



HAL
open science

Etude Goniopolarimétrique des Emissions Radio de Jupiter et Saturne à l'aide du Récepteur Radio de la Sonde Cassini

Baptiste Cecconi

► **To cite this version:**

Baptiste Cecconi. Etude Goniopolarimétrique des Emissions Radio de Jupiter et Saturne à l'aide du Récepteur Radio de la Sonde Cassini. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2004. Français. NNT: . tel-00010375v1

HAL Id: tel-00010375

<https://theses.hal.science/tel-00010375v1>

Submitted on 3 Oct 2005 (v1), last revised 3 Oct 2005 (v2)

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.

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

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS VII – DENIS DIDEROT
Spécialité: ASTROPHYSIQUE ET MÉTHODES ASSOCIÉES

par

BAPTISTE CECCONI

Étude goniopolarimétrique des émissions radio de Jupiter et Saturne à l'aide du récepteur radio de la sonde Cassini

Soutenue le 26/04/2004, à Meudon, devant le jury composé de

Marcello Fulchignoni	Président du Jury
Christopher Harvey	Rapporteur
Robert MacDowall	Rapporteur
André Mangeney	Directeur de Thèse
Philippe Zarka	Co-directeur de Thèse
Philippe Louarn	Examineur



Table des matières

1	Introduction	7
1.1	Émissions radio non-thermiques	9
1.1.1	Émissions aurorales	10
1.1.2	Ceintures de radiations	10
1.1.3	Éclairs d'orages	11
1.1.4	Continuum	11
1.1.5	Autres	11
1.2	Étudier à distance les plasmas sources	11
1.3	Cassini RPWS	14
1.4	Observer en radio basse fréquence	14
2	Instrumentation Radio Spatiale	17
2.1	Le dipôle électrique	17
2.1.1	Diagramme de réception d'une antenne	18
2.1.2	Le dipôle court	18
2.1.3	Impédance d'antenne – Résonance	20
2.1.4	Dipôle électrique équivalent – Etalonnage	21
2.2	Goniopolarimétrie : 1,2,3 antennes	22
2.2.1	Introduction à la goniopolarimétrie	22
2.2.2	1 antenne seule	23
2.2.3	2 antennes – Satellite tournant	24
2.2.4	3 antennes – Satellite stabilisé	24
2.3	Mesures de flux absolus	28
3	RPWS/HFR sur Cassini	31
3.1	RPWS/HFR : présentation détaillée	33
3.1.1	Un récepteur programmable	33
3.1.2	Dynamique et sensibilité	35
3.1.3	Le mode GP	35
3.2	Goniopolarimétrie sur RPWS/HFR	36

3.2.1	Inversions Goniopolarimétriques Analytiques	37
3.2.2	Sources d'erreurs	42
3.2.3	Discussion	45
3.2.4	Autres inversions	46
4	Étalonnage de l'expérience RPWS/HFR	49
4.1	Étalonnage des dipôles électriques	49
4.1.1	Analyse rhéométrique	50
4.1.2	Simulation électromagnétique	51
4.1.3	Étalonnage en vol	52
4.1.4	Application aux antennes de RPWS/HFR	55
4.1.5	Discussion	55
4.2	Étalonnage en flux	58
4.2.1	Étalonnage BF – Hypothèse d'antenne courte	58
4.2.2	Étalonnage HF – Rayonnement galactique	58
4.2.3	Comparaison des deux méthodes	59
4.2.4	Contraintes sur les paramètres d'antennes	59
5	Application aux émissions radio de Jupiter	63
5.1	Spectre radio jovien de référence	63
5.1.1	Spectre radio basse fréquence	63
5.1.2	sporadicité, directivité et puissance des émissions	64
5.2	Sursauts Quasi-Périodiques Joviens	68
5.2.1	Observations conjointes Cassini–Galileo	69
5.2.2	Un premier résultat de goniopolarimétrie	69
5.2.3	Étude comparative	74
6	Conclusion et Perspectives	77
6.1	Tour de Saturne	77
6.1.1	Goniopolarimétrie	78
6.1.2	Mesures de Flux	80
6.1.3	Une application : Période de rotation sidérale de Saturne	80
6.2	Extension des méthodes d'analyses goniopolarimétriques	82
6.3	Application à d'autres expériences – STEREO	84
6.4	Conclusion	84
	Remerciements	87
A	Liste de publications	89
	Publication dans des revues à comité de lecture	89
	Proceedings à comité de lecture	89
	Communication à des congrès, symposium (non publiées)	89
	Séminaires, ateliers	90
B	[Cecconi & Zarka, Radio Sci., 2004]	91
C	[Vogl et al., J. Geophys. Res., 2004]	113
D	[Zarka et al., J. Geophys. Res, 2004]	129
E	[Hospodarsky et al., J. Geophys. Res, 2004]	149

F [Cecconi & Zarka, MOP, 2002]	163
G Onde électromagnétique et Polarisation	173
G.1 Paramètres de Stokes	173
G.2 Ellipse de Polarisation	175
G.3 Equivalence des 2 notations	176
G.4 Rotation du repère	177
H Expressions des mesures	179
H.1 Relier les mesures aux paramètres de l'onde	179
H.2 Dans le repère du satellite	181
H.3 Dans le repère des antennes	182
H.4 Dans le repère de l'onde	182
I Les Quaternions	185
I.1 Rotation 3D : notation vectorielle	185
I.2 Les Quaternions	185
Bibliographie	187

CHAPITRE 1

Introduction

Si l'on cherche un point commun entre trois planètes aussi différentes en apparence que la Terre, Jupiter et Saturne, c'est vers leur champ magnétique interne qu'il faut se tourner. Ce champ magnétique — dipolaire en première approximation — interagit avec le vent solaire pour former une cavité magnétique où la dynamique du plasma est gouvernée par le champ magnétique planétaire : c'est ce que l'on appelle une magnétosphère. Cette cavité est délimitée par sa magnétopause, région où la pression magnétique interne du champ planétaire et la pression dynamique externe du vent solaire s'équilibrent. Le vent solaire, flot de particules chargées — principalement des électrons, des protons, des noyaux d'Hélium (environ 4%) et d'autres ions en quantités très faibles — expulsé par le Soleil à des vitesses de 400 à 800 km/s, compresse cette magnétosphère, lui donnant une forme oblongue. Le nez, côté Soleil, est comprimé. La queue, elle, est très étendue vers l'arrière.

Dans le cadre de la magnétohydrodynamique idéale, les particules du vent solaire ne peuvent pas pénétrer dans la magnétosphère car la magnétopause forme une barrière infranchissable. Magnétosphère et vent solaire sont alors complètement séparés. La magnétosphère crée donc un obstacle dans l'écoulement du vent solaire. Comme ce dernier est supersonique, une onde de choc se forme en amont de la magnétopause. La région située entre la magnétopause et le choc amont est appelé magnétogaine. C'est une zone de transition entre le vent solaire et la magnétosphère où le flot du vent solaire est comprimé et dévié.

Dans la réalité, on observe que l'activité aurorale (les aurores polaires terrestres, par exemple) est fortement corrélée aux variations des paramètres du vent solaire. Ceci contredit l'imperméabilité idéale de la magnétopause. Le modèle qui rend le mieux compte de ces observations est le modèle de Dungey [1961]. Il fait intervenir le phénomène de reconnexion magnétique à la magnétopause. Une conséquence de ce modèle est la prédiction que les lignes de champ magnétique à haute latitude (c'est-à-dire proches des pôles magnétiques) sont ouvertes. Ce qui veut dire qu'elles sont connectées au champ magnétique interplanétaire et peuvent ainsi laisser entrer des particules externes dans la magnétosphère.

D'autres sources de matière ionisée alimentent le plasma magnétosphérique. L'ionosphère de la planète est une source de plasma. L'ionosphère est la partie la plus haute de l'atmosphère. Elle est partiellement ionisée par le bombardement de photons ultraviolets (UV) provenant du Soleil. Les particules ionisées ainsi créées s'échappent de l'ionosphère en suivant les lignes de champ magnétique. Elle restent majoritairement confinées dans la magnétosphère.

Le plasma magnétosphérique peut aussi provenir des satellites gravitant autour de la planète. Dans le cas de

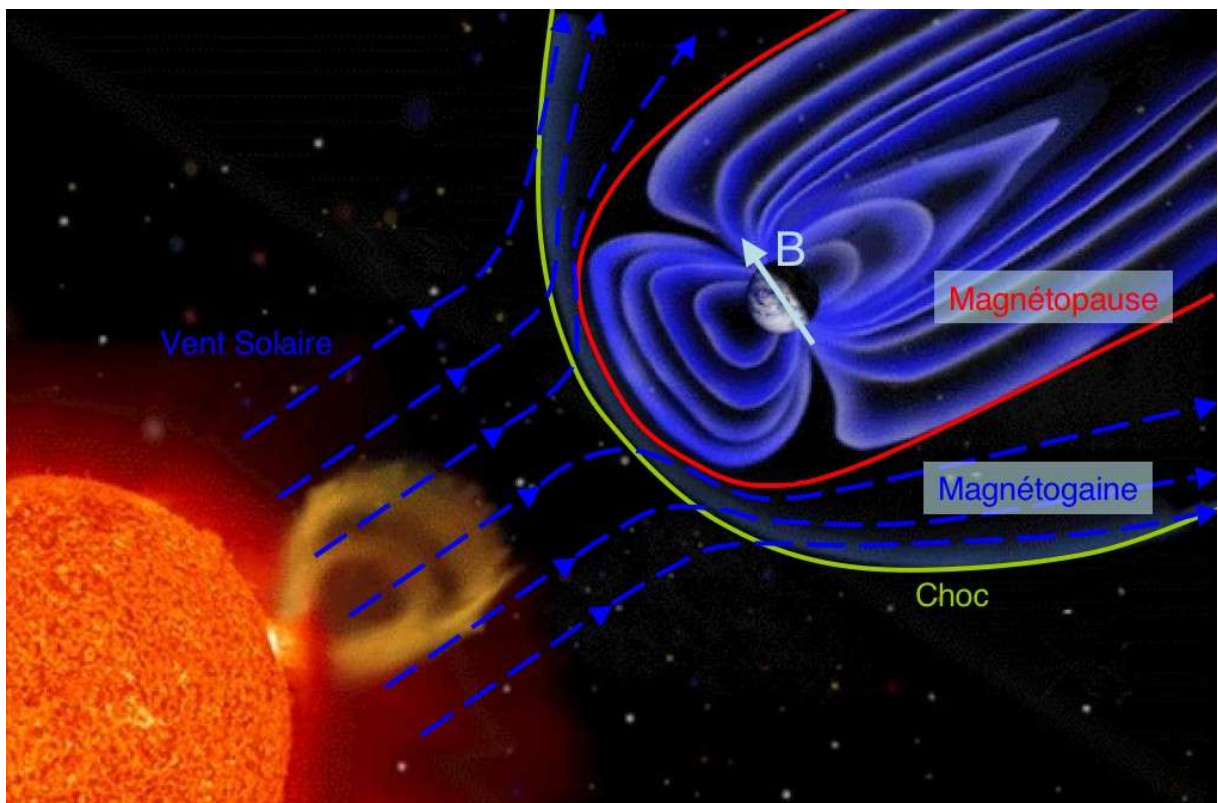


FIG. 1.1 – Schéma d'une magnétosphère. La magnétopause (en rouge) est la région où s'équilibre la pression magnétique interne (induite par le champ magnétique planétaire B) et la pression dynamique du vent solaire (en bleu). Une onde de choc (en jaune) se forme en amont de la magnétosphère puisque l'écoulement du vent solaire est supersonique. Entre le choc et la magnétopause, se trouve la magnétogaine où le flot du vent solaire est dévié.

Jupiter, c'est le satellite Io qui produit une grande partie de la matière ionisée de sa magnétosphère. Le volcanisme actif présent sur ce satellite est dû principalement aux effets de marée induits par Jupiter et par les autres satellites galiléens. Io éjecte ainsi environ 10^3 kg/s de matière dans la magnétosphère de Jupiter. Ces particules sont ionisées par le rayonnement UV du Soleil ou par les collisions avec les particules chargées énergétiques de la magnétosphère. Io est ainsi la principale source de plasma magnétosphérique de Jupiter. De plus, la période de révolution de Io (42h et 27min.) étant différente de la période de rotation du champ magnétique jovien (9h et 55min.), les particules chargées sont entraînées dans le champ magnétique et ne suivent pas le satellite. Cela forme un tore de plasma tout au long de l'orbite de Io.

