temps. La durée d’un échantillon est, en général, comprise entre 65 ms et 130 ms. En raison de la limitation de la télémétrie, une sélection des échantillons envoyés sur Terre est nécessaire. La mesure est continue, mais lorsque la mesure ne correspond pas au critère de sélection, l’instrument prend un instantané de 50 ms environ

pour encadrer le signal mesuré. Un mode secondaire attaché à TDS est le TDS_{max} qui mesure l'amplitude maximale détectée chaque minute [Bougeret *et al.*, 2008].

Annexe C

Publications

Sommaire

C.1	Detection of Interstellar Dust with STEREO/WAVES at 1 AU	94
C.2	Nano dust impacts on spacecraft and boom antenna charging	101
C.3	On the detection of nano dust using spacecraft based boom antennas	108
C.4	Interplanetary Nanodust Detection by the Solar Terrestrial Relations Observatory/WAVES Low Frequency Receiver . .	113

C.1 Detection of Interstellar Dust with STEREO/WAVES at 1 AU

Belheouane et al., 2012

Liste des auteurs

S. Belheouane, A. Zaslavsky, N. Meyer-Vernet, K. Issautier, I. Mann, et M. Maksimovic

Référence : Solar Physics, Volume 281, pages : 501-506.

Detection of Interstellar Dust with STEREO/WAVES at 1 AU

S. Belheouane · A. Zaslavsky · N. Meyer-Vernet ·
K. Issautier · I. Mann · M. Maksimovic

Received: 11 November 2011 / Accepted: 10 April 2012 / Published online: 8 May 2012
© Springer Science+Business Media B.V. 2012

Abstract Most *in situ* measurements of cosmic dust have been carried out with dedicated dust instruments. However, dust particles can also be detected with radio and plasma wave instruments. The high velocity impact of a dust particle generates a small crater on the spacecraft, and the dust particle and the crater material are vaporised and partly ionised. The resulting electric charge can be detected with plasma instruments designed to measure electric waves. Since 2007 the STEREO/WAVES instrument has recorded a large number of events due to dust impacts. Here we will concentrate on the study of those impacts produced by dust grains originating from the local interstellar cloud. We present these fluxes during five years of the STEREO mission. Based on model calculations, we determine the direction of arrival of interstellar dust. We find that the interstellar dust direction of arrival is $\sim 260^\circ$, in agreement with previous studies.

Keywords Interstellar dust · STEREO/WAVES · Interplanetary dust · Radio antennas

The Sun 360

Guest Editors: Bernhard Fleck, Bernd Heber, Angelos Vourlidas

S. Belheouane (✉) · A. Zaslavsky · N. Meyer-Vernet · K. Issautier · M. Maksimovic
LESIA, Observatoire de Paris-CNRS-Université Pierre et Marie Curie-Université Denis Diderot,
Meudon, France
e-mail: soraya.belheouane@obspm.fr

A. Zaslavsky
e-mail: arnaud.zaslavsky@obspm.fr

N. Meyer-Vernet
e-mail: nicole.meyer@obspm.fr

K. Issautier
e-mail: karine.issautier@obspm.fr

M. Maksimovic
e-mail: milan.maksimovic@obspm.fr

I. Mann
EISCAT Scientific Association, Kiruna, Sweden
e-mail: ingrid.mann@eiscat.se

1. Introduction

The interplanetary dust is mainly generated by asteroids and comets and through collisional fragmentation. Another component is the interstellar dust (ISD), which enters the solar system due to the difference in velocities between the Sun and the interstellar clouds (Mann *et al.*, 2010). *Ulysses* measurements gave an ISD upstream direction of about 259° ecliptic longitude and 8° ecliptic latitude with a relative velocity of 26 km s^{-1} (Frisch, Dorschner, and Geiss, 1999; Mann, 2010). In the present paper, we use the Heliocentric Aries Ecliptic (HAE) system, defined as follows: the xy plane is the plane of the ecliptic, the x axis points to the vernal equinox and the z axis is pointing to the north. The dynamics of ISD particles is governed by two main forces: the radiation pressure force and gravitational force. The ratio between them defines the β parameter, $\beta = F_{\text{rad}}/F_{\text{grav}}$, which depends on the mass, composition and surface properties of the particle. Particles with $\beta > 1$ are usually ejected from the inner solar system, whereas particles with $\beta < 1$ are attracted by the Sun and focused towards the downstream direction.

The *Solar Terrestrial Relations Observatory* (STEREO) mission (Kaiser *et al.*, 2008) consists of two nearly identical spacecraft in orbit around the Sun, ahead (STEREO A) and behind (STEREO B) the Earth. They drift away from Earth in opposite directions at a rate of 22.5 degrees per year relative to Earth. The main goal of this mission is to understand the origin and consequences of coronal mass ejections (CMEs). For this purpose, STEREO/WAVES (S/WAVES) is an interplanetary radio burst tracker and *in situ* plasma wave detector that measures the three components of the fluctuating electric field from 2.5 kHz to 16 MHz (Bougeret *et al.*, 2008). The S/WAVES electric field sensors are formed by three orthogonal monopole antennas, each 6 m long (Bale *et al.*, 2007), connected to a receiver. It produces power spectra of the electric field (Low, High and Fixed Frequency Receiver: LFR, HFR and FFR) as well as electric field waveforms (the Time Domain Sampler: TDS)

Dust particles can be detected by space-borne radio instruments, by measuring the voltage pulses induced on an electric antenna when dust grains impact the spacecraft. This was observed for the first time when the *Voyager 1* spacecraft crossed the dust rings of Saturn (Aubier, Meyer-Vernet, and Pedersen, 1983). In this article, we use the S/WAVES radio instrument to analyse dust impacts on the STEREO spacecraft, which do not carry a dedicated dust instrument. Impulsive signals on the LFR data have been recently interpreted as fast nano-dust impacts on STEREO (Meyer-Vernet *et al.*, 2009), whereas a preliminary study of TDS data in terms of interplanetary and interstellar dust impacts was performed by Zaslavsky *et al.* (2012).

Zaslavsky *et al.* (2012) have shown that the electric signals recorded by S/WAVES are of two kinds, corresponding to dust grains in two different size ranges: a few nanometres and a few $0.1 \mu\text{m}$. In the present study, we use the TDSmax operating mode (which gives the maximum signal amplitude detected by each antenna each minute) to analyse the second size range ($0.1 \mu\text{m}$) and focus on ISD. In Section 2, we present the electric charge produced by dust impacts, and summarise the method of data analysis. In Section 3, we present the results and compare them with previous studies on ISD.

2. Dust *in situ* Detection by STEREO/WAVES

2.1. Electrical Charge Generated by a Dust Impact

When a fast dust grain impacts the spacecraft body, it is partially vaporised and ionised, as is the material from the micro crater generated on the target. This released matter forms

a plasma cloud (free electrons and ions) that expands in the surrounding solar wind. The electric charge in the cloud ($Q = e \times N_e$ where N_e is the number of free electrons, and e is the electron charge) mainly depends on the mass and relative velocity of the impacting dust grain. Laboratory experiments on sub-micron grains accelerated by an electrostatic accelerator to tens of km s^{-1} (McBride and McDonnell, 1999) show that the charge Q released upon impact increases with the particle mass m and the impact speed v roughly as

$$Q \simeq 0.7m^{1.02}v^{3.48} \quad (1)$$

where Q is expressed in coulombs, m in kilogrammes and v in km s^{-1} . This charge varies also with the angle of incidence, the composition of the impinging particle and the target material. Here we shall not consider these effects and use the calibration provided by Equation (1).

2.2. Voltage Pulse Produced

Depending on the impact localisation, the charge Q in the plasma cloud (Equation (1)) can produce a voltage pulse in two main ways. First, the positively charged spacecraft surface recollects the free electrons, inducing a drop in the spacecraft potential, and thus creates similar pulses on the three antennas. Second, when the impact occurs close enough to one of the antennas, the photo-electrons' return current on the antenna is strongly perturbed, which results in a strong pulse of the antenna potential (Pantellini *et al.*, 2012). This kind of impact creates a signal amplitude much larger on one antenna than on the other two.

Here we study the first kind of signal: those impacts which create almost the same signal amplitude on the three antennas. We use TDSmax data to count the dust impacts. Obtaining one point per minute is enough, since the probability that two signals are detected during the same minute is very small, as justified by the obtained fluxes (~ 10 impacts day^{-1}) derived below. We analyse the positive signals between 15 mV and 150 mV. The lower limit of 15 mV is due to the fact that the TDSmax mode does not enable us to verify the dust-spike shape of the waveform. We did not consider amplitudes smaller than 15 mV, for which a similar maximum on the three antennas could be generated by strong density fluctuations, or less frequently by intense Langmuir wavepackets. The upper level of 150 mV is used to avoid considering signals exceeding the saturation level of the instrument.

Upon impact, the potential of the spacecraft undergoes a drop of the order $\delta V_{\text{sc}} \simeq -Q/C_{\text{sc}}$ where Q is given by Equation (1) and C_{sc} is the spacecraft body capacitance; for STEREO we use the capacitance of a perfectly conducting rectangular cuboid of dimensions $2 \text{ m} \times 1.2 \text{ m} \times 1.3 \text{ m}$, that is about 200 pF (Zaslavsky *et al.*, 2012). The signal detected by a monopole is $\delta V = V_{\text{ant}} - V_{\text{sc}}$. As the potential of the antennas is roughly constant on the $\sim \text{ms}$ time scale of the impact, the three monopoles will detect a voltage pulse of similar amplitude

$$\delta V \simeq \Gamma Q/C_{\text{sc}} \quad (2)$$

where $\Gamma \sim 0.5$ is the gain factor of the antennas due to their capacitive coupling with the base (Bale *et al.*, 2007).

2.3. Sub-micron Dust Fluxes and Mass Range

Equation (1) shows that the mass scanned depends on the velocity of the dust population considered, which we cannot measure independently. The ISD particles have a velocity with respect to the Sun of the order of 26 km s^{-1} and of direction opposite to the Sun's velocity in

the local interstellar medium. Their impact speed depends on the position of the spacecraft and is equal to $v = \sqrt{v_{\text{sc}}^2 + v_{\text{dust}}^2}$ at the upstream and downstream longitude, where the averaged velocity of the two spacecraft is $v_{\text{sc}} = 30 \text{ km s}^{-1}$. Hence in a first approximation, we can deduce the scanned mass range from the scanned voltage range by using Equations (1) and (2) as

$$m \simeq \left(\frac{\delta V C_{\text{sc}}}{0.7 \Gamma v^{3.48}} \right)^{\frac{1}{1.02}} \quad (3)$$

This yields approximately $5 \times 10^{-17} - 5 \times 10^{-16} \text{ kg}$. With an ISD mass density ρ of about $2.5 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$, this yields a grain radius in the range $r_d \sim 0.17 - 0.36 \text{ }\mu\text{m}$.

We counted the number of impacts N_{day} occurring each day during the period between 2007 and 2011 for STEREO A and STEREO B. We then deduced the impact rates of the particles having a mass between m_{min} and m_{max} :

$$F(m_{\text{min}}, m_{\text{max}}) \simeq N_{\text{day}} / (24 \times 3600) \text{ s}^{-1} \quad (4)$$

where m_{min} and m_{max} are the mass interval estimated above. We present the results in Figure 1. We can see that the impact rates have modulations depending on solar ecliptic longitude, which are in phase at the beginning of the mission, and exhibit a phase shift which increases as the two spacecraft move away from each other. This modulation is due to the ISD, for which the dust impact speed depends on solar ecliptic longitude. On the other hand, the β -meteoroids have a roughly radial velocity, always normal to the spacecraft velocity, so their impact velocities should not depend on solar ecliptic longitude. The flux of the β -meteoroids can then be separated from the ISD using the longitudinal modulation.

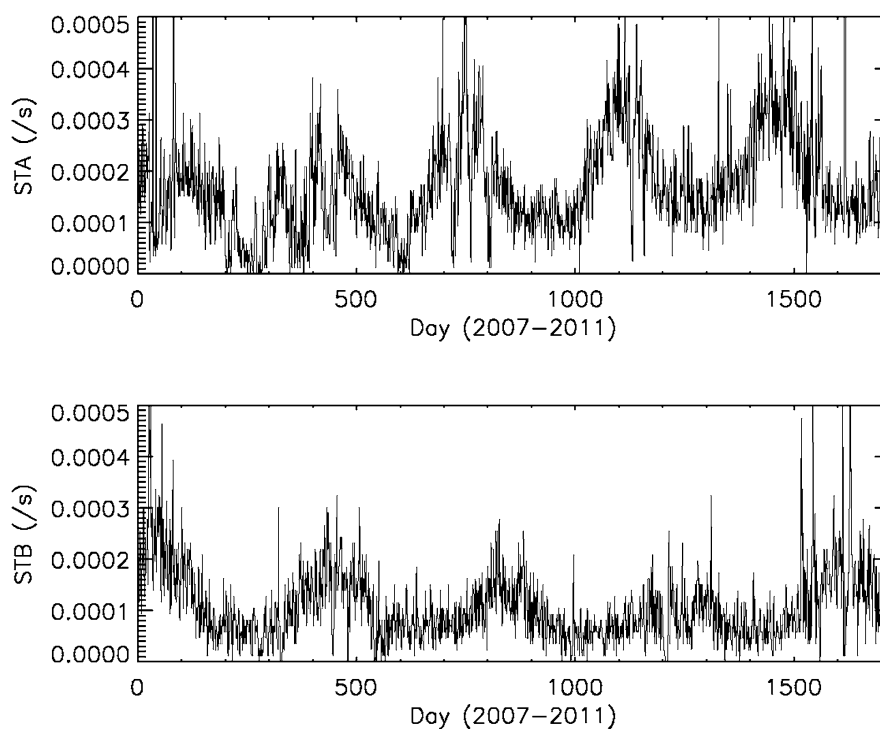


Figure 1 Impact rates per second for STEREO A and B between 2007 and 2011.

3. Results and Discussion

Using the composition of velocities, the total flux F measured by STEREO (A or B) at a point of longitude θ is the flux of β -meteoroids (of velocity v_β) plus the flux of ISD (of velocity v_{ISD}), and is given by Zaslavsky *et al.* (2012):

$$F = F_\beta \sqrt{1 + \left(\frac{v_{\text{sc}}}{v_\beta}\right)^2} + F_{\text{ISD}} \sqrt{1 + \left(\frac{v_{\text{sc}}}{v_{\text{ISD}}}\right)^2} - 2 \frac{v_{\text{sc}}}{v_{\text{ISD}}} \sin(\theta - \theta_{\text{ISD}}) \tag{5}$$

where θ_{ISD} is the ISD upstream direction. The first term of Equation (5) comes from the composition of the β -meteoroid radial velocity and the spacecraft velocity. The second term comes from the composition of the ISD velocity and the spacecraft velocity. In both cases, we assume a perfectly circular orbit for the spacecraft.

Using Equation (5), we fit the flux averaged over five years and over the two spacecraft. The best fit obtained, using the fixed parameters $v_\beta = 80 \text{ km s}^{-1}$, $v_{\text{ISD}} = 26 \text{ km s}^{-1}$ and $v_{\text{sc}} = 30 \text{ km s}^{-1}$, provides the direction of arrival of the ISD $\theta_{\text{ISD}} = 259.75^\circ (\pm 2.5^\circ)$, the β -meteoroid flux $F_\beta = 4.3 \times 10^{-5} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ and the ISD flux $F_{\text{ISD}} = 6.5 \times 10^{-5} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. The red line over-plotted on Figure 2 corresponds to these results. We expect these fluxes to be correct by a factor of three due to uncertainties on the collecting surface and the ISD velocity. The above fluxes assume a collecting surface $\sim 1 \text{ m}^2$. The above uncertainty of θ_{ISD} , which is the result of the fitting procedure, should be taken with caution; the preceding simple model makes a number of approximations. In particular, it does not take into account the geometry of the spacecraft and the dynamics of the particles, which requires further investigations. Note that the results above are in agreement with previously published ones using a similar technique (Zaslavsky *et al.*, 2012) and using dedicated dust analysers on *Ulysses* (Krüger *et al.*, 2007) and *Cassini* (Altobelli *et al.*, 2003).

Using Equation (5), we fit the flux averaged over the two spacecraft on intervals of 360° ecliptic longitude, along the five years of data, to deduce the temporal variation of the ISD direction of arrival (θ_{ISD}); the result is shown in Figure 3. One sees that θ_{ISD} remains constant over the five years within the accuracy of the measurements.

Finally, this study allowed for the first time a continuous measurement of the ISD direction of arrival over five years, which is shown to be constant to the accuracy of our measurements. This direction is similar to recent observations of the direction of arrival of neutral interstellar helium (Bzowski *et al.*, 2012).

Figure 2 The averaged flux measured over five years by both spacecraft and the corresponding error bars as a function of the solar ecliptic longitude (the averaging is performed on 1 deg bins). The red curve is the result of the fitting model as discussed in the text.

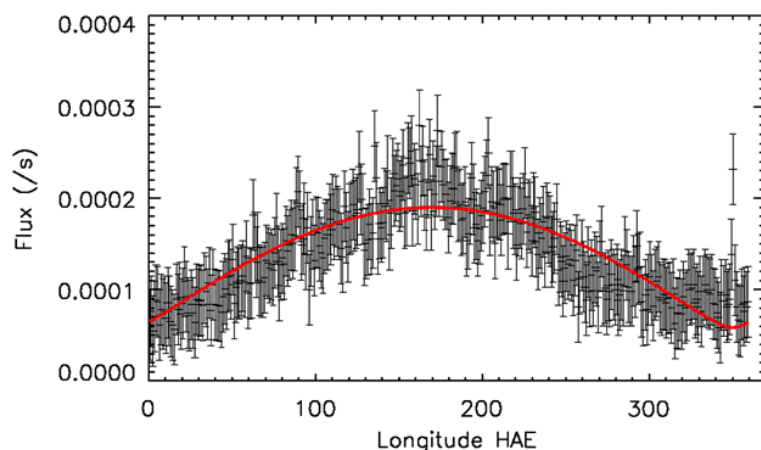
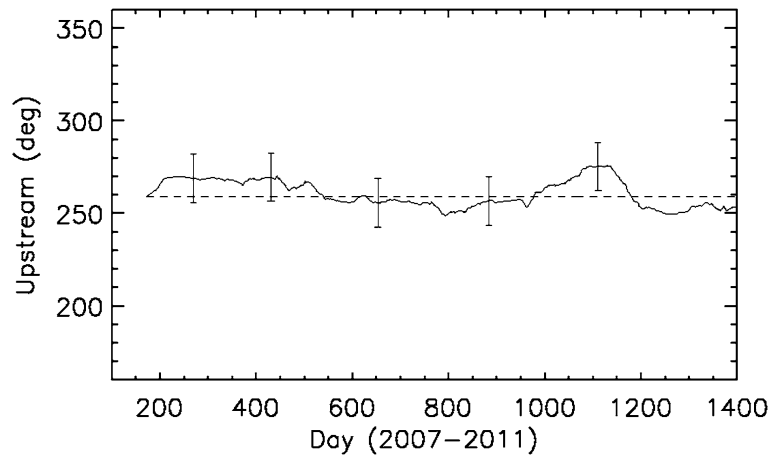


Figure 3 Direction of arrival of ISD expressed in ecliptic longitude as a function of time between 2007 and 2011. The dashed line shows the five-year average.



References

- Altobelli, N., Kempf, S., Landgraf, M., Srama, R.: 2003, *J. Geophys. Res.* **108**, 8032.
- Aubier, M., Meyer-Vernet, N., Pedersen, B.M.: 1983, *Geophys. Res. Lett.* **10**, 5.
- Bale, S.D., Ullrich, R., Goetz, K., Alster, N., Cecconi, B., Dekkali, M., Lingner, N.R., Macher, W., Manning, R.E., McCauley, J., Monson, S.J., Oswald, T.H., Pulupa, M.: 2007, *Space Sci. Rev.* **136**, 529.
- Bougeret, J.L., Goetz, K., Kaiser, M.L., Bale, S.D., Kellogg, P.J., Maksimovic, M., Monge, N., Monson, S.J., Astier, P.L., Davy, S., Dekkali, M., Hinze, J.J., Manning, R.E., Aguilar-Rodriguez, E., Bonnin, X., Briand, C., Cairns, I.H., Cattell, C.A., Cecconi, B., Eastwood, J., Ergun, R.E., Fainberg, J., Hoang, S., Huttunen, K.E.J., Krucker, S., Lecacheux, A., MacDowall, R.J., Macher, W., Mangeney, A., Meetre, C.A., Moussas, X., Nguyen, Q.N., Oswald, T.H., Pulupa, M., Reiner, M.J., Robinson, P.A., Rucker, H., Salem, C., Santolik, O., Silvis, J.M., Ullrich, R., Zarka, P., Zouganelis, I.: 2008, *Space Sci. Rev.* **136**, 487.
- Bzowski, M., Kubiak, M.A., Möbius, E., Bochsler, P., Leonard, T., Heirtzler, D., Kucharek, H., Sokół, J.M., Hønd, M., Crew, G.B., Schwadron, N.A., Fuselier, S.A., McComas, D.J.: 2012, *Astrophys. J. Suppl.* **198**, 12.
- Frisch, P.C., Dorschner, J.M., Geiss, J.: 1999, *Astrophys. J.* **525**, 492.
- Krüger, H., Landgraf, M., Altobelli, N., Grün, E.: 2007, *Space Sci. Rev.* **130**, 401408.
- Kaiser, M.L., Kucera, T.A., Davila, J.M., St. Cyr, O.C., Guhathakurta, M., Christian, E.: 2008, *Space Sci. Rev.* **136**, 5.
- Mann, I.: 2010, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **48**, 173.
- Mann, I., Czechowski, A., Meyer-Vernet, N., Zaslavsky, A., Lamy, H.: 2010, *Plasma Phys. Control. Fusion* **52**, 124012.
- McBride, N., McDonnell, J.A.M.: 1999, *Planet. Space Sci.* **47**, 1005.
- Meyer-Vernet, N., Maksimovic, M., Czechowski, A., Mann, I., Zouganelis, I., Goetz, K., Kaiser, M.L., St. Cyr, O.C., Bougeret, J.L., Bale, S.D.: 2009, *Solar Phys.* **256**, 463.
- Pantellini, F., Belheouane, S., Meyer-Vernet, N., Zaslavsky, A.: 2012, *Ann. Geophys.* submitted.
- Zaslavsky, A., Meyer-Vernet, N., Mann, I., Czechowski, A., Issautier, K., Le Chat, G., Pantellini, F., Goetz, K., Maksimovic, M., Bale, S.D., Kasper, J.C.: 2012, *J. Geophys. Res.* doi:[10.1029/2011JA017480](https://doi.org/10.1029/2011JA017480).

C.2 Nano dust impacts on spacecraft and boom antenna charging

Pantellini et al., 2012

Liste des auteurs

F. Pantellini, S. Belheouane, N. Meyer-Vernet, et A. Zaslavsky

Référence : Astrophysics and Space Science, Volume 34, pages : 309-314.

Nano dust impacts on spacecraft and boom antenna charging

Filippo Pantellini · Soraya Belheouane ·
Nicole Meyer-Vernet · Arnaud Zaslavsky

Received: 2 March 2012 / Accepted: 5 May 2012
© Springer Science+Business Media B.V. 2012

Abstract High rate sampling detectors measuring the potential difference between the main body and boom antennas of interplanetary spacecraft have been shown to be efficient means to measure the voltage pulses induced by nano dust impacts on the spacecraft body itself (see Meyer-Vernet et al. in *Sol. Phys.* 256:463, 2009). However, rough estimates of the free charge liberated in post impact expanding plasma cloud indicate that the cloud's own internal electrostatic field is too weak to account for measured pulses as the ones from the TDS instrument on the STEREO spacecraft frequently exceeding 0.1 V/m. In this paper we argue that the detected pulses are not a direct measure of the potential structure of the plasma cloud, but are rather the consequence of a transitional interruption of the photoelectron return current towards the portion of the antenna located within the expanding cloud.

Keywords Interplanetary dust and gas · Plasma interactions with antennas · Photoemission

1 Introduction

Dust particles in the nano and micro meter range hitting the main body of interplanetary spacecraft have been shown to produce a transient potential difference between the antenna booms and the spacecraft main body (see Meyer-Vernet et al. 2009, and references within). For large grains, in the

micrometer range, the measured potential difference is primarily due to recollection of the electrons from the impact generated expanding plasma cloud by the spacecraft main body which under standard solar wind conditions at 1 AU is positively charged due to photoelectric charging of its sunlight exposed parts. The temporary accumulation of a negative charge Q on the spacecraft's body accounts for a variation of the potential difference between the spacecraft and the antenna booms by an amount

$$\delta V = \Gamma \frac{Q}{C_{SC}} \quad (1)$$

where C_{SC} is the spacecraft body capacitance and Γ an order unity gain factor. The potential pulse associated with such large grain impacts being solely due to charging of the spacecraft body, one expects the signal δV to be of similar amplitude on all antennas. Many thousands of such events displaying simultaneous and similar amplitude pulses on different antennas have effectively been recorded on the three antennas mounted on the STEREO spacecraft (Zaslavsky et al. 2012).

Besides this group of events, STEREO has recorded an even larger sample of events where the voltage pulse is roughly equal on two antennas and larger, by a factor ~ 20 , on the third one. Zaslavsky et al. (2012) interpret this second group of events as the signature of the impact of smaller and faster grains in the nano meter size domain. As for the micro meter grains the two weak pulses are due to recollection of electrons from the expanding plasma cloud and are an indirect measure of the cloud's free charge content Q via (1). As briefly described in Appendix A of Zaslavsky et al. (2012), the larger pulse measured on one of the three antennas is due to the action of the expanding cloud's electric field on the photoelectrons surrounding this particular antenna. In contrast, at most a small fraction of the two an-

F. Pantellini (✉) · S. Belheouane · N. Meyer-Vernet ·
A. Zaslavsky
1 LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris
Diderot, 5 Place Jules Janssen, 92195 Meudon, France
e-mail: filippo.pantellini@obspm.fr

tennas presenting a weak signal is attained by the expanding cloud without a significant effect on the photoelectrons emitted by their surfaces. The reason this scenario does not apply in case of micro meter grain impacts is that the latter liberate a larger quantity of free charges than the nano meter grain impacts so that the dissipation of the expanding cloud into the ambient plasma occurs for cloud dimensions large enough ($\gtrsim 1$ m) to envelop all three antennas.

In this paper we present a semi-quantitative scenario to explain the strong positive charging of a boom antenna finding itself within a nano dust induced plasma cloud. We argue that the intrinsic electric field within the cloud is too weak to account for the measured voltage pulse. However, this field is shown to be strong enough to transitionally reduce the number of photoelectrons falling back onto the antenna leading to a positive net current towards its surface. Except otherwise specified, SI units are used throughout the paper.

2 Basic hypothesis and simplifications

We suppose that a dust grain hits the spacecraft body at some distance from the base of an antenna boom in the idealised geometrical set-up illustrated in Fig. 1a. For simplicity we assume that the spacecraft surface is plane with a cylindrical antenna oriented perpendicularly to it. The spacecraft being exposed to the solar radiation, both the spacecraft and the antenna are positively charged by photoionisation with a permanent “atmosphere” of photoelectrons around them. The characteristic energy of a photoelectron is of the order of 1 to 4 eV (see Henri et al. 2011, and references within) and the electric field E near the sunlight exposed surfaces is a few V/m. We emphasise that at 1 AU the photoelectron current from a sunlit surface of typical conducting spacecraft material is of the order $j_{ph} = 5 \times 10^{-5}$ A/m² per surface unit normal to the Sun direction. This largely exceeds the flux of electrons provided by the solar wind which for a density n_{sw} of 10 electrons per cm³ and a temperature $T_e = 15$ eV gives a 50 times smaller current (neglecting the effect of the spacecraft potential and the contribution from the ions) $j_{sw} = en_{sw}(2\pi)^{-1/2}(k_B T_e/m)^{1/2} \approx 10^{-6}$ A/m², where e is the elementary charge, m the electron mass. Even considering that the solar wind electrons are collected at the same rate all over the antenna surface whereas photoelectrons are only emitted by the one half of the antenna exposed to solar radiation and that the photoelectron flux is further reduced by a factor $\sin\theta$ where θ is the angle of the antenna axis with respect to the direction of the Sun, the emitted photoelectron current remains much stronger than the collected current from the ambient plasma. On STEREO the former is still 13 times stronger than the latter (see Henri et al. 2011). To counter an endless charging of the spacecraft, most of the emitted photoelectrons (over 90 % for STEREO) are

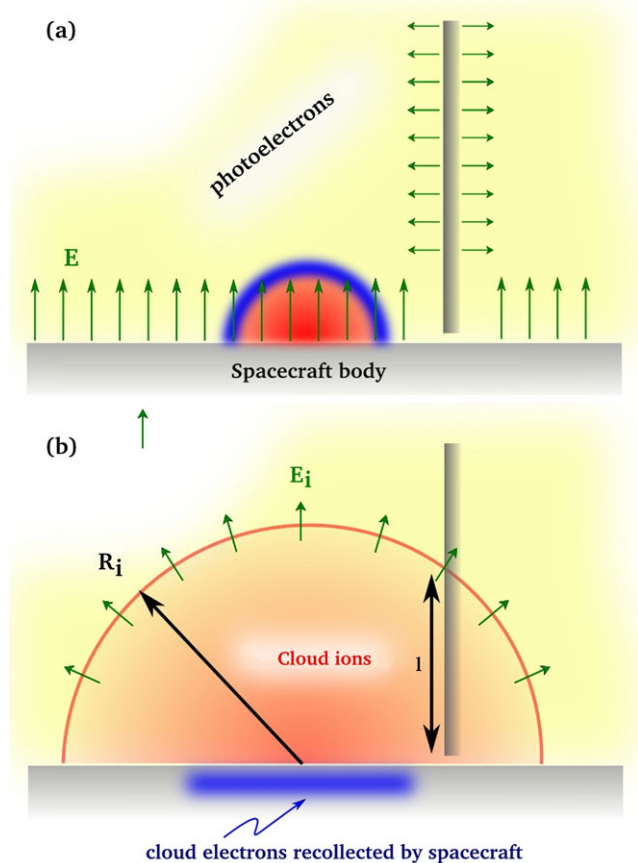


Fig. 1 A nanodust particle hitting a spacecraft’s main body generates an expanding plasma cloud. During the initial phase (a) the expanding cloud is made of ions and electrons. Soon, for typical dimensions of the order of 10 cm, the cloud’s electrostatic field E_i becomes weaker than the spacecraft’s own equilibrium field E_{SC} . At that stage, cloud electrons become stripped to the spacecraft leaving a pure ion cloud continuing expansion eventually encompassing a fraction of the antenna. We show that despite its weak intensity $E_i \ll E_{SC}$ the cloud’s electric field prevents the photoelectron return current towards the antenna to compensate for the emitted photoelectron current and the antenna increases its positive charge beyond its equilibrium value

therefore doomed to fall back onto the emitting surface. To simplify the discussion we then make the step to neglect the small proportion of photoelectrons escaping to infinity whose net current balances the currents provided by the ambient plasma. In any case, the zero photoelectron current assumption is not a crucial one as we do merely require that a substantial fraction (not necessarily the totality) of the photoelectrons be recollected.

The crucial point is that the extension of the cloud of photoelectrons is much larger than the antenna radius $r_0 \approx 1$ cm on STEREO. Indeed, a rough estimate of the Debye length of the photoelectron cloud can be obtained by assuming that the distribution of the radial velocities near the antenna surface is Maxwellian $f_{ph}(v_r) = n_{ph} \exp[-(v_r/v_{ph})^2]/(v_{ph}\sqrt{\pi})$ where $v_{ph} = (2k_B T_{ph}/m)^{1/2}$ is the photoelectron thermal velocity. Equating the total cur-

rent $2\pi r_0 L e \int_0^\infty v_r f_{\text{ph}} dv_r$ directed away from the antenna surface (L is the length of the antenna) and the total photoelectron current from the antenna $j_{\text{ph}} 2r_0 L \sin \theta$ we obtain an estimate of the density n_{ph} near the antenna surface:

$$n_{\text{ph}} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{m}{k_{\text{B}} T_{\text{ph}}}\right)^{1/2} \frac{j_{\text{ph}}}{e} \sin \theta \quad (2)$$

Substituting the density n_{ph} into the expression for the Debye length $\lambda_{\text{ph}}^2 = \varepsilon_0 k_{\text{B}} T_{\text{ph}} / (e^2 n_{\text{ph}})$ yields

$$\lambda_{\text{ph}}^2 \approx \frac{\varepsilon_0 m}{e j_{\text{ph}} \sin \theta} \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \left(\frac{k_{\text{B}} T_{\text{ph}}}{m}\right)^{3/2} \quad (3)$$

where ε_0 is the vacuum permittivity and k_{B} the Boltzmann constant. Setting $T_{\text{ph}} = 2$ eV and taking an average value $2/\pi$ for $|\sin \theta|$ one has $\lambda_{\text{ph}} = 0.64$ m which is indeed much larger than the antenna radius r_0 . We note in passing that the Debye length of the ambient plasma at 1 AU is typically $\gtrsim 10$ m $\gg \lambda_{\text{ph}}$ so that it can be safely ignored in the present context.

After a dust impact on the spacecraft body, as schematically illustrated in Fig. 1a, a hemispherical overall neutral plasma cloud made of ions (red) and electrons (blue) and neutrals expands away from the impact point. In the early phase of the expansion the electric field intensities within the cloud are stronger than the \sim V/m field intensity surrounding the spacecraft and the expansion is not affected by the environment. At some stage the electric field within the expanding cloud has decreased below the spacecraft's field. The cloud electrons become captured by the spacecraft leaving a positively charged cloud continue the expansion eventually encompassing a non negligible portion of the antenna (Fig. 1b). In the next section we evaluate the field intensity E_i within the cloud and argue that this field is strong enough to temporally prevent a significant fraction of photoelectrons to fall back onto the antenna.

2.1 Early phase of the expansion

Let us assume that a dust grain of 10^{-20} kg hits the spacecraft body at a velocity of 400 km/s. The empirical formula (2) in McBride and McDonnell (1999) predicts that the post impact released free charge is $Q \approx 3 \times 10^{-12}$ C. For comparable ion and electron temperatures, electrons tend to detach from the ions forming an electron precursor as illustrated in Fig. 1a (e.g. Pantellini et al. 2012). The strongest possible electric field intensity sensed by the electrons in the precursor is obtained in the limiting case of complete electron-ion charge separation. If R_i is the radius of the ion sphere, the maximum field intensity near its edge is at most $E_{i,\text{max}} = Q/4\pi\varepsilon_0 R_i^2$, or less in case of partial charge separation. Even in the limit of complete charge separation this field is smaller than the typical spacecraft electric field intensity of 5 V/m by the time the cloud has grown to a small

radius of $R_i = 7$ cm only. Upon further expansion its intrinsic field falls below the spacecraft's own field which then starts recollecting electrons from within the cloud. The time t_0 for an electron leaving the spacecraft with a normal velocity v_0 to reach its maximum height h_{max} can be estimated by assuming that it only feels the constant spacecraft electric field, i.e. $t_0 \sim v_0 m / e E_{\text{SC}}$. The non constant cloud field is also directed towards the spacecraft and may further reduce t_0 . For an electron with an initial energy of the order the photoelectron thermal energy $3k_{\text{B}} T_{\text{ph}}/2$ and under the assumption of energy equipartition we have $v_0^2 = k_{\text{B}} T_{\text{ph}}/m$. Setting $E_{\text{SC}} = 5$ V/m and, as before, $T_{\text{ph}} = 2$ eV it then takes a time $t_0 \sim 0.67$ μ s to reach a maximum height above the spacecraft $h_{\text{max}} \sim v_0 t_0 / 2 = 0.2$ m. This is an upper estimate for h_{max} as we have assumed that the electrons are collisionless and insensitive to the cloud's field. In addition, cloud electrons are expected to cool during expansion (e.g. Murakami and Basko 2006; Beck and Pantellini 2009), which further favours fast recollection. The bottom line is that the electrons of the cloud are recollecting by the spacecraft before its maximum extension $R_{i,\text{max}}$ has been reached, i.e. before its density has decreased to a value comparable to the surrounding solar wind plasma density. Indeed, for a spherical cloud of charge $Q = 3 \times 10^{-12}$ C, and a solar wind density $n_{\text{SW}} \approx 5$ cm $^{-3}$ the relation $Q/e = n_{\text{SW}}(4\pi/3)R_{i,\text{max}}^3$ gives $R_{i,\text{max}} \approx 1$ m. The late evolution of the cloud, when the chance of having a significant portion of the antenna within the cloud itself is high, can be assumed to be hemispherically shaped as shown in Fig. 1b. At this stage, all electrons from the cloud have been recollecting by the spacecraft leaving the cloud with a total positive charge Q .

The electric field E_i near the edge of a spherical cloud R_i is then given by the Coulomb potential

$$E_i = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 R_i^2}. \quad (4)$$

We emphasise that the field E_i given by (4) is the cloud's field after its electrons having been recollecting by the spacecraft, which is by definition smaller than the spacecraft field E_{SC} . Because of the $E_i \propto R_i^{-2}$ dependence one can even assume that during this late phase of the expansion $E_i \ll E_{\text{SC}}$. We shall see that despite being small, the cloud's field E_i is generally strong enough to drastically reduce the photoelectron return current towards the antenna inducing a transitional modification of the antenna's net charge.