Une magnétosphère est donc une cavité dans le vent solaire alimentée par différentes sources en particules ionisées par différents processus. Ces particules vont se déplacer le long des lignes de champ magnétique dans un mouvement giratoire décrit par la force de Lorentz. Les mesures in-situ des fonctions de distribution de ces particules ont fait apparaître une population raréfiée ($\sim 10^{-2} - 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ dans la magnétosphère de Jupiter) d'ions et d'électrons dont les énergies sont supérieures à 10 keV , et jusqu'à 2 MeV dans les régions plus internes. Deux mécanismes permettent d'expliquer l'existence de particules aussi énergétiques. Ces processus de chauffage du plasma sont appelés effet "bêtatron" et effet "Fermi". Ils ont lieu lors du transport par diffusion radiale des particules chargées. Cette diffusion lente est considérée comme adiabatique. Le premier effet provient de la conservation du premier invariant adiabatique, le moment magnétique, $\mu = mv_{\perp}^2/2B$. La vitesse perpendiculaire v_{\perp} augmente si le champ magnétique (B) augmente : $v_{\perp}^2 \propto B \propto R^{-3}$. Le second effet découle de la conservation du second invariant adiabatique $J = \int mv_{\parallel} d\ell$ où l'intégration est effectuée entre les deux points miroirs de la particule. La vitesse parallèle v_{\parallel} augmente lorsque la longueur de la ligne de champ diminue : $v_{\parallel}^2 \propto \ell^{-2} \propto R^{-2}$. Ces processus adiabatiques permettent une accélération de particules jusqu'au MeV en quelques dizaines heures. D'autres processus non adiabatiques (reconnexion, onde d'Alfvén, instabilité de Kelvin-Helmholtz) peuvent avoir lieu de manière plus transitoire et permettent d'accélérer plus rapidement les particules en créant un champ électrique parallèle au champ magnétique. L'efficacité de ces processus est encore controversée.

Les particules chargées qui subissent une accélération émettent un rayonnement électromagnétique. Les mécanismes entrant en jeu dépendent de l'énergie de la particule et de la distribution des vitesses de la population des particules émettrices. Aux fréquences radio qui nous intéressent (de quelques kHz à quelques MHz), ce sont les électrons qui produisent le rayonnement. Les ions produisent un rayonnement à plus basse fréquence.

1.1 Émissions radio non-thermiques

La première détection d'une émission radio planétaire fut fortuite. Burke et Franklin [1955a,b] cherchaient à cartographier le ciel en radio basse fréquence (à 22.2 MHz). Ils observèrent une source radio très intense qui se déplaçait de jour en jour dans le ciel. L'hypothèse première d'un parasite d'origine humaine fut abandonnée lorsqu'ils s'aperçurent que le mouvement de la source correspondait au mouvement de Jupiter dans le ciel [Burke et Franklin, 1955a]. Ils avaient observé pour la première fois le rayonnement radio jovien décimétrique (DAM). Ces émissions ont très vite été interprétées comme la signature d'émission cyclotron d'électrons dans le champ magnétique de Jupiter [Burke et Franklin, 1955b]. Par la même occasion, on découvre donc que Jupiter possède un fort champ magnétique ($\sim 14 \cdot 10^{-4} \text{ T}$, soit environ 20 fois celui de la Terre). Quelques années plus tard, Roberts et Stanley [1959] découvrent le rayonnement décimétrique (DIM) de Jupiter et proposent l'explication d'une émission synchrotron d'électrons ultra-relativistes piégés dans des ceintures de radiations du type des ceintures de Van Allen (découvertes un an plus tôt autour de la Terre par des mesures in-situ [Van Allen, 1958]). Avec le développement de la physique spatiale et de l'exploration planétaire, on a pu observer que toutes les planètes magnétisées produisaient des émissions radio non-thermiques. Le caractère non-thermique de ces rayonnements est clair : les énergies libérées lors de leurs émissions atteignent des températures de brillance de l'ordre de 10^{15} K pour le DAM et "seulement" 10^6 K pour le DIM. La mission Voyager, en particulier, a observé les émissions radio de Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune. Ces émissions s'étendent dans une gamme très large de fréquence. Pour Jupiter, celle-ci s'étend de quelques kHz à $\sim 10 \text{ GHz}$, fréquence à laquelle le rayonnement thermique devient prépondérant.

Ce sont principalement les électrons énergétiques (de quelques keV à quelques MeV) qui produisent ces émis-

sions radio non-thermiques. Les mécanismes (microscopiques, pas forcément le scénario détaillé) de génération sont généralement bien compris, notamment grâce aux études détaillées des émissions radio aurorales terrestres permises par les nombreuses missions spatiales mises en orbite autour de la Terre. Elles ont permis de comprendre les mécanismes d'émissions du rayonnement radio auroral terrestre (AKR ou TKR, pour Auroral ou Terrestrial Kilometric Radiation) en traversant les sources aurorales et en mesurant les distributions des particules in-situ.

Les émissions radio non-thermiques des planètes magnétisées peuvent être classées en 4 catégories (les émissions aurorales, les ceintures de radiations, les éclairs d'orages, le continuum) auxquelles on adjoint une série d'émissions moins bien identifiées. Les différentes émissions ne sont pas présentes pour toutes les planètes.

1.1.1 Émissions aurorales

Cette catégorie regroupe les émissions radio BF (basses fréquences) provenant des hautes latitudes aurorales. Elles sont induites par l'accélération des électrons aux pôles magnétiques de la planète, ainsi que, le cas échéant, celles résultant de l'interaction des satellites avec le champ magnétique planétaire (par exemple, l'interaction Io-Jupiter). Le mécanisme d'émission reconnu aujourd'hui est l'instabilité maser-cyclotron (IMC) [Wu et Lee, 1979]. Ce mécanisme permet une émission cohérente à la fréquence cyclotron électronique locale ($f_{ce} = eB/2\pi m_e$). Le caractère cohérent du processus d'émission est nécessaire pour expliquer les intensités produites. Pour les émissions aurorales terrestres le flux¹ moyen mesuré vaut environ $10^5 Jy$ à $1 UA$. Dans le cas de Jupiter, les mesures dépassent $10^7 Jy$ à $1 UA$. Une limite supérieure de l'extension des sources du DAM a été établie à $400 km$ par interférométrie intercontinentale (VLBI) [Dulk, 1970]. Ceci implique une température de brillance $T_B > 10^{18} K$. La puissance radio émise est estimée à 1% de la puissance précipitée sous forme d'électrons énergétiques dans les sources.

Ces émissions couvrent une large gamme de fréquences : quelques dizaines de kHz à quelques dizaines de MHz (soit les gammes kilométriques à décamétriques) [Zarka, 2000]. Les observations montrent que les ondes sont principalement émises sur le mode X (extraordinaire) : elles sont polarisées circulairement à droite lorsqu'elles proviennent du pôle Nord magnétique et à gauche lorsqu'elles proviennent du pôle Sud magnétique. Le mécanisme implique la présence d'électrons de quelques keV dans des zones fortement magnétisées (i.e. $f_{pe} \ll f_{ce}$). Les régions concernées sont donc généralement les hautes latitudes magnétiques (autrement dit circumpolaires). Ces émissions portent différents noms suivant la planète d'où elles proviennent. Pour la Terre, les émissions kilométriques aurorales s'appellent "TKR" (Terrestrial Kilometric Radiation) pour les astronomes, ou "AKR" (Auroral Kilometric Radiation) pour les géophysiciens. Les émissions joviennes sont plus complexes et ont différentes appellations suivant la gamme de fréquence et les régions émettrices : "bKOM" (Broadband Kilometer) émission aurorale kilométrique à bande large que l'on différencie des émissions kilométriques à bande étroite ou "nKOM" (Narrowband Kilometer) qui proviennent du tore de plasma de Io, "HOM" (Hectometer) émission aurorale hectométrique, "Io DAM" émission décamétrique contrôlée par Io, "non-Io DAM" émission décamétrique aurorale indépendante de Io. Dans le cas de Saturne, on les appelle "SKR" (Saturnian Kilometric Radiation).

1.1.2 Ceintures de radiations

Les ceintures de radiations sont une région de la magnétosphère où sont piégées des électrons de très haute énergie. Sur Terre, ce sont les ceintures de Van Allen, du nom de son découvreur [Van Allen, 1958]. Aucune émission radio en provenance de ces ceintures n'a été observée sur Terre. Seul Jupiter montre un rayonnement décimétrique (DIM), soit quelques GHz , en provenance de ces ceintures de radiation. Cette région forme un toroïde autour de Jupiter. Son extension équatoriale avoisine $\sim 2R_J$ (rayons joviens). Ce rayonnement synchrotron est induit par les électrons ultra-relativistes (quelques MeV). Contrairement au DAM, le processus d'émission n'est pas cohérent. Les températures de brillance de $10^3 - 10^6 K$ résultent de la superposition incohérente des intensités émises par chaque électron.

1. Les flux radio sont mesurés en Jansky : $1 Jy = 10^{-26} W m^{-2} Hz^{-1}$. Les mesures de flux sont rapportées à $1 UA$ (Unité Astronomique) pour pouvoir les comparer plus aisément : un flux donné "à $1 UA$ " est le flux que mesurerait un observateur situé à $1 UA$ de la source.

1.1.3 Éclairs d'orages

Un éclair d'orage résulte d'un claquage atmosphérique entre deux régions chargées. En général, ils se produisent entre des nuages chargés positivement (partie haute des nuages) ou négativement (partie basse) et le sol qui lui possède une charge négative encore plus importante. Ces décharges sporadiques permettent de rétablir la neutralité de charge perturbée par la formation de l'orage. L'établissement de l'éclair s'effectue en 2 étapes. Tout d'abord un courant de faible amplitude (le précurseur) crée un canal ionisé dans lequel un courant de grande intensité passe ensuite. Ces pulses de courant créent un rayonnement radio sporadique et à large bande (quelques kHz à quelques $10MHz$). La largeur de la bande est liée au temps caractéristique τ du pulse de courant. Les fréquences excitées couvrent un spectre $[0, f_{\max}]$ où $f_{\max} \sim 1/\tau$.

Ce rayonnement électromagnétique se propage sur le mode siffleur à basse fréquence — fréquences inférieures aux fréquences cyclotron f_{ce} et plasma f_{pe} des électrons — le long des lignes de champ magnétique. Cette partie basse fréquence a été observée sur la Terre, [Helliwell, 1965], Jupiter [Gurnett et al., 1979] et Neptune [Gurnett et al., 1990]. La partie haute fréquence, qui se propage dans tout l'espace, a été observée sur la Terre [Herman et al., 1973], Saturne [Kaiser et al., 1983; Zarka, 1985a] et Uranus [Zarka et Pedersen, 1986]. Si les processus d'émissions sont les mêmes, les observations sont différentes suivant les planètes, en particulier le fait que l'une ou l'autre des deux composantes soit absente des observations (voir [Farrell, 2000; Zarka, 1985b,c] pour une discussion sur les différentes explications). Les deux types d'émissions sont probablement produites dans tous les cas, mais ne sont pas toujours détectées.

1.1.4 Continuum

Ce sont des émissions de basse fréquence ($< 100kHz$) et de faible amplitude qui sont présentes dans les spectres radio de toutes les planètes magnétisées. Elles résulteraient de la conversion d'ondes électrostatiques en ondes électromagnétiques sur des gradients de densité dans des régions proches de la magnétopause. Les ondes dont la fréquence est inférieure à la fréquence plasma du vent solaire restent piégées dans la cavité magnétosphérique. La partie supérieure du spectre peut s'échapper dans le milieu interplanétaire. Les multiples réflexions sur des interfaces mobiles modifient la fréquence des émissions par effet Doppler. La superposition de toutes ces ondes à différentes fréquences forme un spectre continu et lentement variable dans le temps [Kurth, 1992].

1.1.5 Autres

Viennent finalement des composantes plus spécifiques d'origines moins bien identifiées. Par exemple, dans le cas de Jupiter, on peut distinguer 2 autres types d'émissions particulières. Tout d'abord les émissions dites "nKOM" (Narrowband Kilometer Radiation, émission kilométrique à bande étroite). Elles proviennent de sources discrètes réparties dans le tore de Io. Enfin, il existe des émissions sporadiques basse fréquence, appelées "sursauts QP" (pour Quasi-Périodiques). Ces émissions montrent en général une pseudo période de l'ordre de 15 à 40 minutes [Hospodarsky et al., 2004] et s'observent à des fréquences de l'ordre de $10kHz$. Des sursauts d'une morphologie temps-fréquence semblable sont aussi observés sur Terre. On les appelle les sursauts BF terrestres [Steinberg et al., 2004]. On ne sait cependant pas si les sursauts QP jovien et les sursauts BF terrestres ont pour origine la même phénoménologie.

1.2 Étudier à distance les plasmas sources

L'étude des différentes émissions radio planétaires donne accès à un certain nombre de paramètres sur les conditions du plasma source et aboutit donc à une meilleure compréhension des mécanismes d'émissions. Les émissions radio sont donc potentiellement intéressantes pour sonder à distance les plasmas sources.