2.2 Photoelectron dynamics

During the time periods between successive impacts we may assume a time independent electrostatic potential U in the plasma surrounding the antenna. This assumption holds for plasma conditions that vary slower than both the inverse of the ambient plasma frequency ω_e^{-1} and the photoelectron

plasma frequency ω_{ph}^{-1} . The total energy of a photoelectron in such a static field can be written as

$$\varepsilon = \frac{1}{2}m(v_r^2 + v_z^2) + \frac{M^2}{2mr^2} + eU(r) = \text{constant} \quad (5)$$

where r is the distance to the antenna axis, v_r the radial component of the velocity, v_z the (constant) velocity component along the antenna axis and $M = mr v_\theta$ the angular momentum with v_θ being the azimuthal velocity component. Both the total energy ε and the angular momentum M are conserved quantities as long as U is time independent. As already pointed out, a majority of the photoelectrons emitted by the antenna must fall back onto its surface as this is the only way to balance the net (outflowing + inflowing) photoelectron current from the antenna and the currents from the ambient plasma. The size of the cloud formed by these ballistic photoelectrons is expected to be much larger than the antenna radius r_0 (cf. Fig. 1), since the photoelectron Debye length estimated in (3) is $\gg r_0$.

The only way for photoelectrons to be emitted and recaptured by a thin antenna while forming an extended cloud much larger than r_0 is to move on high eccentricity orbits similar to the blue (dashed) curve in Fig. 2. As $r \gg r_0$ on most of a typical photoelectron trajectory, $M^2/2mr^2$ is negligible with respect to $M^2/2mr_0^2$ and (5) can be approximated by an equation for the radial component of the velocity only:

$$\frac{1}{2}mv_r^2 + e[U(r) - U(r_0)] \approx \frac{1}{2}m(v_{r0}^2 + v_{\theta0}^2), \quad \text{for } r \gg r_0 \quad (6)$$

where we have assumed that there is no electric field along the z -axis so that $v_z = \text{constant}$. Averaging (6) over a large number of trajectories, and setting $U(r_0) = 0$, leads to the formal expression $\langle mv_r^2/2 \rangle + \langle eU(r) \rangle = \langle m(v_{r0}^2 + v_{\theta0}^2)/2 \rangle$. Explicit computation of averages requires a detailed knowledge of the distribution of the electrons injected at r_0 and the potential energy profile $U(r)$. We limit ourselves to an order of magnitude estimate by assuming equipartition between potential and kinetic energy $\langle K_r \rangle \equiv \langle mv_r^2/2 \rangle \approx \langle eU(r) \rangle$ and an energy of $k_B T_{\text{ph}}/2$ per degree of freedom at $r = r_0$, i.e. $\langle K_{r,0} \rangle \approx k_B T_{\text{ph}}/2$.

On the other hand, conservation of the angular momentum conservation M implies that the azimuthal kinetic energy $K_\theta = mv_\theta^2/2$ decreases with distance as $(r_0/r)^2$. Assuming the same characteristics for the photoelectron cloud as in Sect. 2 and given an antenna radius $r_0 \approx 1$ cm, an average kinetic energy at r_0 of $K_{\theta,0} = k_B T_{\text{ph}}/2 = 1$ eV and a mean position $\langle r \rangle = \lambda_{\text{ph}}/2 = 0.32$ m one has $K_\theta(0.32 \text{ m}) \approx 10^{-3}$ eV. The average azimuthal energy of the photoelectron is so small that it can be easily increased by a factor larger than unity in the field of the expanding plasma cloud. Let us verify this statement. As previously noted a nano dust of 10^{-20} kg hitting a spacecraft at 400 km/s produces a

cloud with a free charge $Q = 3 \times 10^{-12}$ C. In order for the electrostatic voltage $Q/4\pi\epsilon_0 R_i$ to be equal to $K_{\theta/e}$ requires $R_i \approx 30$ m which is well beyond the size of the cloud at the time it merges with the surrounding plasma. We note that even if the liberated free charge Q was only one tenth of the above estimate based on the empirical formula (9) in Meyer-Vernet et al. (2009), the intrinsic field of the cloud would still be strong enough to disconnect most of the photoelectrons from the antenna surface. In other words, during the whole time of the expansion, the cloud's electrostatic field is potentially strong enough to increase the azimuthal velocity of the ballistic photoelectrons by a factor much larger than unity, while letting their total kinetic energy essentially unaffected. Only in the very special case of a cloud centred exactly at the base of the antenna the azimuthal field component is zero and the mechanism inoperative.

A qualitative illustration of the effect of a slight modification of the total kinetic energy of a photoelectron on a high-eccentricity orbit is shown in Fig. 2. A photoelectron is emitted at the surface of the positively charged antenna of radius r_0 with enough energy to escape to a distance $r/r_0 \gg 1$. If the electrostatic potential of the antenna is time independent and if the total energy of the electron is negative, the

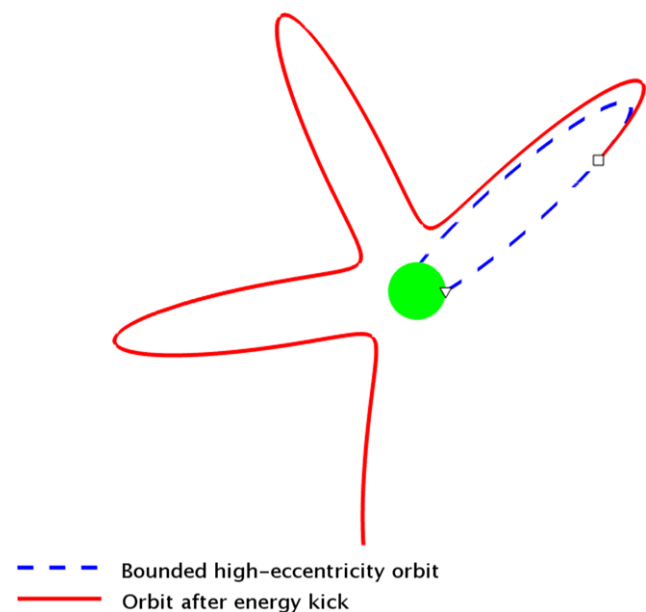


Fig. 2 Top view showing the section of a boom antenna and a typical photoelectron orbit. Under quite conditions the electrostatic field around the positively charged antenna is axisymmetric and a bounded photoelectron emitted at its surface (triangle) comes back to the antenna along the *dashed (blue) line*. Given the high eccentricity of the orbit, the electron spends most of its time at large distances from the antenna and its velocity transverse to the radial direction is necessarily small. Thus even a minor energy kick (at the place marked by a *square*) prevents the electron from falling back onto the antenna. We argue that the electrostatic field from a nano dust impact generated expanding plasma cloud is a sufficiently strong perturbation to prevent a significant fraction of photoelectrons to return to the surface, forcing a rapid and measurable charging of the antenna

electron is doomed to fall back onto the antenna's surface (blue dashed line). Its contribution to the net current from the antenna is therefore zero. However, a small energy kick to the electron at an arbitrary position (marked by a square on the figure) may be sufficient to alter the orbit such that it does no longer cross the antenna's surface. The emitted electron being unable to return towards the antenna, the latter increases its charge by a positive elementary charge e corresponding to a net positive current.

In Fig. 2 the electrostatic field is given by the modified Bessel function $U(r) \propto K_0(r/\mathcal{R})$ where \mathcal{R} can then be seen as the characteristic radial extension of the photoelectron cloud. Such a field may represent a fair approximation of the electrostatic field around a positively charged antenna in the linear regime $eU/k_B T_{\text{ph}} \ll 1$ (Bystrenko and Bystrenko 2008), i.e. at some distance from the antenna but is certainly incorrect near r_0 where potential and kinetic energy must be of same order. Without pretending to reproduce in detail a real case, which is not the purpose of the present work, we have arbitrarily set $r_0/\mathcal{R} = 0.1$ and the electron has been injected at the antenna surface at a 30° angle with respect to the radial direction and an energy corresponding to 0.83 times the escape energy. An energy kick in the transverse direction corresponding to 0.05 times the initial kinetic energy is given to the electron at the point (marked by a square) where its radial velocity has decreased to 1/3 of its initial value.

2.3 Antenna charging

Let us suppose, as illustrated in Fig. 1b that l represents the length of the part of the antenna located inside the expanding plasma cloud at the time of its maximum extension, before it merges with the ambient plasma. Assuming that the orbits of the majority of the photoelectrons emitted by the sunlit surface of the portion of antenna located inside the cloud become orbitally disconnected from the antenna's surface during a time τ , the excess charge Q which accumulates on the antenna can be estimated to

$$Q_a(l) \sim j_{\text{ph}} 2r_0 l \tau. \quad (7)$$

In (7) $j_{\text{ph}} = 5 \times 10^{-5} \text{ A/m}^2$ is a typical photoelectron current at 1 AU and τ is a characteristic time for the population of photoelectrons to restore the original axisymmetric antenna potential. The smallest possible value for τ is determined by the inverse of the photoelectron plasma frequency ω_{ph} , which is the fastest collective time scale for the photoelectrons, so that $\tau \sim 2\pi/\omega_{\text{ph}} \propto n_{\text{ph}}^{-1/2}$. The time interval τ , during which the antenna increases its positive charge, is a function of the spatially varying photoelectron density n_{ph} . The spatial dependence of the photoelectron density makes it difficult to give a number to feed into (7). Assuming an average density $n_{\text{ph}} = 100 \text{ cm}^{-3}$ for the extended cloud

(to be compared with the estimate at the surface $n_{\text{ph}}(r_0) = 267 \text{ cm}^{-3}$ from equation (2)) one has $\tau \sim 11 \mu\text{s}$ and an estimate $Q_a/l \approx 1.7 \times 10^{-11} \text{ C/m}$. The induced voltage pulse δV for an antenna of capacitance C_a and a gain Γ is given by

$$\delta V = \Gamma \frac{Q_a(l)}{C_a}. \quad (8)$$

For the 6 m antennas mounted on STEREO $C_a \approx 63 \text{ pF}$ and $\Gamma \approx 0.5$ (Bale et al. 2008) the expected voltage pulse may then be as large as $\delta V_{\text{ST}} \approx 0.3 \text{ V}$ with $[l] = \text{m}$ and $[V_{\text{ST}}] = \text{V}$. Taking $l = 0.5 \text{ m}$ for a cloud of radius $R_{i,\text{max}} \approx 1 \text{ m}$, the expected voltage pulse is $\delta V_{\text{ST}} = 70 \text{ mV}$ which is of the order of the average pulses measured on STEREO for the so-called single hits (see Fig. A.10 in Zaslavsky et al. 2012).

From (7) it appears that the charge collected by the antenna is proportional to its radius r_0 . On the WIND spacecraft, also located at 1 AU from the Sun r_0 is approximately 60 times smaller than on STEREO (Kellogg and Bale 2001) which implies that the voltage pulses associated with impacts of nano dusts are expected to be smaller by this same factor with a typical expected amplitude of 1 mV, only. Such pulses are too weak to emerge from the natural electrostatic plasma fluctuations and are therefore undetectable on WIND, not even considering that WIND's antennas have a larger capacitance than STEREO's. Dust impact detections on the Cassini spacecraft at Saturn, which carries radio instruments similar to STEREO are also problematic as the photoelectron current at Saturn is roughly 80 times smaller than at 1 AU with a commensurately smaller signal.

3 Conclusions

Estimates of the electrostatic potential through a plasma cloud generated by nano meter sized dust grain impacts on a spacecraft's main body suggest that the cloud's field is too weak to account for the voltage pulses observed on STEREO (see Pantellini et al. 2012). To solve the issue we suggest that the strong voltage pulses measured between one individual boom antenna and STEREO's main body is primarily the consequence of a charging of the antenna due to a temporary interruption of the photoelectron return current. The interruption of the return current only affects the fraction of the antenna finding itself within the plasma cloud at the time of its maximum expansion. This happens because the photoelectron "atmosphere" bounded to the antenna extends to distances much larger than the antenna radius r_0 itself. This is characteristic of situations where the photoelectron Debye length is $\gg r_0$. Under such circumstances most photoelectrons emitted by the antenna have high eccentricity orbits, meaning that on most of their trajectory their velocity is essentially oriented radially with respect to the antenna axis. Angular momentum conservation implies

that the azimuthal velocity component of a photoelectron decreases with distance as r_0/r and, consequently, its azimuthal energy as $(r_0/r)^2$. As most photoelectrons are located at a large distance from the antenna $r \gg r_0$, even the small energy kick given to them by the expanding plasma cloud can be strong enough to change their azimuthal velocity (and therefore their angular momentum) by a factor larger than unity. Such a strong increase of the angular momentum is generally sufficient to disconnect the corresponding photoelectron from its ballistic trajectory connected to the antenna's surface which therefore undergoes a net loss of negative charges.

The positive charging of the antenna continues until both the perturbing cloud becomes diluted in the ambient plasma and the cylindrical symmetry of the potential around the antenna is reestablished, i.e. at least during a time of the order of a photoelectron plasma oscillation.

This scenario is compatible with the fact that nano dust impacts are not readily detectable on radio spectrograms from radio receivers on WIND at Earth orbit and Cassini at Saturn, as in both cases the emitted photoelectron current is strongly reduced due to either a smaller antenna radius

(WIND) or a larger distance from the Sun (Cassini) than STEREO.

References

- Bale, S.D., Ullrich, R., Goetz, K., Alster, N., Cecconi, B., Dekkali, M., Lingner, N.R., Macher, W., Manning, R.E., McCauley, J., Monson, S.J., Oswald, T.H., Pulupa, M.: *Space Sci. Rev.* **136**, 529 (2008)
- Beck, A., Pantellini, F.: *Plasma Phys. Control. Fusion* **51**(1), 015004 (2009)
- Bystrenko, O., Bystrenko, T.: *Phys. Scr.* **78**(2), 025502 (2008)
- Henri, P., Meyer-Vernet, N., Briand, C., Donato, S.: *Phys. Plasmas* **18**, 2308 (2011)
- Kellogg, P.J., Bale, S.D.: *J. Geophys. Res.* **106**(A9), 18721 (2001)
- McBride, N., McDonnell, J.A.M.: *Planet. Space Sci.* **47**, 1005 (1999)
- Meyer-Vernet, N., Maksimovic, M., Czechowski, A., Mann, I., Zouganelis, I., Goetz, K., Kaiser, M.L., Cyr, O.C.S., Bougeret, J., Bale, S.D.: *Sol. Phys.* **256**, 463 (2009)
- Murakami, M., Basko, M.M.: *Phys. Plasmas* **13**, 012105 (2006)
- Pantellini, F., Landi, S., Zaslavsky, A., Meyer-Vernet, N.: *Plasma Phys. Control. Fusion* **54**(4), 045005 (2012). doi:[10.1088/0741-3335/54/4/045005](https://doi.org/10.1088/0741-3335/54/4/045005)
- Zaslavsky, A., Meyer-Vernet, N., Mann, I., Czechowski, A., Is-sautier, K., Le Chat, G., Pantellini, F., Goetz, K., Maksimovic, M., Bale, S.D., Kasper, J.C.: *J. Geophys. Res.* (2012). doi:[10.1029/2011JA017480](https://doi.org/10.1029/2011JA017480)

C.3 On the detection of nano dust using spacecraft based boom antennas

Pantellini et al., 2013

Liste des auteurs

F. Pantellini, G. Le Chat, S. Belheouane, N. Meyer-Vernet, et A. Zaslavsky

Référence : Solar Wind 13 : Proceedings de la treizième conférence internationale sur le vent solaire, Volume 1539, pages : 414-417.

On the detection of nano dust using spacecraft based boom antennas

F. Pantellini*, G. Le Chat^{†,*}, S. Belheouane*, N. Meyer-Vernet* and A. Zaslavsky*

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

[†]Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, MA, USA

Abstract. High rate sampling detectors measuring the potential difference between the main body and the boom antennas of interplanetary spacecraft have been shown to be an efficient means to detect impacts of small dust grains in the nanometer size range (see Meyer-Vernet et al., *Solar Physics*, **256**, 463-474, 2009 and Zaslavsky et al., *J. Geophys. Res.*, **117**, 05102, 2012). Rough estimates of the free charge Q in the post impact generated plasma cloud indicate that the cloud's own internal electrostatic field is far too weak to rise the antenna's potential by the observed values. We solve this issue by showing that the cloud's internal field is nevertheless strong enough to transitionally interrupt the photoelectron return current towards the portion of the antenna finding itself within the a critical distance $R_C \propto Q^{1/3}$ from the impact point. The antenna then steadily increases its positive charge (and its electrostatic potential with respect to the satellite's main body) during a time interval of the order of the inverse of the photoelectron plasma frequency. In previous works we interpreted R_C as the final radius of the expanding cloud. Here we propose that R_C is the distance beyond which the cloud's field is efficiently screened by the ambient electrons.

Keywords: Interplanetary dust, plasma interaction with antennas, photoemission

PACS: 96.50.Dj, 52.40.Fd, 79.60.Ht, 79.60.Ht

INTRODUCTION

Following a nano dust grain impact on the spacecraft body a dense plasma cloud with a free charge of the order $Q \sim 3 \cdot 10^{-12} \text{C}$ [1, 2] expands around the impact point (see Fig. 2a,b). For dust grains in the nanometer size domain the cloud's electrostatic field has decreased below the spacecraft's own field E_{SC} when reaching a cm order radius. The cloud's electrons are then rapidly recollected by the spacecraft leaving a pure ion cloud pursue expansion (Fig. 2c). The recollected electrons decrease the spacecraft's body charge by $-Q$ leading to a reduction of its potential with respect to other parts of the satellite electrically disconnected from the main body (e.g. the boom antennas). The instrumentally measured potential pulse δV_{SC} is related to the free charge Q and the spacecraft body capacitance C_{SC} via

$$\delta V_{SC} = \Gamma \frac{Q}{C_{SC}} \quad (1)$$

where Γ is an order unity gain factor. Such impulsive variations of the spacecraft's body potential are indeed measured by the high time resolution TDS (Time Domain Sampler) instrument on STEREO which samples the potential between three mutually orthogonal boom antennas and the spacecraft body. In most cases [3], the detected voltage pulses are not of equal amplitude on the three antennas with one antenna presenting a much

stronger signal as illustrated by the characteristic example of Fig. 1.

Estimates of the field intensity around the cloud using Coulomb's law for a Q point charge indicate that the field is far too small to boost the antenna's potential to the observed high levels (like the level of the x antenna in Fig. 1). On the other hand the field turns out to be large enough to substantially increase the angular momentum of a majority of photoelectrons, effectively reducing the photoelectron return current. This occurs because the antenna radius r_0 ($= 1 \text{cm}$ on STEREO) is much smaller than the typical radius of the photoelectron cloud surrounding the antenna, i.e. much smaller than the photoelectron Debye length $\lambda_{ph} \sim 1 \text{m}$ at 1 AU [2]. The smallness of the ratio r_0/λ_{ph} implies that most photoelectrons move on high excentricity orbits which can be easily disconnected from the antenna (Fig. 2c). The transitional interruption of the photoelectron return current induces a positive charging of the antenna and a measurable variation of the electrostatic potential difference δV_a between the spacecraft and the one antenna exposed to the cloud's field.

In [3, 2] it has been argued that the "critical" radius R_C (see equation 2), which is a rough estimate of the maximum extension of the cloud's field has to do with the its maximum expansion before dilution in the ambient plasma. In this work we point out that R_C does more pertinently represent the distance beyond which the cloud's field is efficiently screened by the ambient electrons.

STEREO-TDS OBSERVATIONS

Typical temporal voltage profiles measured by TDS on the three boom antennas after a nano dust impact is shown in Fig. 1. Dust impact profiles are characterized by a rapid rise phase on a time scale of the order of a few tens of μs [3] followed by a slow recovery phase on ms time scale. The recovery phase has been shown to be given by the discharge time RC_a , where $C_a \approx 60\text{pF}$ is the antenna capacitance and $R = (dI_{\text{ph}}/d\phi_a)^{-1}$ is the effective resistance of the antenna at a potential ϕ_a subject to a photoelectron current I_{ph} [4]. Tens of thousands pulses of this type have been detected on STEREO. While for large grains in the μm size domain the amplitudes are approximately equal on the three antennas, smaller, nm size grains are generally characterized by a strong pulse on one antenna and two, roughly equal but much smaller pulses, on the other antennas.

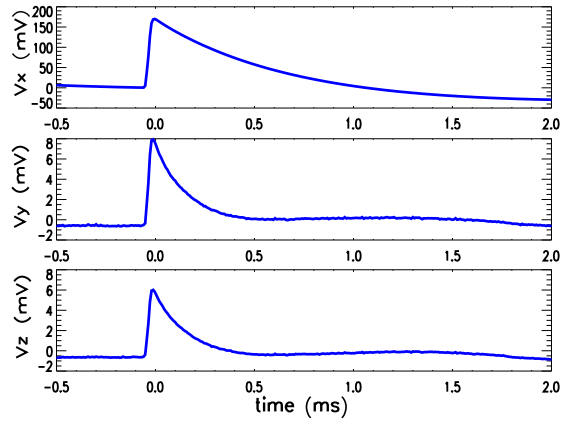


FIGURE 1. Example of voltage pulses detected by TDS on each of the three boom antennas on the STEREO spacecraft following the impact of a nano meter dust particle on the main body of the spacecraft. Note that the pulse is substantially stronger on the x -antenna compared to both the y and z antennas.

In the simplest imaginable scenario a dust particle impacting on the spacecraft body (Fig. 2a) generates an expanding plasma cloud as shown in Fig. 2b. Electrons from the cloud are rapidly recollected by the spacecraft's electrostatic field E_{SC} adding a negative charge $-Q$ to the spacecraft body (Fig. 2c). In small clouds generated by nano dust impacts, the electric field decreases below the spacecraft's field early during the expansion when the cloud's radius is smaller than 10 cm implying complete recollection of the cloud's electrons on μs time scale [2]. The accumulation of charges on the spacecraft body modifies its potential with respect to the conductively disconnected antenna (Fig. 2c). The electrostatic potential between the spacecraft body and the boom antenna suddenly increases by δV_{SC} (cf Eq. (1)). In this

simple scenario the potential profile should be similar on all antennas and provide a direct measure of the free charge produced by the impact. This is indeed the case for a small but significant fraction of the impacts detected on STEREO identified as μm grains impacts. However, most of the detected events are characterized by a strong peak on one antenna and two substantially smaller peaks on the other two antennas as in the example of Fig. 1. These are identified as nm grains impacts.

In appendix A of Zaslavsky et al [3] it is suggested that the strong peak occurs on the antenna which has a portion of length l within the expanding plasma cloud at the time of its largest expansion, i.e. at the time when its density has decreased to the level of the ambient density n_a and its radius grown to R_C :

$$R_C^3 = \frac{3Q}{4\pi n_a} \propto \delta V_{\text{SC}}. \quad (2)$$

As we shall in the next section R_C should rather be viewed as the maximum extension of the electrostatic potential of the cloud due to screening rather than its maximum physical extension in terms of e.g. ion density. For a given ambient plasma density n_a , equation (1) provides a direct relation between the cloud radius R_C and δV_{SC} . Zaslavsky et al then make the ansatz that the peak amplitude of the potential on the antenna with the strongest signal is

$$\delta V_a = \Gamma \frac{k_B T}{e} \frac{l}{L} \quad (3)$$

where e is the elementary charge, k_B the Boltzmann constant, L the total length of the antenna and T a free parameter with the dimension of temperature. For an impact at a distance r from the base of the antenna, the length l in equation (3) is just $l = (R_C^2 - r^2)^{1/2}$ (see Fig. 2). Assuming dust grains are distributed uniformly in space, the impact probability must increase linearly with r up to a maximum distance R_{max} (of the order of the linear size of the spacecraft body) beyond which no impacts can occur. The expectation for δV_a is then given by [3]

$$\langle \delta V_a \rangle = \begin{cases} \alpha T R_C^3 & , R_C \leq R_{\text{max}} \\ \alpha T R_C^3 \left[1 - \left(1 - \frac{R_{\text{max}}^2}{R_C^2} \right)^{3/2} \right] & , R_C > R_{\text{max}} \end{cases} \quad (4)$$

where $\alpha \equiv 2\Gamma/(3LR_{\text{max}}^2)$. Equations (4) and (2) do imply the linear relation $\delta V_a \propto T \delta V_{\text{SC}}$ for clouds with $R_C \leq R_{\text{max}}$. For larger clouds $R_C > R_{\text{max}}$ the relation between δV_a and δV_{SC} becomes sub linear allowing for an experimental determination of R_{max} . Direct measurements of δV_a and δV_{SC} as reported on Figure A.10 of [3] do indeed show that equation (4) does a remarkable work in fitting the measurements setting $\Gamma = 0.5$, $n_a = 5\text{cm}^{-3}$ (a

typical value at 1 AU), $R_{\max} \approx 0.85\text{m}$, and a temperature T of the order 2.2 to 2.5 eV. Quite remarkably, an excellent fit of the measurements could be obtained with only two free parameters R_{\max} and T . A physical interpretation of the empirical law (4) is presented in the next section.

PHYSICAL MECHANISM

The statistical analysis of the dust impact associated voltage pulses from STEREO-TDS shows that the pulse amplitudes do only depend on R_C , or, equivalently on the free charge Q , and an ad hoc temperature T in the range 2.2 to 2.5 eV. Incidentally, at 1AU, photoelectrons around spacecraft have temperatures of this order [4] suggesting that photoelectrons are a key ingredient in any viable scenario describing the origin of the strong voltage pulse on the x -antenna on Fig. 1. The very fact that the voltage pulses are intimately related to photoelectrons is one reason for ruling out the possibility that the pulses are a direct measure of the electrostatic potential structure of the cloud itself. The other reason is that the electrostatic potential of a cloud generated by the impact of a nano dust is orders of magnitude too weak to rise the antenna's potential to the observed values [2].

Having established that the voltage pulse is due to a perturbation of the photoelectron cloud surrounding the antenna as illustrated in Fig. 2c we make a quantitative estimate of the amplitude of the voltage pulse which is expected if a portion of the antenna of length l does become disconnected from its photoelectrons (which no longer fall back onto the antenna's surface) during the pulse rise time τ . Measurements from TDS on STEREO indicate that τ is typically of the order of 10 to $80\mu\text{s}$ with a marked peak around $40\mu\text{s}$.

At 1AU, the charge of photoelectrons emitted during a time τ by a boom of length l , radius r_0 and oriented perpendicularly to the Sun-satellite direction is of the order

$$Q_a(l) \sim j_{\text{ph},1\text{AU}} 2r_0 l \tau \quad (5)$$

where $j_{\text{ph},1\text{AU}} = 5 \cdot 10^{-5} \text{A/m}^2$. Thus, if as a result of the presence of the dust impact generated cloud the emitted photoelectrons are temporarily unable to fall back over a portion of the antenna a positive charge $Q_a(l)$ must accumulate on its surface. The measured potential of the antenna then rises by an amount δV_a proportional to the emitted charge times the inverse of the antenna capacitance C_a ($\approx 60\text{pF}$ on STEREO)

$$\delta V_a = \Gamma \frac{Q_a(l)}{C_a}. \quad (6)$$

Given a typical charging time $\tau = 40\mu\text{s}$ we obtain $Q/l = 4 \cdot 10^{-11} \text{C/m}$ from (5) and with $\Gamma = 0.5$ a voltage pulse of

the order $\delta V_a/l = 0.32 \text{V/m}$. Typical clouds for nano meter sized dust grain impacts extend to $R_C \lesssim 1\text{m}$. Assuming $l = 0.5\text{m}$ the voltage pulse expected based on (6) is $\delta V_a = 0.16\text{V}$ a value compatible with the strongest events reported in [3].

Not surprisingly, equation (6) shows that the ansatz (3) rests on the assumption of a rough equipartition between the average potential energy of the photoelectrons bound to a boom antenna of length l (and total charge Q) and their average thermal energy, viz.

$$e \frac{Q/l}{C_a/L} = k_B T \quad (7)$$

At this stage three questions remain open: (1) how do the photoelectrons become disconnected from the antenna despite the smallness of the cloud's internal electrostatic field. (2) What is the meaning of R_C ? (3) What determines the charging time τ .

Concerning question (1). In order to appreciate how small the cloud's internal field can be, let us assume the extreme case of a cloud with all electrons stripped off by the spacecraft's field (cf Fig. 2c). The total free charge in a cloud due to a dust grain of 10^{-20}kg hitting the spacecraft at 400km/s is of the order of $Q = 3 \cdot 10^{-12} \text{C}$. For a spherical cloud we can then use the Coulomb expression $Q/4\pi\epsilon_0 R_C$ to compute the potential difference between R_C and infinity. Now, for $R_C = 1\text{m}$ the potential difference is down to a ridiculous 0.027V , clearly insufficient to substantially alter the energy of a typical $\sim 2\text{eV}$ photoelectron. As we shall see, the field is nevertheless strong enough to prevent photoelectrons emitted by the antenna to be recollected by the same antenna after a ballistic flight, the standard scenario under stationary conditions (Fig. 1). The reason for most photoelectrons being emitted and recollected by the same antenna is that this is the only way to compensate for the strong current of photoelectrons emitted by the sunlit antenna, the other sources of electrons, and particularly the solar wind being unable to provide the necessary flux at 1AU. The key point in our answer to question (1) is that the cloud of photoelectrons around the boom antenna extends to meter order distances from the antenna [2] implying high excentricity orbits for most photoelectrons. Under such circumstances conservation of the angular momentum $M = mrv_\theta$ (v_θ being the azimuthal velocity component in cylindrical coordinates) implies that the transverse velocity component $v_\theta(r) = v_\theta(r_0)r_0/r$ is smaller by a factor 10 to 100 over most of its trajectory which spans from the antenna's surface at $r_0 = 1\text{cm}$ out to a distance of the order of the photoelectron Debye length $\lambda_D \sim 1\text{m}$ [2]. The average v_θ of a photoelectron along its trajectory being a factor $r_0/\lambda_D \ll 1$ smaller than at $r = r_0$ and smaller by a similar factor with respect to the average radial velocity v_r , a minor energy kick from the cloud's electrostatic field may suffice to change v_θ by a factor two or

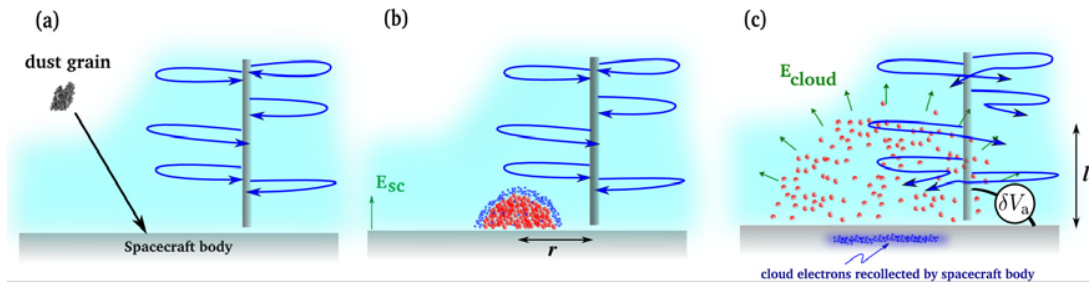


FIGURE 2. Following a dust impact on the main body of a spacecraft (a) a plasma cloud made of ions and electrons expands radially from the impact point (b) at some distance r from a boom antenna. Early during the expansion, the cloud electrons are recollected by the spacecraft under the effect of the spacecraft's own electrostatic field E_{SC} (c). The cloud's electric field is strong enough to modify the photoelectrons moving on high eccentricity orbits so that they are no longer collected by the antenna. During this time the antenna increases its positive charge inducing rising its voltage by δV_a with respect to the spacecraft's body.

more, possibly enough to disconnect the trajectory from the antenna surface. The required energy kick to make a photoelectron become disconnected from the antenna can be evaluated to be of the order of the typical energy of a photoelectron ($\sim 2\text{eV}$) multiplied by the small ratio $(r_0/\lambda_D)^2$. From the above discussion we obtain $(r_0/\lambda_D)^2$ in the range 10^{-4} to 10^{-2} and a minimum energy kick in the range $2 \cdot 10^{-4}$ to $2 \cdot 10^{-2}\text{eV}$ which is much less than the above estimate of 0.027 V for the cloud's field at R_C .

Let us now come to question (2) and the interpretation of the critical radius R_C . As already stated above, a few μs after the impact essentially all cloud electrons have been recollected by the spacecraft. At that time its radius is of the order of a couple of cm and the ambient electrons do immediately start moving towards the positive remnant. The number of ambient electrons in a sphere of radius $1.26R_C < \lambda_D$ is sufficient to completely screen the charge on a short time scale R_C/v_e , where $v_e = (k_B T/m_e)^{1/2}$ is the electron thermal velocity. For sub-Debye values of R_C the oscillations associated with the screening are strongly Landau damped and the electric field beyond R_C immediately averaged to zero. The screening process is a fast process involving the spatial scale R_C and the electron thermal velocity. It is sufficiently fast to account for the short time scale of the growth phase in the potential profiles (see Fig. 1). On the other hand, the cloud expansion invoked in [3, 2] is a slow process involving R_C and the cloud expansion velocity which is of the order of the ion thermal velocity [5]. The associated time scale may be short enough to account for the rapid growth of the potential profiles of Fig. 1 but is definitely slower than screening. In addition, if no screening is invoked there is no reason for the electric field of the cloud to be confined within R_C arising the question of why only the portion of antenna within R_C appears to be affected by the cloud.

Let us now address question (3) on the characteristic charging time τ in equation (5). According to the above

discussion, the charging starts as soon as the cloud's electrons have been recollected by the spacecraft body, i.e. after a few μs . Charging stops as soon as the photoelectrons have reestablished a static field around the antenna. The typical time scale for this process is of the order of the inverse photoelectron plasma frequency $2\pi/\omega_{ph} \approx 10\mu\text{s}$ (for a reasonable average density $n_{ph} = 100\text{cm}^{-3}$ for the photoelectron population around the antenna [2]).

CONCLUSIONS

We have presented a revised model of the dust impact associated voltage pulses detected by the TDS instrument on STEREO. In the new scenario the critical radius R_C (cf equation 2) is no longer interpreted as the maximum expansion of the impact generated plasma cloud as first proposed in [3, 2] but rather as the radius at which the cloud's positive charge is efficiently screened by the ambient electrons.

REFERENCES

1. N. Meyer-Vernet, M. Maksimovic, A. Czechowski, I. Mann, I. Zouganelis, K. Goetz, M. L. Kaiser, O. C. S. Cyr, J.-L. Bougeret, and S. D. Bale, *Solar Physics* **256**, 463–474 (2009).
2. F. Pantellini, S. Belheouane, N. Meyer-Vernet, and A. Zaslavsky, *Astrophysics and Space Science* (2012), ISSN 0004-640X, 1572-946X.
3. A. Zaslavsky, N. Meyer-Vernet, I. Mann, A. Czechowski, K. Issautier, G. Le Chat, F. Pantellini, K. Goetz, M. Maksimovic, S. D. Bale, and J. C. Kasper, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **117**, 05102 (2012).
4. P. Henri, N. Meyer-Vernet, C. Briand, and S. Donato, *Physics of Plasmas* **18**, 2308 (2011).
5. F. Pantellini, S. Landi, A. Zaslavsky, and N. Meyer-Vernet, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **54**, 045005 (2012).

C.4 Interplanetary Nanodust Detection by the Solar Terrestrial Relations Observatory/WAVES Low Frequency Receiver

Le Chat et al., 2013

Liste des auteurs

G. Le Chat, A. Zaslavsky, N. Meyer-Vernet, K. Issautier, S. Belheouane, F. Pantellini, M. Maksimovic, I. Zouganelis, S.D. Bale, et J.C. Kasper

Référence : Solar Physics, Volume 286, pages : 549-559.

Interplanetary Nanodust Detection by the *Solar Terrestrial Relations Observatory/WAVES Low Frequency Receiver*

G. Le Chat · A. Zaslavsky · N. Meyer-Vernet · K. Issautier · S. Belheouane · F. Pantellini · M. Maksimovic · I. Zouganelis · S.D. Bale · J.C. Kasper

Received: 2 October 2012 / Accepted: 6 March 2013 / Published online: 29 March 2013
© Springer Science+Business Media Dordrecht 2013

Abstract New measurements using radio and plasma-wave instruments in interplanetary space have shown that nanometer-scale dust, or nanodust, is a significant contributor to the total mass in interplanetary space. Better measurements of nanodust will allow us to determine where it comes from and the extent to which it interacts with the solar wind. When one of these nanodust grains impacts a spacecraft, it creates an expanding plasma cloud, which perturbs the photoelectron currents. This leads to a voltage pulse between the spacecraft body and the antenna. Nanodust has a high charge/mass ratio, and therefore can be accelerated by the interplanetary magnetic field to the speed of the solar wind: significantly faster than the Keplerian orbital speeds of heavier dust. The amplitude of the signal induced by a dust grain grows much more strongly with speed than with mass of the dust particle. As a result, nanodust can produce a strong signal despite its low mass. The WAVES instruments on the twin *Solar TERrestrial RELations Observatory* spacecraft have observed interplanetary nanodust particles since shortly after their launch in 2006. After describing a new and improved analysis of the last five years of STEREO/WAVES *Low Frequency Receiver* data, we present a statistical survey of the nanodust characteristics, namely the rise time of the pulse voltage and the flux of nanodust. We show that previous measurements and interplan-

G. Le Chat (✉) · J.C. Kasper
Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, USA
e-mail: glechat@head.cfa.harvard.edu

G. Le Chat · J.C. Kasper
NASA Lunar Science Institute, Moffet Field, CA, USA

G. Le Chat · A. Zaslavsky · N. Meyer-Vernet · K. Issautier · S. Belheouane · F. Pantellini · M. Maksimovic
LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris Diderot, 5 Place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

I. Zouganelis
LPP, UPMC, École Polytechnique, CNRS, 4 av. de Neptune, 94107 Saint-Maur-des-Fossés, France

S.D. Bale
Space Science Laboratory, University of California, Berkeley, USA

etary dust models agree with this survey. The temporal variations of the nanodust flux are also discussed.