Dans le cas des émissions aurorales, où le mécanisme d'émission admis est l'IMC, les mesures nous permettent d'obtenir des informations sur le champ magnétique dans les régions de haute latitude magnétique : la coupure

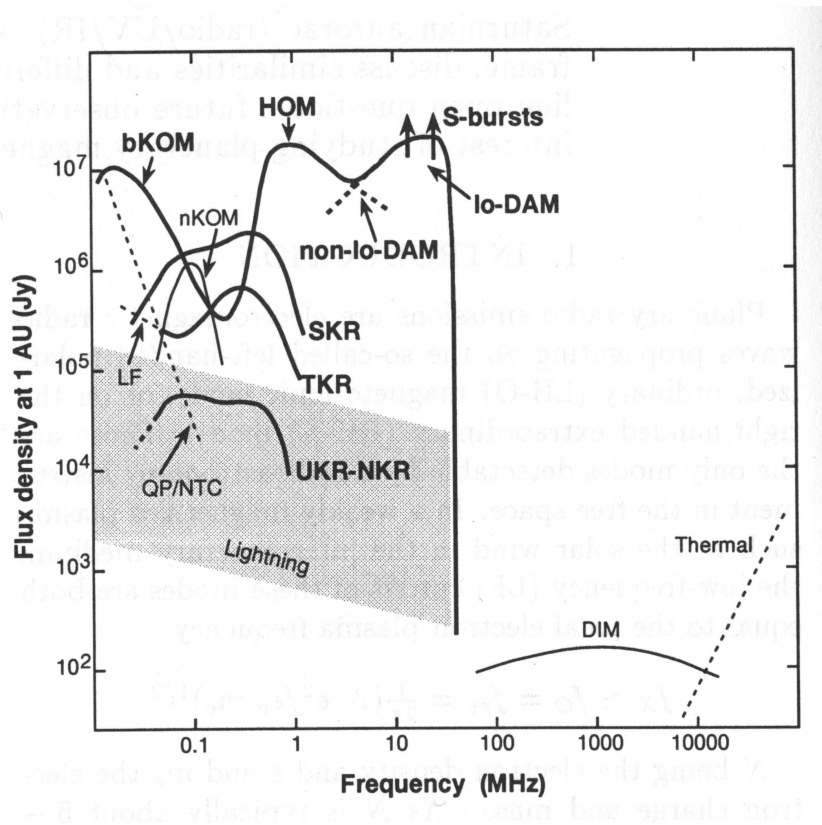


FIG. 1.2 – Spectre composite de toutes les émissions joviennes et des émissions aurorales des autres planètes magnétisées. Les traits gras indiquent les émissions provenant des hautes latitudes magnétiques. La zone grisée des éclairs d’orages correspond aux intensités détectées à Saturne et Uranus. Les signatures d’éclairs terrestres sont plus faibles de plusieurs ordres de grandeurs. “DIM” est l’émission décimétrique de Jupiter (rayonnement synchrotron provenant des ceintures de radiations). Le pointillé “LF” représente les sursauts basse fréquence terrestres (Low Frequency Bursts), le “QP”, les sursauts quasi-périodiques joviens et le “NTC”, le continuum non-thermique de Jupiter [adapté de Zarka, 2000; Zarka et al., 2004]

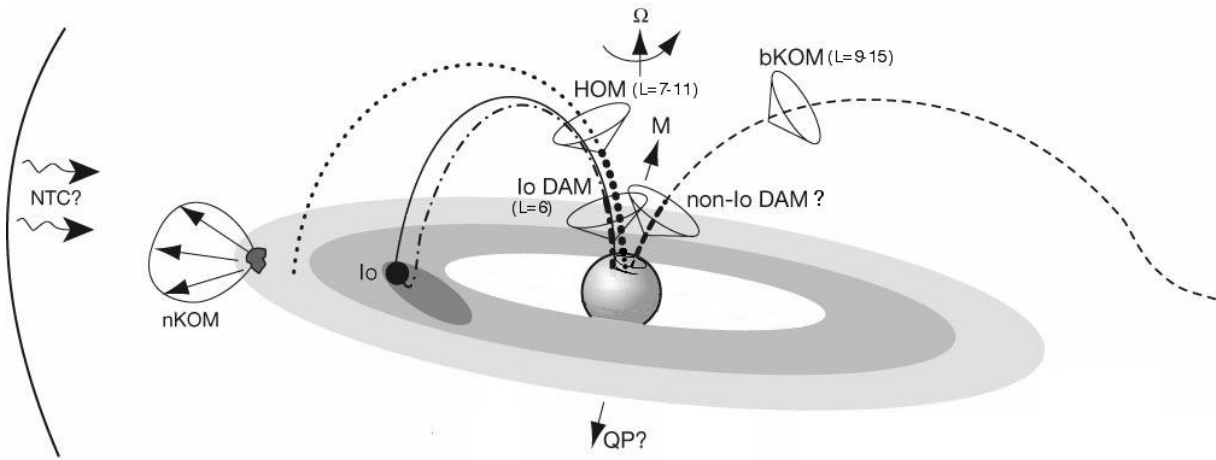


FIG. 1.3 – Schéma de la position des radio-sources dans la magnétosphère de Jupiter. Les axes de rotation sidérale Ω et magnétique M sont indiqués. Le tore de Io est schématisé en gris. La courbe à l'extrême gauche représente la magnétopause de Jupiter, mais la distance Jupiter–magnétopause n'est pas à l'échelle. Les lignes pointillées grasses indiquent les régions d'émissions aurorales qui existent dans les deux hémisphères. Les émissions bKOM, HOM et DAM sont générées à une fréquence $f \sim f_{ce}$ et sont focalisées en des cônes d'émissions alignés avec les lignes de champ magnétique. Le continuum non-thermique (NTC) proviendrait de gradients de densité dans des régions proches de la magnétopause [Kurth, 1992]. Les sursauts quasi-périodiques (QP) pourraient provenir des régions à très haute latitude [Hospodarsky et al., 2004]. Le nKOM est émis par des inhomogénéités non-identifiées du tore de Io. Son diagramme de rayonnement est très large.

haute fréquence nous donne par exemple l'intensité du champ magnétique à l'altitude où f_{pe} devient comparable à f_{ce} , altitude qui peut varier de zéro à plusieurs rayons planétaires (de 0.3 à $3R_T$, sur Terre, jusqu'à $3R_J$ sur Jupiter ou encore de 0.1 à $5R_S$ sur Saturne). La morphologie du diagramme d'émission est très particulière : c'est un cône fin axé sur le champ magnétique local. Les paramètres de ce cône d'émission peuvent être reliés à des paramètres du plasma source (rapport f_{pe}/f_{ce} et proportion d'électrons énergétiques par rapport aux électrons thermiques [Wong et al., 1982; Wu et al., 1982; Ladreiter, 1991]). Ces déductions peuvent être confirmées par des mesures in-situ dans le cas des aurores terrestres [Louarn et al., 1990]. Des mesures in-situ de plasma ont aussi été effectuées grâce aux missions d'exploration planétaire (Voyager, Galileo, Cassini, etc) dans les magnétosphères de Jupiter et Saturne. Ces missions n'ont toutefois jamais exploré les régions aurorales des planètes géantes, nécessitant alors une orbite polaire. Les électrons énergétiques qui produisent les ondes radios aurorales sont guidés par les lignes de champ magnétique. Certains d'entre eux vont précipiter dans l'atmosphère donnant naissance aux aurores. Les observations radio permettent de compléter les données enregistrées en UV, Visible ou IR de ces phénomènes auroraux. Ces dernières observations ont l'avantage d'avoir une grande résolution angulaire contrairement aux observations radio, mais les informations sur les particules et les phénomènes d'accélération sont obtenues plus indirectement qu'avec la radio.

Des informations plus globales sur la dynamique magnétosphérique peuvent aussi être déduites. La position des sources donne la localisation des régions émettrices (mais avec la résolution spatiale des instruments radio que l'on verra plus loin). Les variations temporelles permettent de relier les observations à leurs sources d'excitation. Une analyse de Fourier fera apparaître les fréquences caractéristiques de la source d'excitation (rotation de la planète, vent solaire, satellites...). Ainsi, les émissions radio planétaires sont modulées par la rotation du champ magnétique de la planète (des anomalies du champ magnétique en particulier). Pour les planètes géantes, c'est le seul moyen d'avoir accès à la vitesse de rotation interne de la planète. En effet, du fait de leur nature de planète gazeuse, les différentes couches atmosphériques ne se déplacent pas à la même vitesse. La vitesse de rotation

des couches nuageuses les plus externes ne reflète pas directement la rotation du cœur de la planète. Or le champ magnétique est justement généré dans les régions internes de la planète. La variabilité des émissions radio aurorales est la seule observable permettant la mesure de la vitesse rotation sidérale d'une planète. La dernière mesure de la période de rotation sidérale de Jupiter — et la plus précise — a été donnée par Higgins et al. [1997] à partir de 24 ans de données décimétriques : $P = 9\text{ h }55\text{ min. }29.6854\text{ s}$ avec une erreur de 0.0035 s , soit une précision de l'ordre de 10^{-6} .

Enfin, l'étude des éclairs d'orages nous donne des informations sur la dynamique atmosphérique (détection des zones de formation orageuse) ainsi que sur certaines propriétés de la haute atmosphère et de l'ionosphère. Zarka [1985b] donne par exemple un profil de densité électronique dans l'ionosphère de Saturne contraint par les observations de SED (Saturnian Electrical Discharges) enregistrées par les sondes Voyager. Comme les SED sont produits à l'intérieur de l'atmosphère de Saturne, les ondes émises à des fréquences inférieures à la fréquence de coupure f_c de l'ionosphère ne peuvent la traverser. Cette fréquence de coupure f_c dépend de la densité électronique n_e dans l'ionosphère par le biais de la fréquence plasma ($f_{pe} \propto \sqrt{n_e}$) et de l'angle d'incidence de l'onde sur l'ionosphère : $f_c = f_{pe} / \cos \theta$. Cette relation permet d'analyser les fréquences de coupures observées sur les signatures d'éclairs d'orages.

1.3 Cassini RPWS

Ma thèse est axée sur le dépouillement des données de l'instrument radio de la sonde Cassini, enregistrées lors du survol de Jupiter fin 2000, début 2001, et bientôt de celles enregistrées à Saturne. Le récepteur radio haute fréquence HFR² fait partie de l'expérience RPWS (Radio and Plasma Wave Science) et couvre une gamme allant de 3.5 kHz à 16.125 MHz . Il a été conçu et réalisé au DESPA (Département de Recherche Spatiale) de l'Observatoire de Paris. La gamme de ce récepteur est adaptée aux émissions radio de la magnétosphère de Saturne — le SKR s'étendant $\sim 3\text{ kHz}$ à 1.2 MHz — et aux SED. Sur Saturne, la fréquence plasma électronique de l'ionosphère f_{pe} vaut $\sim 6\text{ MHz}$. En considérant un angle d'incidence maximum de $\sim 70^\circ$, on arrive à $\sim 16\text{ MHz}$, la borne supérieure de la gamme de RPWS/HFR.

Pourquoi ne pas observer Saturne depuis la Terre ? L'ionosphère réfléchit toutes les ondes radios de fréquence inférieure à $\sim 10\text{ MHz}$. Elle réfléchit d'ailleurs aussi bien les émissions venant de l'espace que les émissions radio humaines. C'est le principe de la radio "ondes courtes" qui utilise l'intervalle entre la surface de la Terre et son ionosphère comme guide d'onde pour émettre sur tout le globe. Le spectre du SKR, compris entre $0.1 - 0.4\text{ kHz}$ et $1.1 - 1.2\text{ MHz}$, est donc inaccessible depuis le sol d'où la nécessité des observations spatiales. Des missions d'explorations spatiales ont donc été lancées et on y a placé des récepteurs radio. Le rapport signal sur bruit des émissions sera d'autant meilleur qu'on se rapproche des sources. Les données radios viendront de plus compléter les observations in-situ de champ magnétique et de distribution de particules qui pourront être effectuées simultanément. Petit avantage à s'éloigner de la Terre, les parasites radio d'origine humaine (RFI, Radio Frequency Interferences) n'existent pas dans l'espace. Provoqués par les stations hertziennes de radio ou de télévision, par les téléphones mobiles ou les radars militaires, ces parasites polluent une grande partie du spectre radio BF observable depuis la Terre. Les mesures spatiales loin de la Terre seront tout de même perturbées par les parasites émis par les autres instruments placés sur la sonde.

1.4 Observer en radio basse fréquence

La résolution angulaire d'un télescope est liée à la longueur d'onde de l'émission observée λ et au diamètre de la pupille d'entrée D . La limite de résolution du télescope vaut alors $\sim \lambda/D$. C'est la séparation angulaire la plus petite que l'on peut observer. Dans le cas d'un radio télescope, la situation est la même. Si le radio télescope comporte une surface réfléchissante, c'est la dimension de ce miroir qui donne la résolution, comme pour les télescopes

² Le récepteur RPWS/HFR est connu par le CNES sous le nom de KRONOS (Kilometric Radio Observations of Natural waves in the vicinity Of Saturn).

optiques. Dans le cas d'antennes, c'est son aire effective qui permet de déduire une dimension effective qu'on peut relier à la résolution. En général, les radio télescopes basses fréquences terrestres (aux longueurs d'ondes décimétriques, soit $\lambda \sim 10m$) sont composés d'un réseau d'antennes dont l'extension spatiale fixe la résolution. Ainsi, les radio télescopes décimétriques de Nançay en France ($D \sim 100m$) ou de Kharkov en Ukraine ($D \sim 1km$) ont des résolutions angulaires de l'ordre du degré (0.1 à 0.01 *rad* soit 6 à 0.6°).