Keywords Interplanetary dust · Nanodust · *In situ* dust detection · Radio antennas · STEREO/WAVES

1. Introduction

Radio- and plasma-wave instruments have measured interplanetary dust *in situ* since 1983. Dust grains were first detected with electric sensors in planetary environments during the G-ring crossing of Saturn by *Voyager 2* (Aubier, Meyer-Vernet, and Pedersen, 1983; Gurnett *et al.*, 1983). Dust has been measured *in situ* by such instruments in planetary environments during the ring-plane crossings of Uranus (Meyer-Vernet, Aubier, and Pedersen, 1986; Gurnett *et al.*, 1987) and Neptune (Pedersen *et al.*, 1991; Gurnett *et al.*, 1991), the E-ring crossing of Saturn by *Voyager 1* (Meyer-Vernet, Lecacheux, and Pedersen, 1996), and recently by *Cassini* (Kurth *et al.*, 2006). Dust has also been observed in cometary environments with the *International Cometary Explorer* spacecraft, which crossed the tail of comet Giacobini–Zinner in 1985 (Gurnett *et al.*, 1986). Subsequently, the *Vega* spacecraft measured dust particles near comet Halley (Oberc, Parzydlo, and Vaisberg, 1990; Oberc and Parzydlo, 1992; Oberc, 1993).

In addition to the measurements near outer planets by classical cosmic-dust analyzers (see Hsu, Krüger, and Postberg, 2012 and references therein), nanosized dust grains have been measured recently in the vicinity of Jupiter by *Cassini* (Meyer-Vernet *et al.*, 2009a), and in the solar wind at 1 Astronomical Unit (AU) (Meyer-Vernet *et al.*, 2009b; Zaslavsky *et al.*, 2012; Meyer-Vernet and Zaslavsky, 2012).

In this article, we present an improved analysis of the detection of nanometer dust grains by the *Solar TERrestrial RELations Observatory/WAVES Low Frequency Receiver* (LFR) (Section 2), from whose measurements we deduce nanodust characteristics (Section 3). We study five years of data between 2007 and 2011. This data set corresponds to 3 980 919 spectra for STEREO-Ahead (A) and 3 952 952 for STEREO-Behind (B). This extensive study is obtained in the context of the recently proposed scenario to interpret the nanodust-impact-associated potential pulses measured between the spacecraft main body and the boom antennas (Zaslavsky *et al.*, 2012; Pantellini *et al.*, 2012a, 2012b). This scenario was made possible by the detailed analysis of the *Time Domain Sampler* (TDS; Zaslavsky *et al.*, 2012) data.

2. Dust Impact Detection by STEREO/WAVES LFR

2.1. Description of the Instrument

The STEREO-A and STEREO-B spacecraft travel close to the Earth orbit: STEREO-A preceding Earth and STEREO-B trailing behind at angular distances that increase by 42 degrees per year. The STEREO/WAVES or S/WAVES instrument (Bougeret *et al.*, 2008) is the radio and plasma-wave experiment onboard the STEREO spacecraft. Its sensors consist of three mutually orthogonal, six-meter long monopole antennas, which we label X, Y, and Z (Bale *et al.*, 2008). The S/WAVES instrument produces power spectra of electric-field fluctuations (*Low Frequency Receiver*: LFR, and *High Frequency Receiver*: HFR), along with limited samples of the raw voltage time series, also called waveforms (*Time Domain Sampler*: TDS). In this study, we focus on the LFR data measured when high-velocity nanodust

particles impact the spacecraft. An extensive study of the TDS data during dust events was made by Zaslavsky *et al.* (2012). In dipole mode, LFR measures the difference between the voltages of the X and Y antennas about every 40 seconds, which is the typical temporal resolution for both STEREO spacecraft. The LFR frequency range is divided into three frequency bands of two octaves: A, B, and C. For each band, the acquisition time of the power spectrum is inversely proportional to the frequency at the center of the band. Therefore, band A (2.5 kHz – 10 kHz) has the longest acquisition time (406 ms, 4 and 16 times longer than for bands B and C), which makes it the most sensitive to dust impacts because of their non-stationary behavior, and also to the automatic gain control.

2.2. Analysis of the Dust Impact Signal

For dust grains impacting the spacecraft with rate N , voltage pulse maximum amplitude δV , and rise time τ (Zaslavsky *et al.*, 2012, Figure 2), the theoretical power spectrum is (Meyer-Vernet, 1985)

$$V_f^2 \approx 2 \langle N \delta V^2 \omega^{-2} (1 + \omega^2 \tau^2)^{-1} \rangle \quad (1)$$

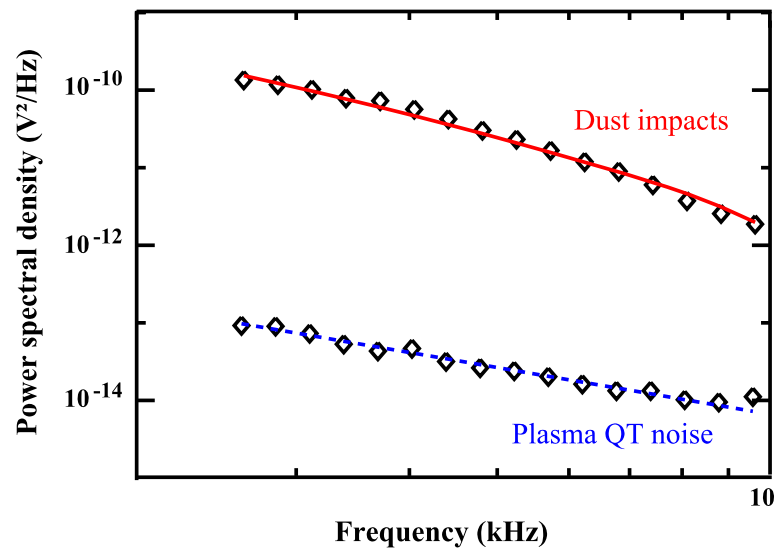
at frequencies [$f = \omega/2\pi$] much higher than the pulses' inverse decay time (itself much higher than τ), where the angular brackets stand for averaging over the pulses detected during the acquisition time. This produces a power spectrum varying as f^{-4} at frequencies higher than $1/2\pi\tau$, and as f^{-2} at frequencies lower than $1/2\pi\tau$. Comparing Equation (1) to the LFR band A measurements, it is possible to determine the rise time [τ] and the amplitude [$\langle N \delta V^2 \rangle$]. To do so, it is necessary to evaluate the ubiquitous thermal noise (Meyer-Vernet and Perche, 1989), which decreases less steeply than the spectrum produced by dust impacts. The relative intensity of signals from dust and thermal noise is such a strong function of frequency that band C, which responds to the highest-frequency signals, only detects thermal noise, even during dust impacts (Meyer-Vernet *et al.*, 2009b). In contrast to TDS, LFR cannot measure individual impacts (Meyer-Vernet *et al.*, 2009b) because of i) the Automatic Gain Control (AGC), which determines the receiver gain (Bougeret *et al.*, 2008) and needs multiple dust impacts to record them, ii) the fact that LFR integrates all impacts that occur during its acquisition time, and iii) the wavelet-like transform (Sitruk and Manning, 1995), which is used onboard to compute the signal power spectral densities.

Figure 1 shows the power spectrum measured in Band A by STEREO-A and the result of our fitting procedure for dust impacts (upper spectrum) and when the ubiquitous plasma quasi-thermal noise is measured (lower spectrum). This figure illustrates the difference in power level and spectral index between the plasma thermal noise and the detection of nanodusts at these frequencies. For dust impacts, we fit Equation (1) to the power spectrum measured in Band A to obtain the two free parameters: the rise time τ and the amplitude $\langle N \delta V^2 \rangle$.

Previous studies have shown that on STEREO-A the X-antenna is in the best geometric configuration to directly detect the plasma cloud from fast nanometer-scale dust impacts through the perturbation of the photoelectron population around the antenna (Pantellini *et al.*, 2012b; Zaslavsky *et al.*, 2012). Consequently, the voltage on the X-antenna is typically 20 times higher than on the Y-antenna (Zaslavsky *et al.*, 2012). The power spectrum measured by LFR in Band A (based on the difference in voltage between the X- and Y-antennas) is therefore much higher than the thermal noise: at least two orders of magnitude higher. The voltage pulse on the X-antenna is given by (Zaslavsky *et al.*, 2012)

$$\delta V_X \approx \frac{\Gamma T l}{L}, \quad (2)$$

Figure 1 Power spectrum measured on Band A by STEREO-A on 10 October 2009 at 5:12 (upper spectrum) and 7:25 (lower spectrum). The upper spectrum is typical of dust measurement, while the lower one corresponds to the plasma quasi-thermal noise measurement. The lines correspond to the best fit for dust (red solid line) and plasma thermal noise (blue dashed line).



where $\Gamma \approx 0.5$ and $L = 6$ m are the antenna gain and length (Bale *et al.*, 2008), l is the length of antenna within the plasma cloud, and $T = 2.5$ eV is an effective temperature that is on the order of the photoelectron temperature as implied by the physical process at the origin of δV_X (Zaslavsky *et al.*, 2012; Pantellini *et al.*, 2012b).

On the other hand, on the Y-antenna the voltage pulse is $\delta V_Y \approx \Gamma Q / C_{sc}$, where C_{sc} is the spacecraft body capacity, which is about 200 pF (Zaslavsky *et al.*, 2012), and the charge Q available in the cloud. The charge [Q] depends on mass, speed, angle of incidence, and grain and target composition. It can be determined semi-empirically with a large uncertainty with (McBride and McDonnell, 1999)

$$Q \approx 0.7m^{1.02}v^{3.48}, \quad (3)$$

where Q is expressed in coulombs, m in kilograms, and v in km s^{-1} .

However, on STEREO-B neither the X-antenna nor the Y-antenna are close enough to the preferred impact zone of fast nanometer grains, which is found to be close to the Z-antenna (Zaslavsky *et al.*, 2012). Consequently, both antennas see a voltage pulse given by $\delta V_Y \approx \Gamma Q / C_{sc}$, so that LFR can observe a dust signal only in the rare cases of impacts close to the X- or Y-antennas. Therefore on STEREO-B, LFR does not allow accurate measurements of the nanodust flux, but it still provides information on the rise time [τ] in these rare cases.

3. Nanodust Characteristics at 1 AU

3.1. Rise-Time Measurements

Our analysis of the power spectra measured by LFR allows us to determine the rise time of the pulses produced by dust-grain impacts. Since LFR does not measure individual impacts but integrates over all impacts occurring during the acquisition time, the rise time [τ] obtained in our study is an average value.

Table 1 gives the rise-time values, and Figure 2 presents the histograms of the rise time measured by STEREO-A (panel (a)) and STEREO-B (panel (b)), for the whole data set and year by year. Figure 2 and Table 1 show that the rise time measured by LFR is stable in time and similar for both STEREO-A and B, with a value of $\tau = 39 \pm 12$ μs .

Table 1 Averaged rise-time values year by year and for the whole data set for the two STEREO spacecraft. N is the number of spectra with detectable dust impacts, and p is the percentage of the returned data that N corresponds to.

UC	STEREO-A			STEREO-B		
	N	p [%]	$\tau \pm \Delta\tau$ [μs]	N	p [%]	$\tau \pm \Delta\tau$ [μs]
2007	158 164	20.5	39 ± 15	29 008	3.8	40 ± 22
2008	287 705	36.1	39 ± 8	3 030	0.4	43 ± 22
2009	124 767	15.6	40 ± 9	36 447	4.5	39 ± 16
2010	79 394	9.9	39 ± 12	1 311	0.2	44 ± 35
2011	1 001	0.1	42 ± 32	10 977	1.4	39 ± 23
all	651 031	16.4	39 ± 11	80 773	2.0	39 ± 20

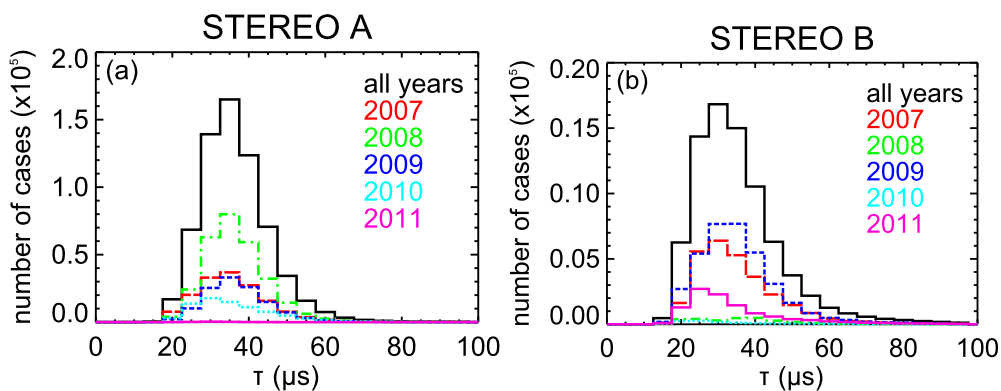


Figure 2 Histograms of the rise time measured by STEREO-A (panel (a)) and STEREO-B (panel (b)), for all data (black solid line) and year by year (red long-dashed line: 2007; green dotted-dashed line: 2008; blue dashed line: 2009; cyan dotted line: 2010; magenta solid line: 2011).

The rise times measured by LFR are obtained from integrating all impacts detected during the integration time. Nevertheless, the individual measurements of the rise time made using TDS show a similar most probable value around 40 μs . The difference between these two measurements is a lack of value of τ higher than 100 μs in the LFR data compared to TDS. For STEREO-A, the highest values of τ measured by TDS are associated with the largest pulse amplitude [V_X], corresponding to the largest dust particles. It is not surprising that the spectral analysis of LFR is not sensitive to the large dust particles, of which there are fewer, and which contribute less to the integral (Equation (1)) because of the high τ in the denominator.

That the measured rise times are stable with time and similar for both spacecraft agrees with the recently proposed scenario to interpret dust-impact-associated voltage pulses on boom antennas (Zaslavsky *et al.*, 2012; Pantellini *et al.*, 2012a, 2012b). In this scenario, the rise time is determined by the photoelectron cloud around the antenna, and can be evaluated to be proportional to the inverse plasma frequency of this photoelectron cloud. Since there are no noticeable changes in the radial distance between the Sun and the spacecraft, the plasma frequency of the photoelectron cloud is constant. Accordingly, the value of τ is a function of the spatially varying photoelectron density [n_{ph}] inside the extended plasma cloud, which is difficult to quantify (Pantellini *et al.*, 2012a). From our observed value of τ , the mean value of n_{ph} in the cloud is about 10 cm^{-3} . This scenario also implies that the expansion time of the plasma cloud from the impact zone to its maximum size (*i.e.* when the

plasma cloud density reaches the value of the ambient solar-wind density) is longer than the measured value of τ .

3.2. Determining the Flux from LFR Measurements

The parameters [τ and $\langle N\delta V^2 \rangle$] obtained from fitting the LFR spectra in Band A of STEREO-A enable us to infer the nanodust flux observed at 1 AU. Considering a dust grain impacting at a distance r from the antenna and a spherical expansion of the impact cloud, the length of the antenna within the cloud [l] is given by $l = \sqrt{R_C^2 - r^2}$, where $R_C \approx (3Q/4\pi en_a)^{1/3}$ is the maximum size of the plasma cloud. The highest value of the distance r for each dust impact is the lowest value between R_C and R_{SC} , the order of magnitude of the spacecraft size (Zaslavsky *et al.*, 2012). Assuming a cylindrical symmetry around the antenna, so that the probability that an impact occurs at a distance between r and $r + dr$ from the antenna is proportional to $2\pi r dr$, we can write

$$\langle N\delta V^2/\tau^2 \rangle \approx \int_{m_{\min}}^{m_{\max}} f(m) \int_0^{\min(R_C, R_{SC})} \frac{\delta V^2}{\tau^2} 2\pi r dr dm, \tag{4}$$

where $f(m) dm = f_0 m^{-\gamma} dm$ is the flux of particles of mass between m and $m + dm$. The interplanetary-dust models would give $f_0 = 7.4 \times 10^{-19} \text{ kg}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, and $\gamma \approx 11/6$ in the mass range [$m_{\min} : m_{\max}$] (Grun *et al.*, 1985; Ceplecha *et al.*, 1998).

To obtain the nanodust flux from Equation (4), we need the average value of the squared impulse voltage produced by a cloud of charge Q : δV^2 . Using Equation (2) for δV and considering cases of a plasma cloud larger and smaller than the spacecraft effective size,

$$\langle \delta V^2 \rangle = \begin{cases} \frac{\Gamma^2 T^2}{L^2} \frac{R_C^4}{2R_{SC}^2} & \text{if } R_C < R_{SC}, \\ \frac{\Gamma^2 T^2}{L^2} (R_C^2 - \frac{R_{SC}^2}{2}) & \text{if } R_C > R_{SC}. \end{cases} \tag{5}$$

In the mass range considered in this study and using Equation (3), we have $R_C \approx Km^{1/3}$, with $K \approx (3 \times 0.7v^{3.5}/4\pi n_a e)^{1/3} \approx 5 \times 10^6 \text{ m kg}^{-1/3}$, for typical values of the ambient solar-wind density [n_a], and an impact speed $v = 300 \text{ km s}^{-1}$ (Mann *et al.*, 2010), which is close to the solar-wind velocity because of the pick-up-ion-like mechanism. For STEREO-A, the effective sensitive area is $R_{SC}^2 \approx 0.7 \text{ m}^2$ (Zaslavsky *et al.*, 2012). The mass for which $R_{SC} = R_C$ is $m_{R_{SC}} = 1.6 \times 10^{-20} \text{ kg}$. This mass is on the same order of magnitude as the maximum dust mass detected, $m_{\max} \approx 2 \times 10^{-20} \text{ kg}$, corresponding to the mass range measured by TDS (Zaslavsky *et al.*, 2012).

Assuming that τ is a constant, according to Section 3.1, we integrate Equation (4) using Equation (5)

$$\begin{aligned} \langle N\delta V^2/\tau^2 \rangle \simeq f_0 \pi R_{SC}^2 \left(\frac{\Gamma T}{L\tau} \right)^2 & \left(\left[\frac{K^4 m^{-\gamma+7/3}}{2R_{SC}^2(-\gamma+7/3)} \right]_{m_{\min}}^{m_{R_{SC}}} \right. \\ & \left. + \left[\frac{K^2 m^{-\gamma+5/3}}{-\gamma+5/3} - \frac{R_{SC}^2 m^{-\gamma+1}}{2(-\gamma+1)} \right]_{m_{R_{SC}}}^{m_{\max}} \right). \end{aligned} \tag{6}$$

Assuming that $m_{\min} \ll m_{R_{SC}} = m_{\max}$, and taking $\gamma = 11/6$, Equation (6) becomes

$$\langle N\delta V^2/\tau^2 \rangle \approx f_0 \pi K^4 m_{R_{SC}}^{1/2} \left(\frac{\Gamma T}{L\tau} \right)^2, \tag{7}$$

which only depends on the mass $m_{R_{SC}}$.