Dans l'espace le problème de l'encombrement et de la masse entre en jeu. Ces limites dépendent des capacités de lancement des fusées. Ainsi les antennes des récepteurs radio envoyés dans l'espace ne sont pas des paraboles mais, des dipôles ou des monopôles. Ceux-ci peuvent être souples (tendus par la force centrifuge dans le cas des satellites tournants) ou rigides (dans le cas des satellites stabilisés sur leurs 3 axes). Elles sont toujours déployées en vol. Les antennes ont des longueurs variant de quelques mètres à plus de 100m. Ce qui nous donne une résolution de 6 à 60° (0.1 à 1 *rad*) à $\lambda = 10m$ comme c'est le cas pour le récepteur radio de Cassini (contrairement à la caméra UV de Cassini (UVIS) qui a une résolution spatiale de 0.3° et à la caméra visible ISS dont la résolution est de 0.2'). Si on définit la résolution spatiale d'un récepteur radio par sa capacité à distinguer deux sources séparées, on peut dire que les récepteurs radio spatiaux n'ont aucune résolution angulaire : le champ électrique mesuré par une antenne est la somme des champs électriques des différentes ondes électromagnétiques se propageant dans le milieu et il est impossible de les séparer [Carozzi et al., 2000]. On a compensé cette lacune en augmentant la résolution spectrale et temporelle des instruments. L'analyse détaillée des spectres dynamiques (diagrammes représentant l'intensité en fonction du temps et de la fréquence comme celui présenté à la figure 1.4) a permis de comprendre les mécanismes d'émissions et de contraindre les paramètres magnétiques et les distributions de particules des régions d'émission.

Pour pallier à la grande étendue du diagramme de réception des antennes, des méthodes ont été développées pour augmenter la résolution angulaire. C'est ce que l'on appelle la goniopolarimétrie. Le principe consiste à retrouver la direction d'arrivée de l'onde, ses paramètres de polarisation et son flux à partir des mesures enregistrées par un récepteur radio adéquat. L'idée est de comparer les puissances et les phases mesurées sur plusieurs antennes (2 ou 3) lorsqu'une onde se propage dans l'environnement du satellite. Sur les sondes Ulysses ou Wind, le signal est enregistré à partir de 2 antennes. Comme ces sondes tournent sur elles-mêmes, le signal est modulé par la rotation. En démodulant le signal, on peut retrouver la direction d'arrivée de l'onde. L'inconvénient majeur est qu'il est impossible de mesurer des phénomènes dont le temps caractéristique est inférieur à la période de rotation du satellite (12s sur Ulysses, par exemple). Dans le cas de Cassini, qui est un satellite stabilisé 3 axes, le senseur électrique est composé de 3 antennes. À l'aide d'un récepteur qui enregistre les auto- et les intercorrélations des tensions mesurées aux bornes des antennes, il devient possible de faire de la goniopolarimétrie instantanée.

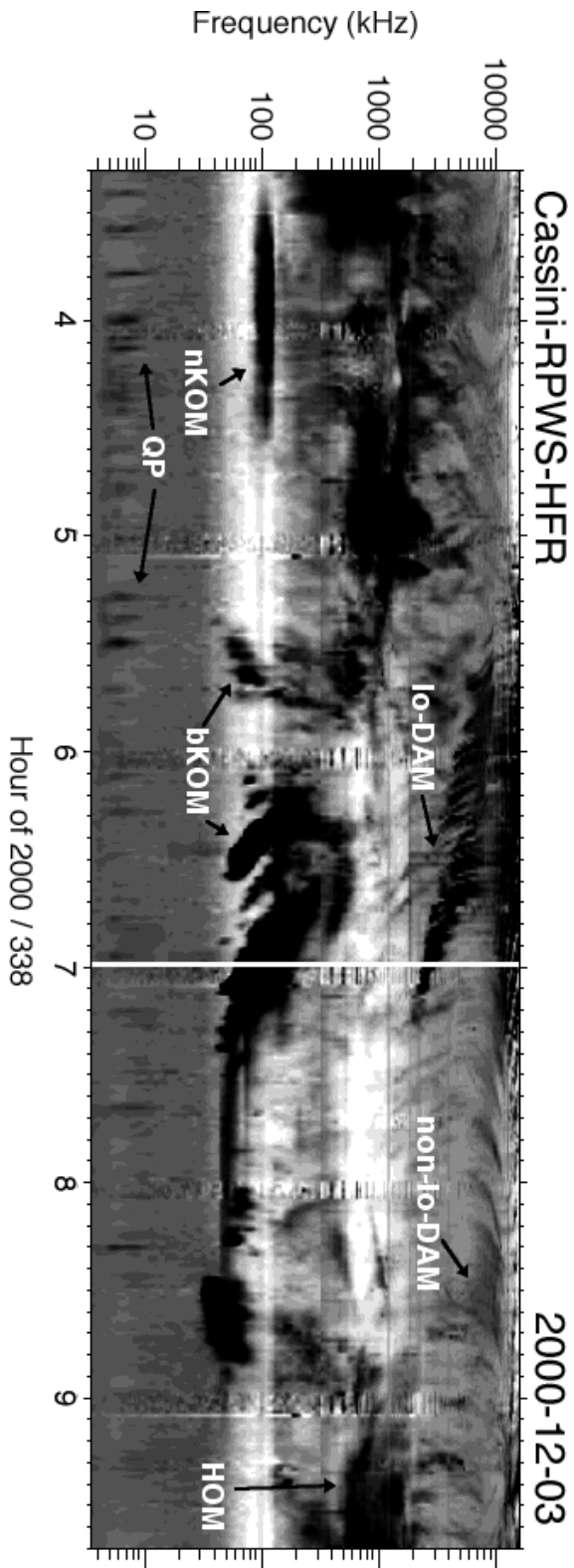


FIG. 1.4 – Spectre dynamique des émissions radio joviennes basses fréquences observé le 3 décembre 2000 par le récepteur RPWS/HFR sur Cassini à l'approche de Jupiter. Ce récepteur couvre la gamme 3.5 kHz – 16.125 MHz. Les composantes des émissions radio joviennes sont notées sur la figure. L'émission Io-DAM (décamétrique contrôlée par Io) observée ici descend jusqu'à 2 MHz alors que la composante non contrôlée par Io (non-Io-DAM) fusionne avec les émissions hectométriques HOM (dont la gamme descend jusqu'à ~ 400 kHz). La composante bKOM (kilométrique à bande large) est détectée jusqu'à ~ 40 kHz. La composante nKOM (kilométrique à bande étroite) autour de 10 kHz est émise à la fréquence plasma électronique f_{pe} dans le tore de Io. Les sursaut QP (quasi-périodiques), espacés de 5 à 15 minutes (voire 40 minutes), sont détectés dans la bande $\sim 5 - 30$ kHz. La distance à Jupiter était de 383R_J (soit 2.710⁷ km) au moment de ces mesures.

CHAPITRE 2

Instrumentation Radio Spatiale

Il y a au moins trois raisons d'envoyer un récepteur radio dans l'espace pour l'observation des émissions radio planétaires plutôt que d'observer depuis le sol. Tout d'abord, on s'affranchit de l'ionosphère qui réfléchit toutes les ondes radio de fréquence inférieure à $\sim 10\text{MHz}$. Ensuite, on se débarrasse des RFI. Et finalement on peut se rapprocher des sources planétaires.

En contrepartie, il faut se soumettre aux contraintes liées à la spatialisation. Celles-ci sont multiples : l'encombrement, la masse embarquée, la consommation électrique et le flux de données que l'on peut rapatrier sur Terre par télémesure. Les antennes électriques placées sur les sondes spatiales sont des monopôles ou des dipôles. Cela limite de façon drastique la résolution angulaire : le diagramme de réception d'un dipôle couvre les $2/3$ de l'espace.

La consommation électrique va limiter les performances du récepteur. La télémesure limitera sa résolution spectrale et temporelle (en imposant un taux de transfert de données maximum). Les ingénieurs doivent ainsi trouver le compromis entre une faible consommation et les objectifs des chercheurs qui veulent avoir une bonne résolution spectro-temporelle couplée à une grande sensibilité et une grande dynamique.

2.1 Le dipôle électrique

Les antennes électriques embarquées sur les sondes spatiales sont des monopôles ou des dipôles. Elles sont déployés en vol. Dans le cas des satellites tourants, les antennes sont des fils conducteurs tendus par la force centrifuge. Ces fils sont couplés deux à deux, symétriquement par rapport à l'axe de rotation, pour ne pas perturber l'équilibre du satellite. Les deux monopôles opposés forment alors un dipôle. Dans le cas de satellites stabilisés 3 axes, on utilise des tiges conductrices tubulaires. Ces monopôles aussi peuvent être associés deux à deux pour former un dipôle. On se souviendra aussi qu'un monopôle placé perpendiculairement devant une surface conductrice plane et infinie constitue l'équivalent d'un dipôle. On considère ainsi qu'en première approximation, un monopôle placé sur un satellite dont la surface est conductrice mais qui n'est, certes, ni infini ni plan, est équivalent à un dipôle. On ne parlera donc, par la suite, que de dipôle.

2.1.1 Diagramme de réception d'une antenne

Le diagramme de réception d'une antenne (ou diagramme d'antenne) décrit sa capacité à détecter une onde incidente en fonction de la direction d'arrivée. Il caractérise le gain de l'antenne dans une direction donnée.

On considère une onde plane électromagnétique émise par une source ponctuelle placée à l'infini caractérisée par sa direction (θ, ϕ) où θ est la colatitude et ϕ l'azimut de la position de la source, et la puissance P_S de cette source. Le *diagramme d'antenne* $P_A(\theta, \phi)$ est défini par la fraction de puissance $P(\theta, \phi)$ normalisée de l'onde incidente que l'on peut collecter dans une direction donnée [Kraus, 1966] :

$$P_A(\theta, \phi) = \frac{P(\theta, \phi)}{\max(P(\theta, \phi))} \quad (2.1)$$

On définit ensuite l'*angle solide de réception* de l'antenne Ω_A qui caractérise la résolution angulaire de l'antenne. Il s'écrit :

$$\Omega_A = \iint_{4\pi} P_A(\theta, \phi) d\Omega \quad (2.2)$$

que l'on peut aussi exprimer

$$\begin{aligned} \Omega_A &= \iint_{4\pi} \frac{P(\theta, \phi)}{\max(P(\theta, \phi))} d\Omega \\ &= \frac{1}{\max(P(\theta, \phi))} \iint_{4\pi} P(\theta, \phi) d\Omega \\ &= \frac{4\pi}{\max(P(\theta, \phi))} \end{aligned} \quad (2.3)$$

On définit aussi la *directivité* de l'antenne par :

$$D_A = \frac{4\pi}{\Omega_A} = \max(P(\theta, \phi)) \quad (2.4)$$

2.1.2 Le dipôle court

Une onde électromagnétique induit une différence de potentiel V_h aux bornes des 2 brins d'un dipôle \mathbf{h} :

$$V_h = \int_{\mathbf{h}} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{h} \quad (2.5)$$

où, \mathbf{h} est le vecteur d'antenne (pour un dipôle, c'est le vecteur qui joint les centres des 2 brins), $d\mathbf{h}$, un élément infinitésimal de l'antenne, et \mathbf{E} le champ électrique de l'onde. Cependant la caractéristique principale d'une onde est que les champs qui lui sont associés (champs électriques et magnétiques dans notre cas) varient périodiquement dans le temps et dans l'espace. Aussi le champ électrique ne sera-t-il pas constant le long de l'antenne.

On peut cependant faire une hypothèse qui permet de simplifier les calculs : Si la longueur d'onde est grande devant la longueur du dipôle, on considérera que le champ électrique de l'onde est spatialement homogène, i.e. constant sur la longueur de l'antenne. C'est ce qu'on appelle l'hypothèse de dipôle court qui se traduit par l'inégalité : $2h \ll \lambda/2$. Il faut que la longueur totale du dipôle $2h$ soit très inférieure à la demi longueur d'onde. Dans la pratique, on considère que l'antenne est courte devant la longueur d'onde si $h < \lambda/10$, soit $f < 3\text{MHz}$ pour $h = 10\text{m}$. La tension induite aux bornes du dipôle sera alors simplement :

$$V_h = \mathbf{h} \cdot \mathbf{E} \quad (2.6)$$

Dans le cadre de cette hypothèse, le diagramme d'antenne d'un dipôle court s'obtient simplement. On définit θ , l'angle entre le vecteur d'antenne \mathbf{h} et le vecteur d'onde \mathbf{k} qui caractérise la direction de propagation de l'onde.

C'est l'angle d'incidence de l'onde sur l'antenne. Pour une onde plane électromagnétique, le vecteur d'onde \mathbf{k} est perpendiculaire au champ électrique \mathbf{E} . En se plaçant dans le repère de l'onde associé à l'antenne \mathbf{h} (voir figure G.1, page 174) défini tel que \hat{Z}_w soit colinéaire à \mathbf{k} et que l'antenne \mathbf{h} soit dans le plan $(O, \hat{X}_w, \hat{Z}_w)$, le champ électrique sera dans le plan $(O, \hat{X}_w, \hat{Y}_w)$. Le champ électrique s'exprime :

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E(t) \cos \phi(t) \\ E(t) \sin \phi(t) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

La tension instantanée induite par l'onde sur l'antenne sera donc

$$V = hE(t) \cos \phi(t) \sin \theta \quad (2.8)$$

où θ est la distance angulaire séparant l'antenne \mathbf{h} du vecteur d'onde \mathbf{k} . L'observable mesurée in fine est l'auto-corrélation du signal reçu par l'antenne :

$$W_{hh} = \langle V_h V_h^* \rangle \quad (2.9)$$

où $\langle \dots \rangle$ dénote une moyenne temporelle sur le temps d'intégration et l'étoile "*", la conjugaison complexe. Si on place l'expression de V_h dans W_{hh} , on obtient :

$$W_{hh} = \langle (hE(t) \cos \phi(t) \sin \theta)^2 \rangle = \frac{E_0^2}{2} h^2 \sin^2 \theta \quad (2.10)$$

Cette mesure nous donne le spectre de puissance. En effet, le théorème de Wiener–Khinchin montre que la transformée de Fourier de l'autocorrélation d'une variable f est égale à sa puissance spectrale :

$$|\hat{f}(v)|^2 = \mathcal{F} [\langle f^*(t) f(t + \tau) \rangle] \quad (2.11)$$

où $f(t)$ est la transformée de Fourier de $\hat{f}(v)$:

$$f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(v) e^{2i\pi vt} dv \quad (2.12)$$

La mesure W_{hh} représente donc une puissance spectrale. Le diagramme d'antenne est donc de la forme :

$$P_{dip} = k \sin^2 \theta \quad (2.13)$$

On retrouve donc bien la forme en $\sin^2 \theta$ (voir figure 2.1). La largeur à mi-hauteur du lobe de ce diagramme vaut 90° . Le gain k est déterminé de la manière suivante :

$$\iint_{4\pi} k \sin^2 \theta d\theta d\phi = 4\pi \implies k = \frac{3}{2} = \max[P(\theta, \phi)] \quad (2.14)$$

Le diagramme d'antenne ne dépendant que de θ , il n'y a aucune contrainte sur l'azimut ϕ de la source. Le diagramme d'antenne d'un dipôle est donc constitué d'un seul lobe à symétrie cylindrique avec un zéro dans la direction de l'antenne. L'angle solide de réception d'un dipôle court vaut :

$$\Omega_{dip} = \iint_{4\pi} P_{dip}(\theta, \phi) d\Omega = 8\pi/3 \text{ sr}, \quad (2.15)$$

soit $2/3$ de l'espace.

Résolution angulaire Un dipôle court n'a aucune résolution angulaire. En effet, la résolution d'un dispositif de réception exprime sa capacité à pouvoir distinguer deux sources distinctes. Dans le cas de l'hypothèse de dipôle court, le champ électrique est homogène sur la longueur du dipôle. Les influences respectives de 2 ondes provenant de 2 sources différentes ne pourront alors être distinguées.

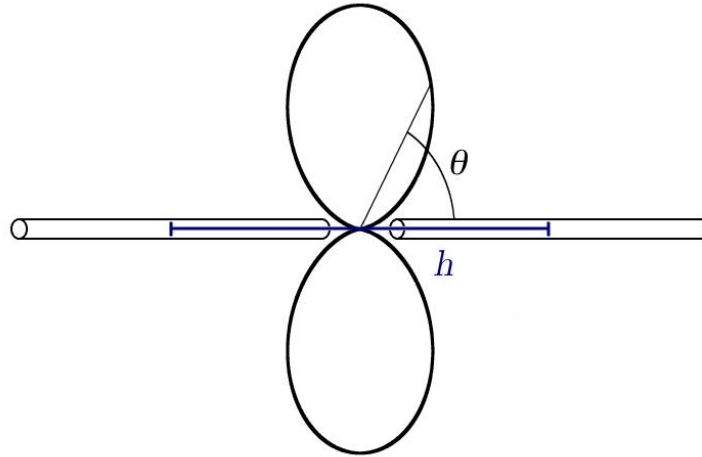


FIG. 2.1 – Diagramme de réception d'un dipôle court. Le gain d'un dipôle court varie en $\sin^2 \theta$ où θ est l'inclinaison du vecteur d'onde incident par rapport à la direction de l'antenne. La longueur du dipôle est la distance h reliant les centres des deux brins.

2.1.3 Impédance d'antenne – Résonance

Le circuit électrique constitué de l'antenne plongée dans le vide — aux fréquences qui nous intéressent, les ondes électromagnétiques se propagent comme dans le vide, i.e. il n'y a pas d'interaction entre l'onde et le plasma environnant— relié au système d'amplification/réception peut être représenté sous la forme du schéma électrique de la figure 2.2. La tension V_h aux bornes de l'antenne est induite par l'onde. La tension mesurée par le récepteur sera notée V'_h . L'impédance d'entrée de l'antenne, Z_a , est quasiment purement capacitive dans le cas d'un dipôle. Elle s'exprime en fonction des paramètres physiques de l'antenne [King, 1956]:

$$C_a = \epsilon\pi h / (\ln(2h/d) - 1) \quad (2.16)$$

où h est la longueur de l'antenne, d son diamètre et ϵ la permittivité diélectrique du milieu. L'antenne courte possède aussi un terme résistif R_a , mais il est négligeable devant le terme capacitif aux fréquences étudiées. La capacité de base C_b caractérise l'impédance de sortie de l'antenne. Sa valeur est fixée principalement par le système de fixation et de déploiement de l'antenne, les câbles reliant l'antenne au récepteur, ainsi que le corps conducteur du satellite lui-même dans une moindre mesure. Sa valeur variera donc d'un récepteur à l'autre. Elle est en général de l'ordre de 30 – 150 pF pour un monopôle (moitié moins dans le cas de dipôles) [Manning, 2000].

La tension V'_h en entrée du récepteur peut s'exprimer en fonction de V_h . Le couple antenne–capacité de base se comporte comme un diviseur de tension si le courant d'entrée dans le récepteur est quasi-nul. Ce sera toujours le cas : les récepteurs radio sont construits pour avoir une très haute impédance d'entrée. Ainsi, on aura :

$$\frac{V_h}{Z_a + Z_b} = \frac{V'_h}{Z_b} \quad (2.17)$$

où Z_a est l'impédance d'entrée de l'antenne et $Z_b = 1/j\omega C_b$ est l'impédance de base. Si l'antenne est purement capacitive, l'impédance de l'antenne s'écrit $Z_a = 1/j\omega C_a$. La tension d'entrée du récepteur sera alors :

$$V'_h = V_h \frac{C_a}{C_a + C_b}. \quad (2.18)$$

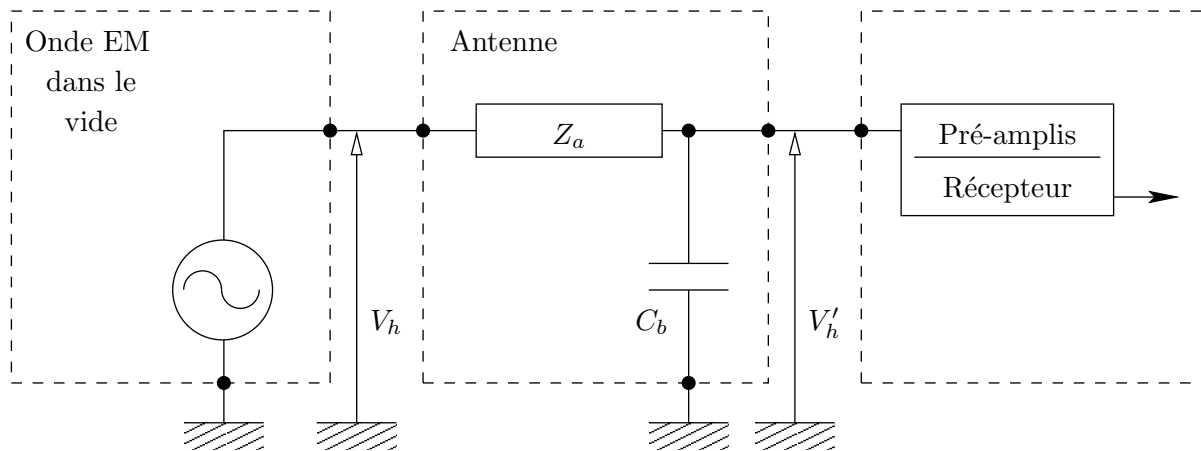


FIG. 2.2 – Circuit électrique équivalent d'une antenne. La tension V_h est la tension mesurée aux bornes de l'antenne à vide. Z_a est l'impédance d'entrée de l'antenne. C_b est la capacité de base. V'_h est la tension mesurée par le récepteur.

Résonance Lorsque la fréquence de l'onde augmente et donc que l'hypothèse d'antenne courte n'est plus valide, la capacité d'antenne C_a augmente jusqu'à la résonance demi-onde ($2h = \lambda/2$) où celle-ci devient pratiquement infinie puis change de signe pour devenir inductive. Jusqu'à la résonance demi-onde, seul le rapport $C_a/(C_a + C_b)$ est modifié, mais juste après, lorsque $C_a = -C_b$, la résonance d'antenne apparaît. La résistance d'antenne R_a augmente aussi au voisinage de la résonance — ceci limite l'amplitude de la résonance — mais ne compense pas les effets capacitifs et inductifs [Manning, 2000].

2.1.4 Dipôle électrique équivalent – Etalonnage

En pratique, on trouve souvent des monopôles sur les sondes spatiales stabilisées 3 axes. Théoriquement, un monopôle est équivalent à un dipôle s'il se trouve placé perpendiculairement à une surface plane, conductrice et infinie. Si la condition de conductivité est toujours respectée, celle d'orthogonalité ne l'est pas toujours et celles de planéité et d'infinité ne le sont pas. Malgré tout, on suppose toujours qu'on pourra trouver un dipôle électrique équivalent au système monopôle-satellite mais d'orientation et de longueur effective a priori inconnues bien que probablement voisines des valeurs physiques. Il sera donc nécessaire d'effectuer un étalonnage des antennes avant toute mesure. Cet étalonnage est destiné à fournir la longueur effective et la direction du dipôle électrique équivalent. Il existe plusieurs méthodes pour étalonner les antennes d'un récepteur : analyse rhéométrique, modélisation par éléments finis ou observation d'une source étalon.

Analyse rhéométrique

Ce type d'analyse est mené en laboratoire sur un modèle réduit du satellite. On place le modèle réduit dans une cuve contenant un liquide diélectrique (de l'eau, par exemple). On applique entre les parois de la cuve un champ électrique statique et on mesure la différence de potentiel aux bornes de antennes en fonction de l'orientation du satellite.

La direction du dipôle électrique équivalent est donnée soit par la direction de réponse maximale qui est atteinte lorsque le dipôle électrique équivalent est aligné avec le champ électrique ambiant, soit par la direction de réponse nulle qui correspond à un dipôle équivalent perpendiculaire au champ électrique. La longueur de l'antenne équivalente peut aussi être déduite, mais sa mesure est peu fiable, principalement du fait que les capacités d'antennes et de base ne sont reproduites que très grossièrement.

Modélisation par éléments finis

Cette méthode consiste à modéliser l'antenne et le corps du satellite par un ensemble de points reliés par des fils conducteurs. On utilise ensuite un code de simulation électromagnétique qui calcule les charges et les courants induits par une onde électromagnétique sur le modèle. Si la topologie générale du satellite peut être reproduite avec précision, les détails fins des systèmes de fixation et de câblage des antennes — qui fixent la capacité de base de l'antenne — le sont plus grossièrement. Cette limitation est due à la puissance de calcul nécessaire qui croît avec le nombre de points et d'interconnexions du modèle.

Etalonnage en vol

Une autre possibilité d'étalonnage est d'utiliser une source étalon en vol. Il n'y a ainsi pas de problème de modélisation du satellite puisqu'on utilise le récepteur réel. La principale difficulté sera alors de trouver une source de référence suffisamment puissante et dont les paramètres d'émissions sont suffisamment bien connus.

2.2 Goniopolarimétrie : 1,2,3 antennes

La goniopolarimétrie est l'analyse des données fournies par un récepteur radio en vue de retrouver les paramètres de l'onde détectée par le dispositif de réception. On va voir que cette analyse est possible avec un certain nombre de restrictions qui dépendent du type de récepteur à notre disposition.