3.3. Nanodust Fluxes at 1 AU

Figure 3 represents the cumulative flux of particles of mass greater than 10^{-20} kg [$F_{10^{-20}}$], measured by STEREO-A between 2007 and 2011 using Equation (7). The cumulative flux is used to allow a direct comparison with previous studies and interplanetary-dust models, and is given by

$$F_m = \int_m^{+\infty} f(m) dm = \frac{f_0 m^{1-\gamma}}{\gamma - 1}.$$

The flux has strong fluctuations, as first noted by Meyer-Vernet *et al.* (2009b) and confirmed by Zaslavsky *et al.* (2012). The white periods on Figure 3 correspond to time periods when STEREO-A/WAVES LFR measured no dust. This is expected to be due, at least in part, to geometrical effects. One clue for the geometric origin is inferred by the quasi-continuous flux measured by TDS on STEREO-B (Zaslavsky *et al.*, 2012). Another indication of the geometrical origin of these fluctuations is the dependence of the flux measured by STEREO-A on the latitude in ecliptic coordinates. This behavior is not observed in STEREO-B (D. Malaspina, private communication, 2012).

In addition to the temporal variations of the nanodust flux on long time scales, the high temporal resolution of LFR enables us to study the fast variations of the nanodust flux detected by STEREO-A. Figure 4 shows such variations of the cumulative flux [$F_{10^{-20}}$] during 12 January 2007. In this example, 46 % of the spectra measured by LFR show nanodust

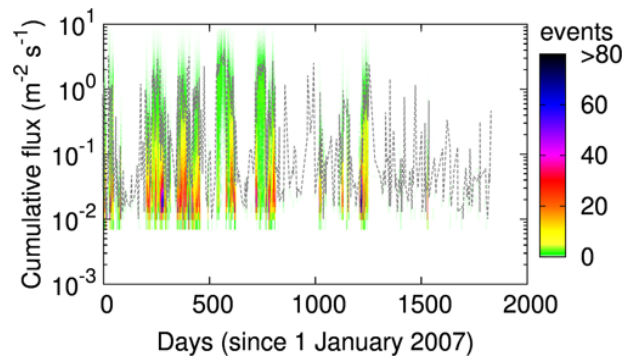
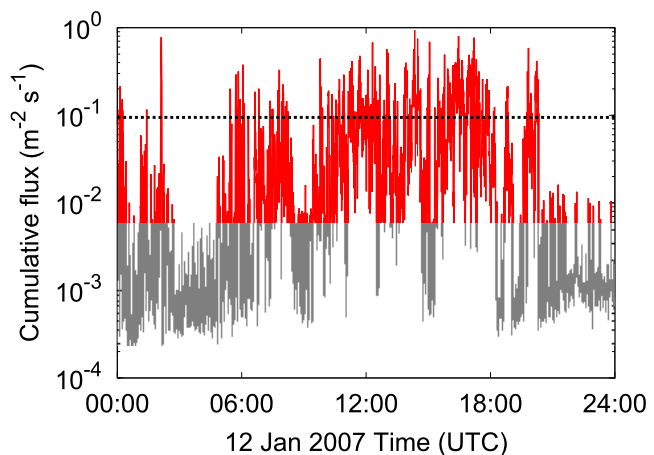


Figure 3 Variation with time of the cumulative flux of particles of mass greater than 10^{-20} kg measured by STEREO-A/WAVES LFR between 2007 and 2011. The color scale of the cumulative flux distribution has been chosen to emphasize the daily most-probable value of the flux. The dotted gray line corresponds to the daily mean of the measured nanodust flux.

Figure 4 Variation during 12 January 2007 of the STEREO-A/WAVES LFR measurements. The data for which the thermal noise is dominant, so that the dust flux cannot be measured, are plotted in gray, whereas the genuine dust-flux measurements are plotted in red. The black dotted line shows the average cumulative flux [$F_{10^{-20}}$] of nanodusts measured on 12 January 2007.



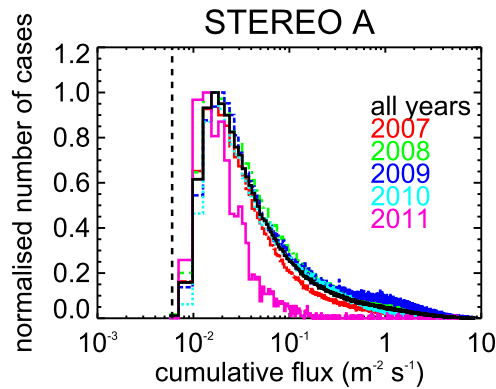


Figure 5 Histograms of the cumulative flux of particles of mass greater than 10^{-20} kg measured by STEREO-A for all data (black solid line) and year by year (red long-dashed line: 2007; green dotted-dashed line: 2008; blue dashed line: 2009; cyan dotted line: 2010; magenta solid line: 2011), normalised to their respective maximum values. The dashed line represents the instrumental limits of dust detection. Note the log-scale on the x -axis.

impacts, with long continuous periods of either dust or thermal-noise measurements, and periods of fast alternation between both (as between 19:00 and 21:00). These three variations take place on different time scales, from a few minutes up to days, and the longest continuous measurement of dust in our data set is 11.5 days starting on 13 January 2008.

Figure 5 shows the histograms of F_{10-20} measured by STEREO-A, when LFR measures dusts. The histograms are normalized to their respective maximum. One can see in Figure 5 that the measurement distribution is stable at long temporal scales, even if the number of measurements can vary strongly from one year to another (from 287 706 in 2008 to only 1001 in 2011, see Table 1). These measurements agree with the TDS measurement (Zaslavsky *et al.*, 2012), with the previous study of LFR measurements (Meyer-Vernet *et al.*, 2009b), and interplanetary-dust distribution models, in which $F_{10-20} = 0.04 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Grun *et al.*, 1985; Ceplecha *et al.*, 1998). The most likely value of the flux is not much higher than the instrumental limit of detection, leading to a very asymmetric distribution. Even if LFR could measure lower flux, we recall that flux lower than $2 \times 10^{-3} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ cannot be measured because of the obstructing plasma thermal noise, as shown in Figure 4. Because geometrical effects (such as projection effects including the flow direction of the dust and the orientation of the spacecraft) on dust detection are not fully understood at this time, it is not possible to determine the origin of the large difference in the dust measurements from one year to another.

4. Conclusions

Even if not designed to do so, S/WAVES LFR allows accurate measurements of the interplanetary nanodust flux at a high temporal resolution. Nevertheless, the detection mechanism requires that one of the antenna booms to be inside the plasma clouds created by the dust impacts. Consequently, only STEREO-A can be used to determine the nanodust flux with LFR. However, complementary measurements by TDS allow one to study dust with STEREO-B. The complementarity of the time- and frequency-domain measurement of nanodust using antenna booms is not limited to this point. The TDS and LFR instruments measure nanodust signals with a similar rise time of $40 \mu\text{s}$ and a similar flux, but with complementary advantages in dust-flux measurements. TDS measures individual nanodust

impacts in monopole mode using the three antennas, allowing dust measurement on both STEREO spacecraft but with a limited telemetry, while LFR gives a continuous survey at a high time resolution.

Geometrical effects on nanodust detection using S/WAVES have been pointed out in this study and previous ones, but due to the very complex geometry of the spacecraft from the point of view of the antenna booms and in the moving frame of the dust, we do not yet fully understand the observed variations of the nanodust flux. Nevertheless, this continuous survey of nanodust in the interplanetary medium at high time resolution allows the continued study of the correlation between the local solar-wind plasma and the dust properties. In addition to the TDS measurements, this study will lead to important insights on dust detection mechanisms for the two STEREO spacecraft and for nanodust acceleration by the magnetized solar wind.

The spectral analysis of more than 700 000 samples shows that the rise time of the signal created by dust impacts on the spacecraft is stable, in agreement with the recently proposed scenario to interpret the voltage pulses on boom antennas that are associated to dust impact (Zaslavsky *et al.*, 2012; Pantellini *et al.*, 2012a, 2012b). This enabled us to define the spectral and temporal resolutions and domains required to accurately measure dust with an antenna boom for future instruments, such as *Fields on Solar Probe Plus*.

According to the insight on the detection mechanism, we updated the previous determination of the dust flux measured by LFR (Meyer-Vernet *et al.*, 2009b). With our improved interpretation, we found a flux of the same order of magnitude, but without requiring estimates of unknown parameters, such as the expansion velocity of the cloud or the minimum mass of impacting dust. The main uncertainty of our measurements comes from the relation between the released charge, the mass, and the impact speed (Equation (3)) for nanodust. Interestingly, this limitation is inherent to all dust measurements in this size range, and we assume that current and future improvements of dust accelerators in laboratory experiments will be able to resolve this problem in the future. We assumed here that the power-law index of the interplanetary-dust distribution models (Grun *et al.*, 1985; Ceplecha *et al.*, 1998) is valid in the nanometer range, in other words, that the nanodust flux behaves as if these particles were created by collision equilibrium. A more detailed analysis of the TDS nanodust measurements could in firm this, which would in turn lead to an observed distribution of the nanodust flux. The numerical flux values that we provided here will then have to be changed by updating the value of γ in Equation (6).

Acknowledgements We thank the team who designed and built the instrument. The S/WAVES data used here are produced by an international consortium of the Observatoire de Paris (France), the University of Minnesota (USA), the University of California Berkeley (USA), and NASA Goddard Space Flight Center (USA). The French contribution was funded by CNES and CNRS, and the USA institutions were funded by NASA.

References

- Aubier, M.G., Meyer-Vernet, N., Pedersen, B.M.: 1983, Shot noise from grain and particle impacts in Saturn's ring plane. *Geophys. Res. Lett.* **10**, 5–8. doi:[10.1029/GL010i001p00005](https://doi.org/10.1029/GL010i001p00005).
- Bale, S.D., Ullrich, R., Goetz, K., Alster, N., Cecconi, B., Dekkali, M., Lingner, N.R., Macher, W., Manning, R.E., McCauley, J., Monson, S.J., Oswald, T.H., Pulupa, M.: 2008, The electric antennas for the STEREO/WAVES experiment. *Space Sci. Rev.* **136**, 529–547. doi:[10.1007/s11214-007-9251-x](https://doi.org/10.1007/s11214-007-9251-x).
- Bougeret, J.L., Goetz, K., Kaiser, M.L., Bale, S.D., Kellogg, P.J., Maksimovic, M., Monge, N., Monson, S.J., Astier, P.L., Davy, S., Dekkali, M., Hinze, J.J., Manning, R.E., Aguilar-Rodriguez, E., Bonnin, X., Briand, C., Cairns, I.H., Cattell, C.A., Cecconi, B., Eastwood, J., Ergun, R.E., Fainberg, J., Hoang, S., Huttunen, K.E.J., Krucker, S., Lecacheux, A., MacDowall, R.J., Macher, W., Mangeney, A.,

- Meetre, C.A., Moussas, X., Nguyen, Q.N., Oswald, T.H., Pulupa, M., Reiner, M.J., Robinson, P.A., Rucker, H., Salem, C., Santolik, O., Silvis, J.M., Ullrich, R., Zarka, P., Zouganelis, I.: 2008, S/WAVES: the radio and plasma wave investigation on the STEREO mission. *Space Sci. Rev.* **136**, 487–528. doi:[10.1007/s11214-007-9298-8](https://doi.org/10.1007/s11214-007-9298-8).
- Ceplecha, Z., Borovička, J., Elford, W.G., Revelle, D.O., Hawkes, R.L., Porubčan, V., Šimek, M.: 1998, Meteor phenomena and bodies. *Space Sci. Rev.* **84**, 327–471. doi:[10.1023/A:1005069928850](https://doi.org/10.1023/A:1005069928850).
- Grun, E., Zook, H.A., Fechtig, H., Giese, R.H.: 1985, Collisional balance of the meteoritic complex. *Icarus* **62**, 244–272. doi:[10.1016/0019-1035\(85\)90121-6](https://doi.org/10.1016/0019-1035(85)90121-6).
- Gurnett, D.A., Grun, E., Gallagher, D., Kurth, W.S., Scarf, F.L.: 1983, Micron-sized particles detected near Saturn by the Voyager plasma wave instrument. *Icarus* **53**, 236–254. doi:[10.1016/0019-1035\(83\)90145-8](https://doi.org/10.1016/0019-1035(83)90145-8).
- Gurnett, D.A., Averkamp, T.F., Scarf, F.L., Grun, E.: 1986, Dust particles detected near Giacobini-Zinner by the ICE plasma wave instrument. *Geophys. Res. Lett.* **13**, 291–294. doi:[10.1029/GL013i003p00291](https://doi.org/10.1029/GL013i003p00291).
- Gurnett, D.A., Kurth, W.S., Scarf, K.L., Burns, J.A., Cuzzi, J.N.: 1987, Micron-sized particle impacts detected near Uranus by the Voyager 2 plasma wave instrument. *J. Geophys. Res.* **92**, 14959–14968. doi:[10.1029/JA092iA13p14959](https://doi.org/10.1029/JA092iA13p14959).
- Gurnett, D.A., Kurth, W.S., Granroth, L.J., Allendorf, S.C., Poynter, R.L.: 1991, Micron-sized particles detected near Neptune by the Voyager 2 plasma wave instrument. *J. Geophys. Res.* **96**, 19177. doi:[10.1029/91JA01270](https://doi.org/10.1029/91JA01270).
- Hsu, H.-W., Krüger, H., Postberg, F.: 2012, Dynamics, composition, and origin of Jovian and Saturnian dust-stream particles. In: Mann, I., Meyer-Vernet, N., Czechowski, A. (eds.) *Nanodust in the Solar System*, *Astrophys. Space Sci. Lib.* **385**, Springer, Berlin, 77. doi:[10.1007/978-3-642-27543-2_5](https://doi.org/10.1007/978-3-642-27543-2_5).
- Kurth, W.S., Averkamp, T.F., Gurnett, D.A., Wang, Z.: 2006, Cassini RPWS observations of dust in Saturn's E Ring. *Planet. Space Sci.* **54**, 988–998. doi:[10.1016/j.pss.2006.05.011](https://doi.org/10.1016/j.pss.2006.05.011).
- Mann, I., Czechowski, A., Meyer-Vernet, N., Zaslavsky, A., Lamy, H.: 2010, Dust in the interplanetary medium. *Plasma Phys. Control. Fusion* **52**(12), 124012. doi:[10.1088/0741-3335/52/12/124012](https://doi.org/10.1088/0741-3335/52/12/124012).
- McBride, N., McDonnell, J.A.M.: 1999, Meteoroid impacts on spacecraft: sporadics, streams, and the 1999 Leonids. *Planet. Space Sci.* **47**, 1005–1013. doi:[10.1016/S0032-0633\(99\)00023-9](https://doi.org/10.1016/S0032-0633(99)00023-9).
- Meyer-Vernet, N.: 1985, Comet Giacobini-Zinner diagnosis from radio measurements. *Adv. Space Res.* **5**, 37–46. doi:[10.1016/0273-1177\(85\)90065-1](https://doi.org/10.1016/0273-1177(85)90065-1).
- Meyer-Vernet, N., Aubier, M.G., Pedersen, B.M.: 1986, Voyager 2 at Uranus – grain impacts in the ring plane. *Geophys. Res. Lett.* **13**, 617–620. doi:[10.1029/GL013i007p00617](https://doi.org/10.1029/GL013i007p00617).
- Meyer-Vernet, N., Lecacheux, A., Pedersen, B.M.: 1996, Constraints on Saturn's E ring from the Voyager 1 radio astronomy instrument. *Icarus* **123**, 113–128. doi:[10.1006/icar.1996.0145](https://doi.org/10.1006/icar.1996.0145).
- Meyer-Vernet, N., Perche, C.: 1989, Tool kit for antennae and thermal noise near the plasma frequency. *J. Geophys. Res.* **94**, 2405–2415. doi:[10.1029/JA094iA03p02405](https://doi.org/10.1029/JA094iA03p02405).
- Meyer-Vernet, N., Zaslavsky, A.: 2012, *In situ* detection of interplanetary and Jovian nanodust with radio and plasma wave instruments. In: Mann, I., Meyer-Vernet, N., Czechowski, A. (eds.) *Nanodust in the Solar System*, *Astrophys. Space Sci. Lib.* **385**, Springer, Berlin, 133. doi:[10.1007/978-3-642-27543-2_7](https://doi.org/10.1007/978-3-642-27543-2_7).
- Meyer-Vernet, N., Lecacheux, A., Kaiser, M.L., Gurnett, D.A.: 2009a, Detecting nanoparticles at radio frequencies: Jovian dust stream impacts on Cassini/RPWS. *Geophys. Res. Lett.* **36**, 3103. doi:[10.1029/2008GL036752](https://doi.org/10.1029/2008GL036752).
- Meyer-Vernet, N., Maksimovic, M., Czechowski, A., Mann, I., Zouganelis, I., Goetz, K., Kaiser, M.L., St. Cyr, O.C., Bougeret, J.-L., Bale, S.D.: 2009b, Dust detection by the wave instrument on STEREO: nanoparticles picked up by the solar wind? *Solar Phys.* **256**, 463–474. doi:[10.1007/s11207-009-9349-2](https://doi.org/10.1007/s11207-009-9349-2).
- Oberc, P.: 1993, Simultaneous observations of quasistatic electric fields and large dust particles during the Vega-2 flyby of comet Halley. *Planet. Space Sci.* **41**, 609–617. doi:[10.1016/0032-0633\(93\)90081-C](https://doi.org/10.1016/0032-0633(93)90081-C).
- Oberc, P., Parzydło, W.: 1992, Impacts of dust particles M greater than $10 \exp -9$ G in Halley's coma as seen in the electric field waveforms of VEGA 2. *Icarus* **98**, 195–206. doi:[10.1016/0019-1035\(92\)90089-P](https://doi.org/10.1016/0019-1035(92)90089-P).
- Oberc, P., Parzydło, W., Vaisberg, O.L.: 1990, Correlations between the VEGA 2 plasma wave (APV-N) and dust (SP-1) observations at Comet Halley. *Icarus* **86**, 314–326. doi:[10.1016/0019-1035\(90\)90221-T](https://doi.org/10.1016/0019-1035(90)90221-T).
- Pantellini, F., Belheouane, S., Meyer-Vernet, N., Zaslavsky, A.: 2012a, Nano dust impacts on spacecraft and boom antenna charging. *Astrophys. Space Sci.*, 309–314. doi:[10.1007/s10509-012-1108-4](https://doi.org/10.1007/s10509-012-1108-4).
- Pantellini, F., Landi, S., Zaslavsky, A., Meyer-Vernet, N.: 2012b, On the unconstrained expansion of a spherical plasma cloud turning collisionless: case of a cloud generated by a nanometre dust grain impact on an uncharged target in space. *Plasma Phys. Control. Fusion* **54**(4), 045005. doi:[10.1088/0741-3335/54/4/045005](https://doi.org/10.1088/0741-3335/54/4/045005).
- Pedersen, B.M., Meyer-Vernet, N., Aubier, M.G., Zarka, P.: 1991, Dust distribution around Neptune – Grain impacts near the ring plane measured by the Voyager planetary radio astronomy experiment. *J. Geophys. Res.* **96**, 19187–19196. doi:[10.1029/91JA01601](https://doi.org/10.1029/91JA01601).