2.2.1 Introduction à la goniopolarimétrie

Les paramètres et les équations qui entrent en jeu dans une analyse goniopolarimétrique sont décrits ici de manière sommaire. On y reviendra plus précisément par la suite.

Paramètres d'une onde électromagnétique

Une onde plane électromagnétique peut être caractérisée uniquement par son champ électrique $\mathbf{E}(t)$. Cette représentation a le mérite d'être très synthétique mais n'est pas facile à manipuler. On utilise donc les paramètres de Stokes S, Q, U et V [Kraus, 1966] pour décrire le flux et la polarisation de l'onde. Ces paramètres sont définis à partir du champ électrique de l'onde à l'Annexe G. S représente le flux de l'onde. Q et U caractérisent la polarisation linéaire et V la polarisation circulaire. La position de la source supposée ponctuelle et unique est caractérisée par sa colatitude θ et son azimut ϕ . Cette direction est opposée à celle du vecteur d'onde \mathbf{k} . Les variables $(S, Q, U, V, \theta, \phi)$ définissent les paramètres de l'onde. Une antenne électrique \mathbf{h}_i est définie par sa longueur h_i , sa colatitude θ_i et son azimut ϕ_i .

Mesures

Les mesures effectuées par le récepteur radio connecté aux antennes sont des corrélations. Les récepteurs dotés de 2 voies d'analyse peuvent mesurer simultanément l'auto- ou l'intercorrélation des tensions induites aux bornes de 2 antennes \mathbf{h}_i et \mathbf{h}_j . Cette mesure s'exprime sous la forme suivante :

$$W_{ij} = \langle V_i V_j^* \rangle \quad (2.19)$$

Les mesures sont complexes dans le cas où il s'agit d'intercorrélations. Dans l'hypothèse du dipôle court, on peut développer l'expression de W_{ij} , en utilisant les paramètres de l'onde (S, Q, U, V, θ et ϕ) et les paramètres des antennes (h_i, θ_i et ϕ_i) et (h_j, θ_j et ϕ_j). Les expressions de ces mesures sont alors (voir Ladreiter et al. [1995] et l'annexe H) :

$$W_{ij} = \frac{Sh_i h_j}{2} \left[(1 + Q)\Omega_i \Omega_j - U(\Omega_i \Psi_j + \Omega_j \Psi_i) + (1 - Q)\Psi_i \Psi_j + iV(-\Omega_i \Psi_j + \Omega_j \Psi_i) \right] \quad (2.20)$$

où l'on a introduit les termes angulaires :

$$\Omega_n = \cos \theta_n \sin \theta - \sin \theta_n \cos \theta \cos(\phi - \phi_n) \quad (2.21a)$$

$$\Psi_n = -\sin \theta_n \sin(\phi - \phi_n) \quad (2.21b)$$

pour $n \in \{i, j\}$. Lorsque la mesure est une autocorrélation (i.e. lorsque $i = j$), W_{ii} sera noté A_{ii} et est une grandeur réelle. Lorsqu'il s'agit d'une intercorrélacion, on notera C_{ij}^r la partie réelle de W_{ij} et C_{ij}^i sa partie imaginaire.

Remarques

Plusieurs remarques importantes peuvent déjà être formulées quant à la forme de l'expression 2.20 :

1. Le flux S est présent dans un terme $Sh_i h_j$, en facteur de toute l'expression. On ne pourra pas dissocier le terme $Sh_i h_j$ sans connaître les longueurs absolues des antennes h_i et h_j . De la même façon, lorsqu'on cherchera à obtenir les longueurs d'antennes, on ne pourra aboutir qu'à des longueurs relatives à moins d'avoir une source étalon dont on connaît le flux S .
2. Si les termes angulaires Ω_n et Ψ_n sont connus, l'expression est linéaire en S , SQ , SU et SV . Il suffira alors d'avoir 4 mesures indépendantes pour inverser le système.
3. La position de la source est caractérisée par sa colatitude (θ, ϕ) . Une source placée dans la direction opposée (θ', ϕ') a pour coordonnées : $\theta' = \pi - \theta$ et $\phi' = \phi + \pi$. Les termes angulaires, Ω_n et Ψ_n , de cette nouvelle source s'expriment :

$$\Omega_n(\theta', \phi') = \Omega_n(\theta, \phi) \quad (2.22a)$$

$$\Psi_n(\theta', \phi') = -\Psi_n(\theta, \phi) \quad (2.22b)$$

Les mesures seront donc strictement identiques à condition que $S' = S$, $Q' = Q$, $U' = -U$ et $V' = -V$. Il est donc impossible d'obtenir par une quelconque méthode la position de la source sans hypothèse sur la direction de la source ou sur le signe du taux de polarisation circulaire V . La direction de la source ne peut donc pas être obtenue indépendamment de son état de polarisation.

2.2.2 1 antenne seule

Le diagramme de réception d'un dipôle court est très peu directif. Pourtant, lorsque le satellite tourne sur lui-même il est possible de retrouver partiellement les paramètres de l'onde [Lecacheux, 1978]. L'autocorrélation mesurée sur l'antenne peut être décomposée de la manière suivante :

$$W_{hh} = W^{(0)} + W^{(1)} \sin \omega_s t + W^{(2)} \cos \omega_s t + W^{(3)} \sin 2\omega_s t + W^{(4)} \cos 2\omega_s t \quad (2.23)$$

où ω_s est la vitesse de rotation du satellite. Les termes $W^{(k)}$ sont décrits dans l'article de Lecacheux [1978, annexe A] et dépendent des 5 paramètres (S, Q, U, θ, ϕ) . Si l'antenne n'est ni parallèle, ni perpendiculaire à l'axe de rotation, Lecacheux montre que l'inversion est possible mais ne peut faire ressortir le taux de polarisation circulaire V . L'inversion proposée nécessite que l'émission soit stationnaire pendant au moins une période de révolution du satellite. Si l'émission varie plus rapidement que la période de rotation, aucune mesure fiable ne peut être obtenue. Pour s'assurer de la validité des observations, il faudra d'ailleurs que le processus d'émission soit stable sur plusieurs périodes de rotation. Cela limite de fait la résolution temporelle "effective" de l'instrument.

Dans la réalité, il est impossible de placer une antenne inclinée sur un satellite tournant à cause des forces centrifuges [Manning, 2000]. Le cas d'une antenne alignée avec l'axe de rotation peut aussi poser problème car la position d'équilibre de l'antenne est instable; dès qu'elle subira une petite déviation de l'axe de rotation, les forces centrifuges l'en écarteront encore plus. L'utilisation d'antennes tubulaires permet d'utiliser des antennes axiales sur des satellites tournants. La raideur de l'antenne compense alors la force centrifuge au voisinage de l'équilibre. Mais si l'antenne est parallèle à l'axe de rotation, on revient au cas où le dipôle est fixe. L'antenne n'a aucune résolution angulaire et la goniopolarimétrie est impossible si elle est utilisée seule.

Ainsi, seul le cas d'une antenne perpendiculaire à l'axe de rotation est envisageable sur un satellite tournant. Cette configuration impose que $W^{(1)} = 0$ et $W^{(2)} = 0$. Nous avons donc 2 équations en moins, pour calculer les 5 paramètres (S, Q, U, θ, ϕ) . L'inversion est impossible sans hypothèses sur ces paramètres [Manning et Fainberg, 1980].

2.2.3 2 antennes – Satellite tournant

Les premiers instruments utilisant deux antennes pour déterminer les paramètres de l'onde furent le récepteur radio de la sonde ISEE-3 [Fainberg et al., 1985], puis celui de la sonde Ulysses [Manning et Fainberg, 1980]. L'idée est de sommer les réponses de deux antennes (l'une axiale, l'autre équatoriale) de gains différents et avec un déphasage. On obtient alors une antenne équivalente inclinée [Manning et Fainberg, 1980; Stone et al., 1992a] et on peut retrouver les paramètres de l'onde par la méthode proposée par Lecacheux [1978], par exemple. La méthode d'analyse utilisée sur la sonde Ulysses est décrite par Manning et Fainberg [1980].

Le récepteur radio d'Ulysses permet de synthétiser des antennes inclinées par rapport à l'axe de rotation de la sonde. Pour cela il introduit une phase β et additionne les signaux reçus sur le monopôle axial Z et sur le dipôle équatorial X : l'antenne synthétisée est notée $Z + e^{i\beta}X$ et le signal synthétisé, S_β . Les signaux sont sommés en phase pour $\beta = 0^\circ$ ou en quadrature pour $\beta = 90^\circ$. Lors du survol de Jupiter, Ladreiter et al. [1994] ont utilisé les signaux S_0 , S_{90} et S_Z pour étalonner les antennes électriques, et ensuite pour effectuer une inversion goniopolarimétrique analytique dans le cas d'émissions sans polarisation linéaire. Les résultats qui en découlent sont les premiers résultats de goniopolarimétrie sur les émissions radio bKOM (kilométriques à large bande) [Reiner et al., 1993b] et HOM (hectométriques) [Ladreiter et al., 1994; Reiner et al., 1993a] de Jupiter (voir figure 2.3).

2.2.4 3 antennes – Satellite stabilisé

Les satellites d'exploration spatiale comportent de nombreuses expériences. Certaines, comme les caméras d'imagerie, demandent à ce que la sonde soit stabilisée 3 axe. Il a donc fallu trouver un moyen de se passer de la rotation du satellite pour effectuer l'inversion goniopolarimétrique. La solution consiste à utiliser trois antennes et à enregistrer les autocorrélations ainsi que les intercorrélations aux bornes des antennes. Plusieurs méthodes d'inversion goniopolarimétriques ont été développées, généralement fondées sur l'ajustement de valeurs calculées aux valeurs observées par des méthodes de moindres carrés. L'avantage de ce type de récepteur par rapport à ceux utilisés sur les satellites tournants est qu'il permet d'effectuer des mesures goniopolarimétriques instantanées. Ce qui veut dire qu'à chaque mesure, on pourra effectuer une inversion goniopolarimétrique. La limitation temporelle est alors le temps d'intégration du récepteur, et non plus la période de rotation du satellite.

Principe – Cas idéal

On suppose que l'on dispose de 3 dipôles \mathbf{h}_1 , \mathbf{h}_2 , \mathbf{h}_3 et d'un récepteur capable d'enregistrer instantanément les trois autocorrélations et les trois intercorrélations (soit 3 voies d'analyse sur le récepteur). Idéalement, on prendra des dipôles perpendiculaires les uns aux autres, selon les directions des trois axes d'un repère orthonormé $(\hat{x}_1, \hat{x}_2, \hat{x}_3)$. On a alors 9 mesures réelles : 3 autocorrélations A_{11} , A_{22} et A_{33} et 3 intercorrélations complexes (C_{12}^r, C_{12}^i) , (C_{13}^r, C_{13}^i) et (C_{23}^r, C_{23}^i) . On doit ensuite tirer les 6 paramètres de l'onde $(S, Q, U, V, \theta, \phi)$ de ces 9 mesures. Dans ce cas idéal (i.e. trièdre trirectangle), Lecacheux [1978] a montré que l'inversion goniopolarimétrique est possible avec seulement 7 des 9 mesures (3 autocorrélations et 2 intercorrélations complexes).

Cas réel

Cette constatation permet d'envisager des récepteurs radio à 2 voies d'analyse au lieu de 3. Ceci permet de diminuer d'un tiers la consommation électrique du récepteur. On diminue aussi la masse et la complexité du récepteur, ainsi que la télémessure par la même occasion.