- Sitruk, L., Manning, R.: 1995, L'expérience spatiale G.G.S./WIND/WAVES, ondes radioélectriques et ondes de plasma. Technical report, LESIA Internal Technical Document, Obs. de Paris, Meudon.
- Zaslavsky, A., Meyer-Vernet, N., Mann, I., Czechowski, A., Issautier, K., Le Chat, G., Pantellini, F., Goetz, K., Maksimovic, M., Bale, S.D., Kasper, J.C.: 2012, Interplanetary dust detection by radio antennas: mass calibration and fluxes measured by STEREO/WAVES. *J. Geophys. Res.* **117**, 5102. doi:[10.1029/2011JA017480](https://doi.org/10.1029/2011JA017480).

Bibliographie

- [Altobelli *et al.*, 2003] ALTOBELLI, N., KEMPF, S., LANDGRAF, M., SRAMA, R., DIKAREV, V., KRÜGER, H., MORAGAS-KLOSTERMEYER, G. et GRÜN, E. (2003). Cassini between Venus and Earth : Detection of interstellar dust. *Journal of Geophysical Research*, 108(A10):8032–8040.
- [Aubier *et al.*, 1983] AUBIER, M. G., MEYER-VERNET, N. et PEDERSEN, B. M. (1983). Shot noise from grain and particle impacts in saturn’s ring plane. *Geophysical Research Letters*, 10:5–8.
- [Auer, 2001] AUER, S. (2001). *Interplanetary Dust*, chapitre Instrumentation, pages 385–444. Astronomy and Astrophysics Library. Springer Berlin Heidelberg, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, springer édition.
- [Baguhl, 1993] BAGUHL, M. (1993). *Identifikation von Staubeinschlägen in den Daten der Mikrometeoroiden-Detektoren an Bord der Raumsonden Ulysses und Galileo*. Thèse de doctorat, Dissertation, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, (1993).
- [Bale *et al.*, 2007] BALE, S. D. et AL. (2007). The Electric Antennas for the STEREO/WAVES Experiment. *Space Science Reviews*, 136(1-4):529–547.
- [Belheouane *et al.*, 2014] BELHEOUANE, S., MEYER-VERNET, N., ISSAUTIER, K., CHAT, G. L., ZASLAVSKY, A., ZOUGANELIS, Y., MANN, I. et CZECHOWSKI, A. (2014). Dynamics of nanoparticles detected at 1 au by s/waves onboard stereo spacecraft. *Adv. Space Res.*. in preparation.
- [Belheouane *et al.*, 2012] BELHEOUANE, S., ZASLAVSKY, A., MEYER-VERNET, N., ISSAUTIER, K., MANN, I. et MAKSIMOVIC, M. (2012). Detection of Interstellar Dust with STEREO/WAVES at 1 AU. *Solar Physics*, 281:501–506.
- [Berg et Grün, 1973] BERG, O. E. et GRÜN, E. (1973). Evidence of hyperbolic cosmic dust particles. *Space Research XIII*, 2:1047–1055.
- [Berg et Richardson, 1969] BERG, O. E. et RICHARDSON, F. F. (1969). The Pioneer 8 cosmic dust experiment. *Review of Scientific Instruments*, 40:1333–1337.
- [Bernstein *et al.*, 2002] BERNSTEIN, R. A., FREEDMAN, W. L. et MADORE, B. F. (2002). The First Detections of the Extragalactic Background Light at 3000, 5500, and 8000 A. III. Cosmological Implications. *The Astrophysical Journal*, 571(1):107–128.
- [Bougeret *et al.*, 2008] BOUGERET, J. et AL. (2008). S/WAVES : The Radio and Plasma Wave Investigation on the STEREO Mission. *Space Science Reviews*, 136:487–528.

- [Bougeret *et al.*, 2008] BOUGERET, J., GOETZ, K., KAISER, M. et AL. (2008). S/WAVES : The Radio and Plasma Wave Investigation on the STEREO Mission. *Space Sci Rev*, 136:487–528.
- [Burlaga *et al.*, 1984] BURLAGA, L. F., McDONALD, F. B., NESS, N. F., SCHWENN, R., LAZARUS, A. J. et MARIANI, F. (1984). Interplanetary flow systems associated with cosmic ray modulation in 1977-1980. *Journal of Geophysical Research*, 89:6579–6587.
- [Burns *et al.*, 2001] BURNS, J. A., HAMILTON, D. P. et SHOWALTER, M. R. (2001). *Interplanetary Dust*, chapitre Dusty Rings and Circumplanetary Dust : Observations and Simple Physics. Astronomy and Astrophysics Library. Springer, Berlin.
- [Burns *et al.*, 1979] BURNS, J. A., LAMY, P. L. et SOTER, S. (1979). Radiation Forces on Small Particles in the Solar System. *ICARUS*, 40:1–48.
- [Bzowski *et al.*, 2012] BZOWSKI, M., KUBIAK, M. A., MÖBIUS, E., BOCHSLER, P., LEONARD, T., HEIRTZLER, D., KUCHARAK, H., SOKÓŁ, J. M., HŁOND, M., CREW, G. B., SCHWADRON, N. A., FUSELIER, S. A. et McCOMAS, D. J. (2012). Neutral Interstellar Helium Parameters Based on IBEX-Lo Observations and Test Particle Calculations. *The Astrophysical Journal Supplement*, 198:12.
- [Carpenter *et al.*, 2007] CARPENTER, J., STEVENSON, T., FRASER, G., BRIDGES, J., KEARSLEY, A., CHATER, R. J. et et AL. (2007). Nanometer hypervelocity dust impacts in low earth orbit. *J. Geophys. Res.*, 112:E08008.
- [Ceplecha *et al.*, 1998] CEPLECHA, Z., BOROVICKA, J., ELFORD, W. G., REVELLE, D. O., HAWKES, R. L., PORUBCAN, V. et SIMEK, M. (1998). Meteor phenomena and bodies. *Space Science Reviews*, 84:327–471.
- [Czechowski et Mann, 2010] CZECHOWSKI, A. et MANN, I. (2010). Formation and acceleration of nano dust in the inner heliosphere. *The Astrophysical Journal*, 714:89–99.
- [Czechowski et Mann, 2012] CZECHOWSKI, A. et MANN, I. (2012). Nanodust Dynamics in Interplanetary Space. *Springer*, 385:47.
- [Desert *et al.*, 1990] DESERT, F.-X., BOULANGER, F. et PUGET, J. L. (1990). Interstellar dust models for extinction and emission. *Astronomy and Astrophysics*, 237(1):215–236.
- [Driesman *et al.*, 2008] DRIESMAN, A., HYNES, S. et CANCRO, G. (2008). The STEREO Observatory. *Space Science Reviews*, 136:17–44.
- [Erdos et Balogh, 2012] ERDOS, G. et BALOGH, A. (2012). Magnetic flux density measured in fast and slow solar wind streams. *The Astrophysical Journal*, 10: 753–130.
- [Fisk et Zhao, 2009] FISK, L. A. et ZHAO, L. (2009). The heliospheric magnetic field and the solar wind during the solar cycle. In GOPALSWAMY, N. et WEBB, D., éditeurs : *Universal Heliophysical Processes*, volume 257, pages 109–120. International Astronomical Union, IAU Symposium.
- [Fitzpatrick, 2012] FITZPATRICK, R. (2012). *An Introduction to Celestial Mechanics*. Cambridge.

- [Franz et Harper, 2001] FRANZ, M. et HARPER, D. (2001). Heliospheric coordinate systems. *Planetary and Space Science*, 50:217–233.
- [Frisch et al., 1999] FRISCH, P. C. et AL. (1999). Dust in the Local Interstellar Wind. *The Astrophysical Journal*, 525(1):492–516.
- [Frisch et al., 2013] FRISCH, P. C., BZOWSKI, M., LIVADIOTIS, G., MCCOMAS, D. J., MOEBIUS, E., MUELLER, H.-R., PRYOR, W. R., SCHWADRON, N. A., SOKÓŁ, J. M., VALLERGA, J. V. et AJELLO, J. M. (2013). Decades-Long Changes of the Interstellar Wind Through Our Solar System. *Science*, 341:1080–1082.
- [Galvin et al., 2008] GALVIN, A. B., KISTLER, L. M., POPECKI, M. A., FARRUGIA, C. J., SIMUNAC, K. D. C., ELLIS, L., MÖBIUS, E., LEE, M. A., BOEHM, M., CARROLL, J., CRAWSHAW, A., CONTI, M., DEMAINE, P., ELLIS, S., GAIDOS, J. A., GOOGINS, J., GRANOFF, M., GUSTAFSON, A., HEIRTZLER, D., KING, B., KNAUSS, U., LEVASSEUR, J., LONGWORTH, S., SINGER, K., TURCO, S., VACHON, P., VOSBURY, M., WIDHOLM, M., BLUSH, L. M., KARRER, R., BOCHSLER, P., DAUDI, H., ETTER, A., FISCHER, J., JOST, J., OPITZ, A., SIGRIST, M., WURZ, P., KLECKER, B., ERTL, M., SEIDENSCHWANG, E., WIMMER-SCHWEINGRUBER, R. F., KOETEN, M., THOMPSON, B. et STEINFELD, D. (2008). The Plasma and Suprathermal Ion Composition (PLASTIC) Investigation on the STEREO Observatories. *Space Science Reviews*, 136:437–486.
- [Grün et al., 1997] GRÜN, E. et AL. (1997). South-North and Radial Traverses through the Interplanetary Dust Cloud. *Icarus*, 129(2):270–288.
- [Grün et al., 2006] GRÜN, E., de PATER, I., SHOWALTER, M., SPAHN, F. et SRAMA, R. (2006). Physics of dusty rings : History and perspective. *Planetary and Space Science*, 54(9):837–843.
- [Grün et al., 2001] GRÜN, E., GUSTAFSON, B. A. S., DERMOTT, S. et FECHTIG, H. (2001). *Interplanetary Dust*. Astronomy and Astrophysics Library. Springer, Berlin.
- [Grün et al., 2005] GRÜN, E., SRAMA, R., KRÜGER, H., KEMPF, S., DIKAREV, V., HELFERT, S. et MORAGAS-KLOSTERMEYER, G. (2005). 2002 Kuiper prize lecture : Dust Astronomy. *Icarus*, 174:1–14.
- [Grün et al., 1985] GRÜN, E., ZOOK, H. A., FECHTIG, H. et GIESE, R. H. (1985). Collisional Balance of the Meteoritic Complex. *Icarus*, pages 244–272.
- [Gruen et al., 1994] GRUEN, E., GUSTAFSON, B., MANN, I., BAGUHL, M., MORFILL, G. E., STAUBACH, P., TAYLOR, A. et ZOOK, H. A. (1994). Interstellar dust in the heliosphere. *Astronomy and Astrophysics*, 286:915–924.
- [Grün et al., 1995] GRÜN, E., BAGUHL, M., DIVINE, N., FECHTIG, H., HAMILTON, D. P., HANNER, M. S., KISSEL, J., LINDBLAD, B.-A., LINKERT, D., LINKERT, G., MANN, I., McDONNELL, J. A. M., MORFILL, G. E., POLANSKEY, C., RIEMANN, R., SCHWEHM, G., SIDDIQUE, N., STAUBACH, P. et ZOOK, H. A. (1995). Three years of Galileo dust data. *Planetary and Space Science*, 43:953–969.
- [Grün et al., 1980] GRÜN, E., PAILER, N., FECHTIG, H. et KISSEL, J. (1980). Orbital and physical characteristics of micrometeoroids in the inner solar system as observed by HELIOS 1. *Planetary and Space Science*, 28:333–349.

- [Gumbel, 2001] GUMBEL, J. (2001). Aerodynamic influences on atmospheric in situ measurements from sounding rocket. *Journal of Geophysical Research*, 106: 553–563.
- [Gurnett et al., 2004] GURNETT, D. A. et AL. (2004). The Cassini Radio and Plasma Wave Investigation. *Space Science Reviews*, 114(1-4):395–463.
- [Gurnett et al., 1983] GURNETT, D. A., GRÜN, E., GALLAGHER, D., KURTH, W. S. et SCARF, F. L. (1983). Micron-sized particles detected near Saturn by the Voyager plasma wave instrument. *Icarus*, 53:236–254.
- [Hamilton et al., 1996] HAMILTON, D. P., GRÜN, E. et BAGUHL, M. (1996). Electromagnetic Escape of Dust from the Solar System. *Physics, Chemistry, and Dynamics of Interplanetary Dust*, 104:31.
- [Hapgood, 1992] HAPGOOD, M. A. (1992). Space Physics Coordinate Transformations : A User Guide. *Planet. Space Sc.*, 40(5):711–717.
- [Havnes et Næsheim, 2007] HAVNES, O. et NÆSHEIM, L. I. (2007). On the secondary charging effects and structure of mesospheric dust particles impacting on rocket probes. *Annales Geophysicae*, 25:623–637.
- [Havnes et al., 1996] HAVNES, O., TRØIM, J., BLIX, T., MORTENSEN, W., NÆSHEIM, L. I., THRANE, E. et TØNNESEN, T. (1996). First detection of charged dust particles in the Earth’s mesosphere. *Journal of Geophysical Research*, 101(A5):839–847.
- [Henri et al., 2011] HENRI, P., MEYER-VERNET, N., BRIAND, C. et DONATO, S. (2011). Observations of Langmuir ponderomotive effects using the Solar TERrestrial RELations Observatory spacecraft as a density probe. *Physics of Plasmas*, 18(8):082308–082308–7.
- [Howard et al., 2008] HOWARD, R. A., MOSES, J. D., VOURLIDAS, A., NEWMARK, J. S., SOCKER, D. G., PLUNKETT, S. P., KORENDYKE, C. M., COOK, J. W., HURLEY, A., DAVILA, J. M., THOMPSON, W. T., ST CYR, O. C., MENTZELL, E., MEHALICK, K., LEMEN, J. R., WUELSER, J. P., DUNCAN, D. W., TARBELL, T. D., WOLFSON, C. J., MOORE, A., HARRISON, R. A., WALTHAM, N. R., LANG, J., DAVIS, C. J., EYLES, C. J., MAPSON-MENARD, H., SIMNETT, G. M., HALAIN, J. P., DEFISE, J. M., MAZY, E., ROCHUS, P., MERCIER, R., RAVET, M. F., DELMOTTE, F., AUCHERE, F., DELABOUDINIÈRE, J. P., BOTHMER, V., DEUTSCH, W., WANG, D., RICH, N., COOPER, S., STEPHENS, V., MAAHS, G., BAUGH, R., McMULLIN, D. et CARTER, T. (2008). Sun Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation (SECCHI). *Space Science Reviews*, 136:67–115.
- [Humes, 1980] HUMES, D. H. (1980). Results of Pioneer 10 and 11 Meteoroid Experiments : Interplanetary and near-Saturn. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 85(A11):5841–5852.
- [Ishimoto et Mann, 1999] ISHIMOTO, H. et MANN, I. (1999). Modeling the particle mass distribution within 0 AU of the Sun. *Planetary and Space Science*, 47:225–232.
- [Issautier et al., 2005] ISSAUTIER, K., PERCHE, C., HOANG, S., LACOMBE, C., MAKSIMOVIC, M., BOUGERET, J.-L. et SALEM, C. (2005). Solar wind electron density and temperature over solar cycle 23 : Thermal noise measurements on Wind. *Advances in Space Research*, 35:2141–2146.

- [Jokipii et Thomas, 1981] JOKIPII, J. R. et THOMAS, B. (1981). Effects of drift on the transport of cosmic rays. IV - Modulation by a wavy interplanetary current sheet. *Astrophys. J.*, 243:1115–1122.
- [Kaiser et al., 2008] KAISER, M. L., KUCERA, T. A., DAVILA, J. M., ST. CYR, O. C., GUHATHAKURTA, M. et CHRISTIAN, E. (2008). The STEREO Mission : An Introduction. *Space Science Reviews*, 136:5–16.
- [Kempf et al., 2005] KEMPF, S., SRAMA, R., HORÁNYI, M., BURTON, M., HELFERT, S., MORAGAS-KLOSTERMEYER, G., ROY, M. et GRÜN, E. (2005). High-velocity streams of dust originating from Saturn. *Nature*, 433:289–291.
- [Krüger et Grün, 2009] KRÜGER, H. et GRÜN, E. (2009). Interstellar Dust Inside and Outside the Heliosphere. *Space Science Reviews*, 143(1-4):347–356.
- [Krüger et al., 2007] KRÜGER, H., LANDGRAF, M., ALTOBELLI, N. et GRÜN, E. (2007). Interstellar Dust in the Solar System. *Space Science Reviews*, 130:401–408.
- [Lallement et al., 2014] LALLEMENT, R., BERTAUX, J. L., QUEMERAIS, E. et SANDEL, B. R. (2014). Galactic Cosmic Rays measured by UVS on Voyager 1 and the end of the modulation : Is the upwind heliopause a collapsed charge-exchange layer ? *ArXiv e-prints*.
- [Lamy, 1974] LAMY, P. L. (1974). Interaction of interplanetary dust grains with the solar radiation field. *Astron. Astrophys.*, 35:197–207.
- [Le Chat et al., 2013] LE CHAT, G., ZASLAVSKY, A., MEYER-VERNET, N., ISSAUTIER, K., BELHEOUANE, S., PANTELLINI, F., MAKSIMOVIC, M., ZOUGANELIS, I., BALE, S. et KASPER, J. (2013). Interplanetary Nanodust Detection by the Solar Terrestrial Relations Observatory/WAVES Low Frequency Receiver. *Solar Physics*, 286(2): 549–559.
- [Leinert et Grün, 1990] LEINERT, C. et GRÜN, E. (1990). *Physics of the Inner Heliosphere I*, chapitre Interplanetary Dust, pages 207–275. Physics and Chemistry in Space, Space and Solar Physics. Springer Berlin Heidelberg, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, springer édition.
- [Levasseur-Regourd et Lasue, 2011] LEVASSEUR-REGOURD, A. C. et LASUE, J. (2011). Inferring Sources in the Interplanetary Dust Cloud, from Observations and Simulations of Zodiacal Light and Thermal Emission. In COOKE, W., MOSER, D., HARDINAND, B. et JANCHES, D., éditeurs : *Meteoroids : The Smallest Solar System Bodies*, page 66, Breckenridge, Colorado, USA. Meteoroids Conference.
- [Liou et al., 1996] LIOU, J.-C., ZOOK, H. A. et DERMOTT, S. F. (1996). Kuiper Belt Dust Grains as a Source of Interplanetary Dust Particles. *Icarus*, 124:429–440.
- [Luhmann, 2003] LUHMANN, J. G. (2003). Characteristics of scatter-free behavior of heliospheric pickup ions. *The Astrophysical Journal*, 592:1241–1251.
- [Luhmann et al., 2008] LUHMANN, J. G., CURTIS, D. W., SCHROEDER, P., MCCAULEY, J., LIN, R. P., LARSON, D. E., BALE, S. D., SAUVAUD, J.-A., Aoustin, C., MEWALDT, R. A., CUMMINGS, A. C., STONE, E. C., DAVIS, A. J., COOK, W. R., KECMAN, B., WIENDENBECK, M. E., VON ROSENINGE, T., ACUNA, M. H., REICHENTHAL, L. S., SHUMAN, S., WORTMAN, K. A., REAMES, D. V., MUELLER-MELLIN, R., KUNOW, H., MASON, G. M., WALPOLE, P., KORTH, A., SANDERSON, T. R., RUSSELL, C. T. et GOSLING, J. T.

- (2008). STEREO IMPACT Investigation Goals, Measurements, and Data Products Overview. *Space Science Review*, 136:117–184.
- [Maassberg, 1984] MAASSBERG, H. (1984). *The Giotto Spacecraft Impact-Induced Plasma Environ*, volume 224, chapitre A model of plasma cloud expansion generated by a dust particle impact, pages 59–63. Berne, Switzerland.
- [Mann, 2001] MANN, I. (2001). Charging Effects on Cosmic Dust. *In of the Seventh International Conference on SPACECRAFT CHARGING TECHNOLOGY*, P., éditeur : ESA, volume 476, page 629, ESTEC, Noordwijk, the Netherlands.
- [Mann, 2010] MANN, I. (2010). Interstellar Dust in the Solar System. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 48:173–203.
- [Mann et al., 2010] MANN, I., CZECHOWSKI, A., MEYER-VERNET, N., ZASLAVSKY, A. et LAMY, H. (2010). Dust in the interplanetary medium. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 52(12).
- [Mann et al., 1995] MANN, I., GRÜN, E. et WILCK, M. (1995). The Contribution of Asteroid Dust to the Interplanetary Dust Cloud : The Impact of ULYSSES Results on the Understanding of Dust Production in the Asteroid Belt and of the Formation of the IRAS Dust Bands. *Icarus*, 120:399–407.
- [Mann et al., 2004] MANN, I., KIMURA, H., BIESECKER, D. A., TSURUTANI, B. T., GRÜN, E., MCKIBBEN, R. B., LIU, J.-C., MACQUEEN, R. M., MUKAI, T., GUHATHAKURTA, M. et LAMY, P. (2004). Dust Near The Sun. *Space Science Reviews*, 110:269–305.
- [Mann et al., 2005] MANN, I., KOHLER, M., KIMURA, H., CECHOWSKI, A. et MINATO, T. (2005). On the existence of silicon nanodust near the sun. *The Astrophysical Journal*, 624:125–128.
- [Mann et al., 2006] MANN, I., KOHLER, M., KIMURA, H., CECHOWSKI, A. et MINATO, T. (2006). Dust in the solar system and in extra-solar planetary systems. *Astron. Astrophys. Rev.*, 13(3):159–228.
- [Mann et al., 2000] MANN, I., KRIVOV, A. et HIROSHI, K. (2000). Dust Cloud near the Sun. *Icarus*, 146:568–582.
- [Mann et al., 2013] MANN, I., MEYER-VERNET, N. et CZECHOWSKI, A. (2013). Dust in the Planetary System : Dust Interactions in Space Plasmas of the Solar System. *Physics Reports*.
- [Mann et al., 2007] MANN, I., MURAD, E. et CZECHOWSKI, A. (2007). Nanoparticles in the inner solar system. *Planetary and Space Science*, 55:1000–1009.
- [Mann et al., 1994] MANN, I., OKAMOTO, H., MUKAI, T., KIMURA, H. et KITADA, Y. (1994). Fractal aggregate analogues for near solar dust properties. *Astronomy and Astrophysics*, 291(3):1011–1018.
- [Mann et al., 2011] MANN, I., PELLINEN-WANNBERG, A., MURAD, E., POPOVA, O., MEYER-VERNET, N., ROSENBERG, M., MUKAI, T., CZECHOWSKI, A., MUKAI, S., SAFRANKOVA, J. et NEMECEK, Z. (2011). Dusty Plasma Effects in Near Earth Space and Interplanetary Medium. *Space Science Reviews*, 161:1–47.
- [McBride et McDonnell, 1999] McBRIDE, N. et McDONNELL, J. A. M. (1999). Meteoroid impacts on spacecraft : sporadics, streams, and the 1999 leonids. *Planetary and Space Science*, 47(8-9):1005–1013.

- [McDonnell, 1978] McDONNELL, J. A. M. (1978). *Cosmic dust*, chapitre Micro-particle studies by space instrumentation, pages 337–426. Wiley-Interscience, Chichester, Sussex, England et New York.
- [Meyer-Vernet, 1982] MEYER-VERNET, N. (1982). Flip-flop of electric potential of dust grains in space. *Astronomy and Astrophysics*, 105(1):98–106.
- [Meyer-Vernet, 1985] MEYER-VERNET, N. (1985). Comet Giacobini-Zinner diagnostic from radio measurements. *Advances in Space Research*, 5.
- [Meyer-Vernet, 2007] MEYER-VERNET, N. (2007). *Basics of the Solar Wind*. Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- [Meyer-Vernet et al., 2010] MEYER-VERNET, N. et AL. (2010). Detection of fast nanoparticles in the solar wind. In *AIP Conference Proceedings report*, volume 1216, pages 502–505. Twelfth International Solar Wind Conference, AIP Conference Proceedings.
- [Meyer-Vernet et al., 1986] MEYER-VERNET, N., COUTURIER, P., HOANG, S., PERCHE, C., STEINBERG, J. L., FAINBERG, J. et MEETRE, C. (1986). Plasma diagnosis from thermal noise and limits on dust flux or mass in comet Giacobini-Zinner. *Science*, 232(4748):370–374.
- [Meyer-Vernet et al., 2009] MEYER-VERNET, N., MAKSIMOVIC, M., CZECHOWSKI, A., MANN, I., ZOUGANELIS, I., GOETZ, K., KAISER, M., CYR, O. S., BOUGERET, J.-L. et BALE, S. (2009). Dust Detection by the Wave Instrument on STEREO : Nanoparticles Picked up by the Solar Wind ? *Solar Phys*, 256:463–474.
- [Meyer-Vernet et Perche, 1989] MEYER-VERNET, N. et PERCHE, C. (1989). Tool Kit for Antennae and Thermal Noise. *Journal of Geophysical Research*, 94(A3): 2405–2415.
- [Meyer-Vernet et Zaslavsky, 2012] MEYER-VERNET, N. et ZASLAVSKY, A. (2012). *Nanodust in the Solar System : Discoveries and Interpretations*, chapitre In situ detection of interplanetary and Jovian nanodust with radio and plasma wave instruments, pages 133–160. Astrophysics and Space Science Library. Springer, Heidelberg, New York, Dordrecht et London, springer édition.
- [Mitchell et al., 2001] MITCHELL, J. D., CROSKEY, C. L. et GOLDBERG, R. A. (2001). Evidence for charged aerosols and associated meter-scale structure in identified PMSE/NLC regions. *Geophysical Research Letters*, 28(8):1423–1426.
- [Mukai, 1996] MUKAI, T. (1996). Sublimation of Interplanetary Dust. In GUSTAFSON, B. A. S. et HANNER, M. S., éditeurs : *IAU Colloq. 150 : Physics, Chemistry, and Dynamics of Interplanetary Dust*, volume 104 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 453.
- [Naumann et al., 1969] NAUMANN, R. J., JEX, D. W. et JOHNSON, C. L. (1969). *Calibration of Pegasus and Explorer XXIII detector panels*. NASA technical report, Washington, D. C.
- [Pantellini et al., 2013] PANTELLINI, F., LE CHAT, G., BELHEOUANE, S., MEYER-VERNET, N. et ZASLAVSKY, A. (2013). On the detection of nano dust using spacecraft based boom antennas. *Solar Wind 13 : Proceedings of the Thirteenth International Solar Wind Conference*, 1539:414–417.

- [Parker, 1958] PARKER, E. N. (1958). Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. *Astrophysical Journal*, 128:664.
- [Parks, 2004] PARKS, K. G. (2004). *Physics of Space Plasmas*.
- [Poynting, 1903] POYNTING, J. H. (1903). Radiation in the Solar System : its Effect on Temperature and its Pressure on Small Bodies. *Roy. Astron. Soc.*, 202:525–552.
- [Predehl et Schmitt, 1995] PREDEHL, P. et SCHMITT, J. H. M. M. (1995). X-raying the interstellar medium : ROSAT observations of dust scattering halos. *Astronomy and Astrophysics*, 293:889–905.
- [Robertson, 1937] ROBERTSON, H. P. (1937). Dynamical effects of radiation in the solar system. *Roy. Astron. Soc.*, 97:423–438.
- [Sekanina et al., 2001] SEKANINA, Z., HANNER, M. S., JESSBERGER, E. K. et FOMENKOVA, M. N. (2001). *Cometary Dust*, page 95.
- [Simpson et Tuzzolino, 1985] SIMPSON, J. A. et TUZZOLINO, A. J. (1985). Polarized polymer films as electronic pulse detectors of cosmic dust particles. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 236.
- [Slavin et al., 2012] SLAVIN, J. D., FRISCH, P. C., MÜLLER, H.-R., HEERIKHUISEN, J., POGORELOV, N. V., REACH, W. T. et ZANK, G. (2012). Trajectories and Distribution of Interstellar Dust Grains in the Heliosphere. *Astrophys. J.*, 760:46.
- [Smith et al., 1978] SMITH, E. J., TSURUTANI, B. T. et ROSENBERG, R. L. (1978). Observations of the interplanetary sector structure up to heliographic latitudes of 16 deg - Pioneer 11. *Journal of Geophysical Research*, 83:717–724.
- [Smith et Balogh, 1995] SMITH, J. E. et BALOGH, A. (1995). Ulysses observations of the radial magnetic field. *Geophys. Res. Lett.*, 22(23):3317–3320.
- [Sterken et al., 2012] STERKEN, V. J., ALTOBELLI, N., KEMPF, S., SCHWEHM, G., SRAMA, R. et GRÜN, E. (2012). The flow of interstellar dust into the solar system. *Astronomy and Astrophysics*, 538:A102.
- [Sykes, 1991] SYKES, M. V. (1991). Cometary and Asteroidal Sources of Interplanetary Dust. In LEVASSEUR-REGOURD, A. C. et HASEGAWA, H., éditeurs : *Origin and Evolution of Interplanetary Dust*, volume 173, page 389, Kyoto, Japan. IAU Colloq. 126, Kluwer Academic Publishers and Astrophysics and Space Science Library.
- [Sykes et al., 2004] SYKES, M. V., GRÜN, E., REACH, W. T. et JENNISKENS, P. (2004). *The interplanetary dust complex and comets*. Numéro 745. University of Arizona Press, Tucson, comets ii édition.
- [Taylor et al., 1996] TAYLOR, A. D., BAGGALEY, W. J. et STEEL, D. I. (1996). Discovery of interstellar dust entering the Earth's atmosphere. *Nature*, 380:323–325.
- [Tiersch et Notni, 1989] TIERSCH, H. et NOTNI, P. (1989). The electric potential on dust particles in comets and in interplanetary space. *Astronomische Nachrichten*, 310(1):67–78.
- [Wehry et Mann, 1999] WEHRY, A. et MANN, I. (1999). Identification of β -meteoroids from measurements of the dust detector onboard the ULYSSES spacecraft. *Astron. Astrophys.*, 341:296–303.

- [Whipple, 1958] WHIPPLE, F. L. (1958). The meteoritic risk to space vehicles. *In Vistas in Astronautics*, pages 115–124, New York. First Annual Air Force Office of Scientific Research Astronautics Symposium, Pergamon Press.
- [Yamamoto *et al.*, 2000] YAMAMOTO, S., NAKAMURA, A. M. et MUKAI, T. (2000). Impact Fragments from Asteroids by Mutual Collisions and Cosmic Dust Bombardments. *Advances in Space Research*, 25:289–292.
- [Zaslavsky *et al.*, 2012] ZASLAVSKY, A., MEYER-VERNET, N., MANN, I., CZECHOWSKI, A., ISSAUTIER, K., LE CHAT, G., PANTELLINI, F., GOETZ, K., MAKSIMOVIC, M., BALE, S. D. et KASPER, J. K. (2012). Interplanetary dust detection by radio antennas : Mass calibration and fluxes measured by STEREO/WAVES. *J. Geophys. Res.*, 117.
- [Zel'dovich, 1968] ZEL'DOVICH, Y. B. (1968). Emf produced by a shockwave moving in a dielectric. *Soviet Physics JETP*, 26(1):237–243.
- [Zook et Berg, 1975] ZOOK, H. A. et BERG, O. E. (1975). A source for hyperbolic cosmic dust particles. *Planetary and Space Science*, 23:183–203.
- [Zook *et al.*, 1996] ZOOK, H. A., GRÜN, E., BAGUHL, M., HAMILTON, D. P., LINKERT, G., LIU, J.-C., FORSYTH, R. et PHILLIPS, J. L. (1996). Solar Wind Magnetic Field Bending of Jovian Dust Trajectories. *Science*, 274:1501–1503.

Résumé

Les grains de poussière interplanétaires renferment de précieuses informations sur le système solaire ; leur étude est d'autant plus importante qu'elle est devenue un domaine essentiel dans la recherche sur l'héliosphère. Les méthodes classiques de détection de poussières utilisent des instruments conçus spécialement à cet effet. Elles sont basées sur les conséquences des impacts des grains sur les parois des détecteurs, et sont capables de remonter à certaines caractéristiques des poussières telles que leur masse, leur vitesse, leur charge électrique, leur composition, et leur flux. Depuis la découverte de la capacité d'un instrument radio à être sensible aux impacts des grains de poussière sur une sonde spatiale, plusieurs études ont été menées pour déterminer le phénomène physique à l'origine des mesures, les flux, ainsi que les caractéristiques des poussières auxquelles il est possible de remonter. Le présent travail concerne l'exploitation et l'interprétation des observations de poussières de l'instrument WAVES à bord des deux sondes STEREO à 1 UA, ainsi que la modélisation de leur dynamique dans le milieu interplanétaire.

Plus précisément, ces travaux de thèse ont débuté avec une étude des mesures de poussières de taille micro-métrique. Cette étude inclut une analyse statistique des données, une estimation du flux mesuré dont l'ajustement avec une formule théorique simplifiée a permis de séparer la composante interplanétaire de la composante interstellaire du flux, et a ainsi donné une estimation de la direction d'arrivée des poussières interstellaires afin de pouvoir la comparer avec celle obtenue par les précédentes recherches utilisant des instruments conventionnels. Les résultats de cette étude ont montré que les données de l'instrument radio et plasma S/WAVES étaient pertinentes dans le sens où malgré les incertitudes sur les données et les simplifications de la modélisation du flux, les mesures de direction fournies par cet instrument sont au moins aussi précises que celles fournies par les instruments conventionnels.

Nous avons, par la suite, entamé une étude sur les observations de nanoparticules de l'instrument S/WAVES à 1 UA ayant pour objectifs la compréhension du phénomène physique responsable de la génération des impulsions électriques mesurées, l'exploitation et la comparaison des mesures de formes d'ondes et celles de spectres de puissances fournies par deux modes différents de l'instrument radio/plasma, ainsi que la modélisation de la dynamique des nanoparticules dans le milieu interplanétaire en s'appuyant sur l'hypothèse de création de nanoparticules au voisinage du Soleil. Nous avons montré qu'une impulsion caractéristique d'un impact d'une nanoparticule se forme suite à la perturbation temporaire du courant de retour de photo-électrons de l'antenne électrique la plus proche du point d'impact. De plus, la comparaison des flux mesurés et déduits des observations réalisées dans deux domaines différents (temporel et fréquentiel) montre une cohérence et un accord entre les mesures. Enfin, la modélisation de la dynamique des nanoparticules appuie le fait que des nanoparticules créées près du Soleil sont accélérées par le vent solaire et peuvent atteindre 300 km s^{-1} à 1 UA. L'analyse statistique des résultats de cette étude à 1 UA a montré une cohérence avec les mesures obtenues sur STEREO, mais aussi avec l'interprétation de ces mesures et l'estimation de la charge du nuage de plasma.

Mots clés : *Vent solaire ; instrument radio/plasma ; poussières ; nanoparticules ; plasma ; héliosphère*

Nanoparticles in the interplanetary medium : Spatial observations and theory

Abstract

Interplanetary dust grains contain so important informations about solar system ; their study is especially important as it has become a key research area in the heliosphere investigation. Conventional methods of dust detection use instruments specially designed for this purpose. These methods are based on the consequences of dust grains impacts on the detectors walls, and are able to trace certain characteristics of dust such as their mass, velocity, electric charge, composition, and their flux. Since the discovery of the ability of a radio instrument to be sensitive to dust impacts on a spacecraft, several studies have been conducted to determine the physical phenomena causing measures, fluxes, and dust characteristics that are possible to trace. The present work concerns the exploitation and interpretation of the dust observations provided by the WAVES instrument on board the two STEREO probes at 1 AU, as well as modeling the dust dynamics in the interplanetary medium.

More exactly, this thesis began with a study of the sub-micron dust data provided by the radio and plasma instrument S/WAVES. This study includes a statistical analysis of data, and an estimate of the measured flux. The fitting of this measured flux, with a simplified theoretical formula, allowed us to separate the interstellar component from the interplanetary component of the flux, and thus gave an estimate of the direction of arrival of interstellar dust. The latter was compared with that obtained by previous research using conventional instruments. The results of this study showed that these data were relevant in the sense that despite the uncertainties on the data and the simplified modeling of the flux, the measurements of the direction provided by this instrument are at least as accurate as those provided by conventional instruments.

We, thereafter, began a study of observations of nanoparticles of the instrument S/WAVES at 1 AU in order to understand the physical phenomena that generates the measured electrical pulses, to process and to compare between the waveforms observations and those of power spectra, and also in order to model the dynamics of nanoparticles in the interplanetary medium based on the assumption of nanoparticles created in the vicinity of the Sun. We showed that a typical pulse generated by

a nanoparticle impact is formed by the temporary disruption of the photo-electrons return current of the antenna which is closest to the point of impact. In addition, the comparison of measured and inferred flux observations in two different domains (time and frequency) shows a consistency and agreement between measurements. Finally, the modeling of the dynamics of nanoparticles supports the fact that nanoparticles created near the Sun are accelerated by the solar wind and can reach 300 km s^{-1} at 1 AU. Statistical analysis of the results of this study to 1 AU showed a consistency with the measurements obtained with STEREO data, and also with the interpretation of these measurements and the estimation of the electric charge of the plasma cloud.

Keywords : *Solar wind ; radio/plasma instrument ; dust ; nanoparticules ; plasma ; heliosphere*