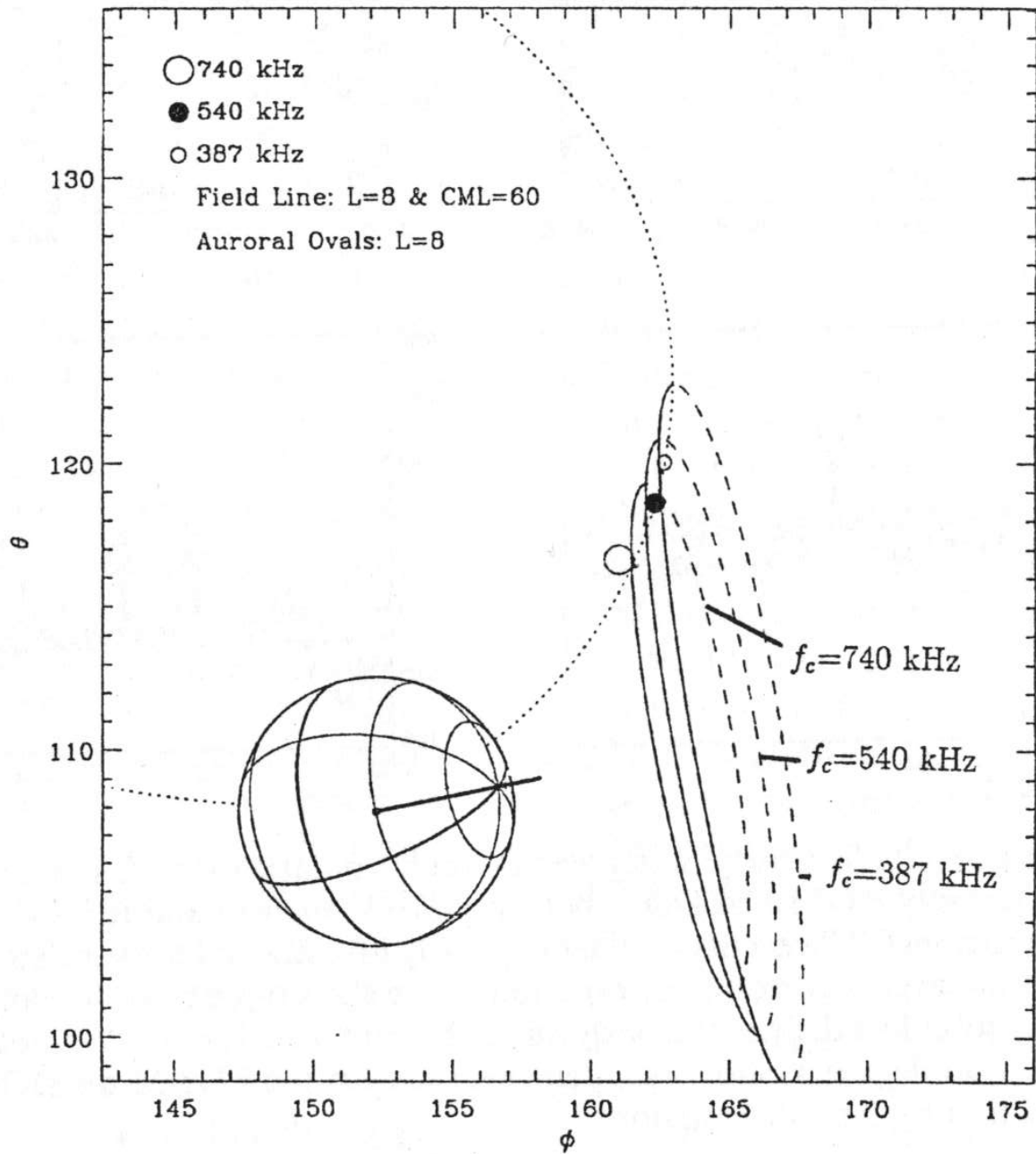


FIG. 2.3 – Premier résultat de goniopolarimétrie sur les émissions HOM jovienne. Ces résultats ont été obtenus grâce à l'instrument radio de l'expérience URAP sur la sonde Ulysses. Jupiter est représenté en bas à gauche, avec son axe magnétique. [figure tirée de Ladreiter et al., 1994]

On considère un récepteur radio du type de celui de Cassini. Il est constitué de 3 antennes connectées à un récepteur comportant 2 voies d'analyse. Afin de simuler des mesures sur 3 antennes, le récepteur doit effectuer 2 mesures successives sur 2 antennes en changeant l'une et en conservant l'autre : (h_1, h_3) et (h_2, h_3) par exemple. Les antennes sont des dipôles électriques formant un trièdre qui n'est pas trirectangle. Les mesures enregistrées par le récepteur sont :

$$A_{11} = \frac{Sh_1^2}{2} \left[(1+Q)\Omega_1^2 - 2U\Omega_1\Psi_1 + (1-Q)\Psi_1^2 \right] \quad (2.24)$$

$$A_{22} = \frac{Sh_2^2}{2} \left[(1+Q)\Omega_2^2 - 2U\Omega_2\Psi_2 + (1-Q)\Psi_2^2 \right] \quad (2.25)$$

$$A_{33} = \frac{Sh_3^2}{2} \left[(1+Q)\Omega_3^2 - 2U\Omega_3\Psi_3 + (1-Q)\Psi_3^2 \right] \quad (2.26)$$

$$C_{12}^r = \frac{Sh_1h_2}{2} \left[(1+Q)\Omega_1\Omega_2 - U(\Omega_1\Psi_2 + \Omega_2\Psi_1) + (1-Q)\Psi_1\Psi_2 \right] \quad (2.27)$$

$$C_{12}^i = \frac{SVh_1h_2}{2} (-\Omega_1\Psi_2 + \Omega_2\Psi_1) \quad (2.28)$$

$$C_{13}^r = \frac{Sh_1h_3}{2} \left[(1+Q)\Omega_1\Omega_3 - U(\Omega_1\Psi_3 + \Omega_3\Psi_1) + (1-Q)\Psi_1\Psi_3 \right] \quad (2.29)$$

$$C_{13}^i = \frac{SVh_1h_3}{2} (-\Omega_1\Psi_3 + \Omega_3\Psi_1) \quad (2.30)$$

Si l'on tient compte des expressions développées de Ω_i et Ψ_i (voir équations 2.21a et 2.21b), ces 7 mesures obtenues à la sortie du récepteur font apparaître 15 paramètres : les 4 paramètres de Stokes (S, Q, U, V), la position angulaire de la source (θ, ϕ) et les paramètres de chacune des 3 dipôles électriques équivalents (h_1, θ_1, ϕ_1) , (h_2, θ_2, ϕ_2) et (h_3, θ_3, ϕ_3) . Il y a trop d'inconnues (15) par rapport au nombre d'équations (7) pour pouvoir résoudre le système directement. Il faut donc faire des hypothèses pour réduire le nombre d'inconnues. Les variables supposées connues par des hypothèses adéquates seront appelées paramètres fixés, par opposition aux paramètres libres (ou inconnues) qui sont les variables que l'on cherche à évaluer.

Pour une inversion goniopolarimétrique, on cherche les paramètres de l'onde. Les paramètres fixés sont les 9 paramètres (h_i, θ_i, ϕ_i) qui résultent d'un étalonnage préalablement établi. Il reste donc 6 inconnues pour 7 équations et l'inversion est possible.

On peut utiliser la même série d'équations pour étalonner les positions des dipôles électriques équivalents aux monopôles physiques. On fait alors des hypothèses sur l'onde incidente. En choisissant des sources de caractéristiques connues, on réduit le nombre d'inconnues. On choisit une source dont on connaît la position et la polarisation (pour simplifier on se restreint à des émissions polarisées purement circulairement, ou bien sans polarisation). Dans le cas d'émissions non polarisées, il nous reste 10 inconnues : le flux S et les 9 paramètres d'antennes (h_i, θ_i, ϕ_i) . Dans le cas d'émissions polarisées circulairement, le taux de polarisation circulaire V est une inconnue supplémentaire. Comme le nombre d'inconnues reste supérieur au nombre d'équations, il faut faire des hypothèses supplémentaires sur les paramètres d'antennes. Le diagramme d'antenne d'un dipôle varie en $\sin^2 \alpha_h$ où α_h est la distance angulaire entre la direction de l'antenne et la direction de la source. Ainsi, 2 cas de figure se présentent :

- $\alpha_h \sim 0^\circ$: Le diagramme d'antenne varie en $\sim \alpha_h^2$ et est donc très sensible en α_h . Si la position de la source est bien connue, on peut déterminer α_h avec précision.
- $\alpha_h \sim 90^\circ$: Le diagramme d'antenne est très peu sensible en α_h (variation en $1 - \frac{(\alpha_h - 90^\circ)^2}{2}$). Le signal ne dépend que d'un seul paramètre de l'antenne \mathbf{h} : sa longueur effective h .

On combine ces 2 cas pour formuler les hypothèses suivantes :

- Pour l'étalonnage des longueurs effectives relatives de 2 antennes, on place la source perpendiculairement au plan formé par les 2 antennes. On suppose connues les directions des 2 antennes électriques.
- Pour étalonner la direction électrique d'une antenne, on place la source dans le voisinage de la direction de l'antenne. Dans ce cas, les autres antennes sont à peu près normales à la direction du vecteur d'onde et leurs positions sont supposées connues.

Les valeurs des paramètres d'antennes supposés connus peuvent être fournies par des étalonnages préalables en laboratoire (voir paragraphe 2.1.4), ou bien de manière approchée par la position réelle des monopôles.

Méthodes d'inversion

Plusieurs méthodes d'inversion goniopolarimétrique ont déjà été proposées pour inverser le système (2.24–2.30). L'inversion analytique proposée par Lecacheux [1978] a déjà été citée, mais elle se réfère au cas particulier où les antennes forment un trièdre orthogonal, ce qui n'est jamais le cas dans la pratique. Ladreiter et al. [1995] et Vogl et al. [2004] proposent chacun une inversion par moindres carrés. J'ai développé une inversion analytique [Cecconi et Zarka, 2004]. On peut aussi envisager une modélisation complète des mesures sur tout l'espace des paramètres mais sa mise en œuvre est très lourde.

Moindres carrés [Ladreiter et al., 1995] La méthode d'inversion proposée par Hans-Peter Ladreiter de l'Institut de Recherche Spatiale de Graz, en Autriche, met en œuvre une technique puissante de décomposition en valeur singulière (SVD) pour effectuer la minimisation du l'écart quadratique pondéré entre des valeurs modélisées et les mesures (χ^2). L'originalité réside dans le fait que le système n'est pas linéaire mais est linéarisé. La SVD permet de trouver à chaque itération la direction de plus grande pente et de tendre ainsi vers le minimum de l'hypersurface du χ^2 . L'analyse sera détaillée dans le prochain chapitre.

Cette méthode s'est montrée assez efficace et a pu être adaptée pour effectuer l'étalonnage des dipôles électriques équivalents. Cependant, j'ai pu observer que les valeurs de flux S obtenues par cette inversion n'étaient pas correctes. Cette inversion est très sensible aux conditions initiales sur le flux S . On peut contourner ce problème en imposant une normalisation du type de celle proposée en peu plus bas (voir éq. 2.31). Cette normalisation permet en outre d'éliminer le flux S des paramètres à ajuster.

Moindres carrés [Vogl et al., 2004] Dieter Vogl a développé une autre méthode d'inversion basée sur la méthode de Powell. Elle a été mise en œuvre en tenant compte des problèmes de normalisation cités ci-dessus. L'algorithme développé permet aussi de prendre en compte plusieurs mesures successives ensemble pour affiner le résultat. Il reste cependant moins rapide que le premier algorithme.

Inversion analytique [Cecconi et Zarka, 2004] À côté de ces méthodes itératives, j'ai développé une inversion analytique du système 2.24–2.30. Cette inversion permet de retrouver les paramètres de l'onde à chaque mesure et de manière univoque, contrairement aux algorithmes de moindres carrés dont les résultats dépendent des conditions initiales s'il existe des minima secondaires dans l'hypersurface du χ^2 .

Modélisation Enfin, on peut imaginer un algorithme de "*forward-modeling*". Le principe en est simple : on établit une grille explorant tout l'espace des paramètres libres. On modélise les mesures que l'on obtiendrait en chaque point de la grille en utilisant les expressions 2.24 à 2.30. À l'aide d'une mesure de distance adaptée, on cherche ensuite la position du point le plus proche des mesures et cela nous donne une approximation des valeurs des paramètres de l'onde détectée. Une telle méthode permet a priori d'avoir une précision limitée uniquement par les erreurs de mesures. Mais sa mise en œuvre est difficile du fait du grand nombre de paramètres libres.

Le flux S est éliminé de la modélisation par une normalisation. Cette simplification a l'avantage de supprimer une inconnue dont le support n'est pas borné (i.e. le flux peut prendre des valeurs arbitrairement grandes ou petites). La normalisation est effectuée en divisant par la somme des 3 autocorrélations mesurées :

$$A_{mes} = A_{11} + A_{22} + A_{33} \quad (2.31)$$

Cette somme n'est jamais nulle lorsqu'un signal est détecté. Le flux S est calculé en dernière étape, en divisant la normalisation A_{mes} par la somme des 3 autocorrélations modélisées pour $S = 1$.

Les 5 paramètres restants (Q, U, V, θ, ϕ) ont un support borné. Q, U et V varient dans l'intervalle $[-1, 1]$, θ dans $[0^\circ, 180^\circ]$ et ϕ dans $[0^\circ, 360^\circ]$ ¹. Prendre 20 points sur le support de chaque paramètre revient à construire une grille de 64 millions de points avec une précision de 10% sur la polarisation et 9° sur la position de la source. Si l'on veut atteindre la précision de 2° sur la position de la source qui est celle attendue pour la méthode analytique présentée dans le prochain chapitre, il faudra alors une grille de près de $1,3 \cdot 10^9$ points, à multiplier par le nombre de tableaux de cette taille nécessaire au calcul (~ 15) ! Cette solution nécessiterait de l'ordre $150 Go$ de mémoire vive ce qui n'est pas envisageable aujourd'hui, d'autant plus qu'une méthode analytique quasiment aussi rapide a été développée.

Les 3 premières inversions seront présentées en détail au cours du prochain chapitre. La dernière n'a été mise en œuvre que de manière partielle car les conditions permettant d'atteindre une précision raisonnable sont irréalistes.

2.3 Mesures de flux absolus

Comme on l'a vu précédemment, les mesures de flux nécessitent un étalonnage absolu des longueurs effectives des antennes électriques. Cet étalonnage absolu est impossible à réaliser avec les équations de la goniopolarimétrie. Les mesures rhéométriques ne sont pas non plus fiables en ce qui concerne les longueurs d'antennes. L'étalonnage des longueurs effectives est possible en utilisant le rayonnement radio galactique comme source étalon si le récepteur est assez sensible pour le détecter.

Rayonnement Radio Galactique

Un moyen efficace d'étalonner les longueurs d'antennes est l'utilisation du rayonnement radio galactique, si le récepteur est assez sensible. Le rayonnement galactique est un rayonnement synchrotron et free-free émis par les électrons relativistes se déplaçant dans le champ magnétique de la Galaxie. Une étude de Dulk et al. [2001] donne un modèle analytique empirique de l'intensité de ce rayonnement. L'intensité du rayonnement Galactique dans la direction des pôles galactiques (en $Wm^{-2}Hz^{-1}sr^{-1}$) est décrite par l'équation :

$$I_\nu = I_g \nu^{-0.52} \frac{1 - \exp[-\tau(\nu)]}{\tau(\nu)} + I_{eg} \nu^{-0.80} \exp[-\tau(\nu)], \quad (2.32)$$

où ν est la fréquence en MHz , le premier terme est la contribution galactique et le second, la contribution extragalactique, et $\tau(\nu)$ est l'opacité dans la direction des pôles Galactiques. Les valeurs numériques des paramètres sont :

$$I_g = 2.48 \cdot 10^{-20}, \quad I_{eg} = 1.06 \cdot 10^{-20}, \quad \tau(\nu) = 5.0 \nu^{-2.1}, \quad (2.33)$$

les unités de ces paramètres sont fixées par homogénéité.

Le fond de rayonnement galactique ne varie pas temporellement. L'intensité du rayonnement galactique est en gros homogène dans toutes les directions sauf dans le plan galactique, où elle peut augmenter d'un facteur 5 à 10. Ces intensifications sont cependant concentrées dans des régions beaucoup plus petites que l'angle solide de réception d'une antenne à faible gain (comme un dipôle qui possède un angle solide de réception de $8\pi/3 sr$). Si on utilise de telles antennes, les mesures effectuées auront alors une précision de l'ordre d'un facteur 2 dans toutes les directions. Le spectre radio modélisé par Dulk et al. [2001] et Manning et Dulk [2001] (donné par la formule 2.32) est représenté à la figure 2.4. Le fond de rayonnement galactique pourra donc être utilisé dans la gamme $200 kHz - 16 MHz$. À plus basse fréquence, il faudra trouver une autre méthode d'étalonnage.

1. Notons que l'on peut diviser par deux l'intervalle d'étude de ϕ en tenant compte de la remarque (3) page 23.

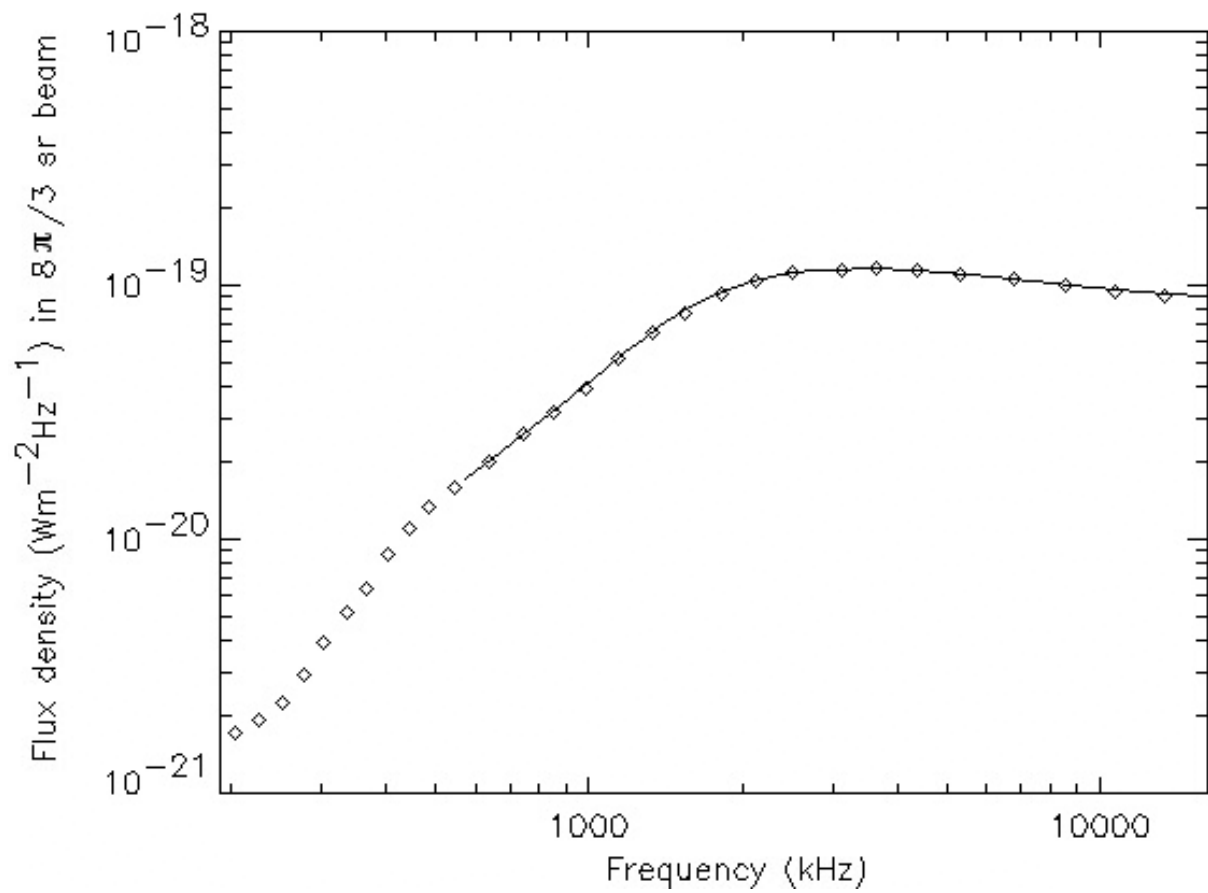


FIG. 2.4 – Modèle du spectre radio galactique basse fréquence issu de [Dulk et al., 2001] (trait plein) et de [Manning et Dulk, 2001] (losanges). Cette combinaison est le spectre de référence utilisé pour l'étalonnage en flux du récepteur RPWS/HFR.

CHAPITRE 3

RPWS/HFR sur Cassini

La mission Cassini–Huygens a été lancée le 15 octobre 1997. C’est une mission couplée NASA–ESA destinée à l’exploration de Saturne et de son environnement. Elle entrera en orbite autour de Saturne le 1er juillet 2004. La sonde Cassini–Huygens est atypique à de nombreux points de vues. Elle est la plus grosse sonde jamais envoyée dans l’espace (6 tonnes dont la moitié de carburant, 4 mètres de diamètre, 12 mètres de long). Elle emporte avec elle 18 expériences destinées à étudier Saturne, ses anneaux, sa magnétosphère, ses satellites et plus particulièrement Titan. La contribution de l’ESA est concentrée dans le module Huygens qui porte 6 des 18 expériences et qui est consacré à l’étude du satellite Titan. Ce module sera largué le 25 décembre 2004 pour plonger dans l’atmosphère de Titan le 14 janvier 2005.

Le voyage de la Terre à Saturne aura duré un peu moins de 7 ans. Il aurait été impossible d’envoyer un engin de la masse de Cassini directement de la Terre à Saturne en si peu de temps. Aucune fusée n’aurait été assez puissante pour lui donner l’impulsion suffisante. La route de Cassini–Huygens a donc été jalonnée de rencontres planétaires qui ont été utilisées pour accélérer la sonde par effet de fronde gravitationnelle¹. Cassini–Huygens a survolé Vénus deux fois (les 26 avril 1998 et 24 juin 1999), la Terre (le 18 août 1999) et enfin Jupiter (le 30 décembre 2000). Ces survols furent autant d’occasions de tester les instruments avant l’arrivée à Saturne. Plus particulièrement, le survol de Jupiter a permis pour la première fois des observations simultanées dans l’environnement jovien depuis deux sondes spatiales : Cassini–Huygens et Galileo.

L’instrument qui nous intéresse est le récepteur haute fréquence (HFR) de l’expérience RPWS (Radio and Plasma Wave Science) nommé par la suite RPWS/HFR. L’expérience RPWS est composée d’une série d’antennes et de senseurs qui peuvent être reliés à différents récepteurs. On dénombre ainsi 3 antennes électriques de 10m (dont 2 peuvent être couplées en un dipôle), un détecteur de champ magnétique triaxial et une sonde de Langmuir. Ils sont tous associés à des préamplificateurs spécifiques permettant d’ajuster les niveaux de sorties des senseurs aux niveaux d’entrées des récepteurs. Les mesures sont enregistrées à l’aide de 5 récepteurs :

- HFR** Un récepteur haute fréquence couvrant la gamme $3.5\text{kHz} - 16.125\text{MHz}$ connecté aux antennes électriques.
- WBR** Un récepteur de forme d’onde (10kHz ou 80kHz de bande passante) permettant l’acquisition de la forme d’onde en utilisant les senseurs électriques ou magnétiques.
- MFR** Un récepteur moyenne fréquence couvrant la gamme $25\text{Hz} - 12.6\text{kHz}$ associé à 1 senseur parmi 4 (2 magnétiques et 2 électriques).

1. <http://culturesciencesphysique.ens-lyon.fr/FAQ/QRFrondeGrav>



FIG. 3.1 – La sonde Cassini–Huygens avant le lancement. On peut distinguer, en haut, l’antenne de télémesure en blanc, et la sonde Huygens qui masque une grande partie du corps de la sonde.

WFR Un récepteur basse fréquence de forme d’onde couvrant la gamme $0.1\text{ Hz} - 2.5\text{ kHz}$ mesurant simultanément trois axes magnétiques et deux axes électriques.

LP Le récepteur associé à la sonde de Langmuir.

Les mesures issues de ces 5 récepteurs sont transmises au DPU (Digital Processing Unit). Le DPU se charge de la partie numérique du traitement des données, sauf pour HFR qui intègre son propre DSP (processeur de traitement du signal). Le DPU prend aussi en charge l’interface avec les modules de télémétrie de la sonde.

3.1 RPWS/HFR : présentation détaillée

Le récepteur RPWS/HFR est un récepteur radio sophistiqué permettant l’acquisition de données spectro-temporelles dans la gamme $3.5\text{ kHz} - 16.125\text{ MHz}$. Ce récepteur a été conçu puis construit au pôle plasma du DESPA (Département de Recherches Spatiales), aujourd’hui LESIA (Laboratoire d’Études Spatiales et d’Instrumentation en Astrophysique), à l’Observatoire de Paris–Meudon. Il a hérité des techniques déjà développées dans ce laboratoire pour les récepteurs radio URAP et Waves embarqués respectivement sur les sondes Ulysses et Wind. La présentation du récepteur qui va suivre est axée sur ce qui nous concerne plus particulièrement : ses capacités de mesures goniopolarimétriques.

3.1.1 Un récepteur programmable

Le récepteur HFR est constitué de 2 récepteurs analogiques débouchant sur une partie numérique qui traite le signal en temps réel. Chacun des récepteurs est connecté à une entrée sélectionnée parmi les 3 antennes électriques de l’expérience RPWS. Ces 3 antennes sont nommées² $+X$, $-X$ et Z (voir figure 3.2). $+X$ et $-X$ peuvent être utilisées simultanément en formant un dipôle que l’on notera D . Les deux entrées E_X et E_Z peuvent donc être connectées aux antennes suivantes :

- entrée E_X : antenne $+X$, $-X$, D ou aucune.
- entrée E_Z : antenne Z ou aucune.

Chaque récepteur contient 5 bandes d’analyses nommées **A**, **B** et **C**, **H1** et **H2** couvrant toute la gamme $3.5\text{ kHz} - 16.125\text{ MHz}$. La bande **A** couvre la gamme $3.5 - 16\text{ kHz}$, la bande **B** $16 - 71\text{ kHz}$ et la bande **C** $71 - 319\text{ kHz}$. Chacune de ces bandes peut être analysée selon 8, 16 ou 32 canaux espacés de manière logarithmique. Les bandes **H1** et **H2** sont constituées d’une bande de largeur spectrale 25 kHz dont la fréquence centrale est ajustable à l’aide d’un oscillateur. Pour la bande **H1**, la fréquence centrale peut varier de $\sim 100\text{ kHz}$ à 4125 kHz par pas de $n \times 25\text{ kHz}$ ($n \geq 1$). Pour la bande **H2**, la fréquence centrale peut varier de $\sim 125\text{ kHz}$ à 16125 kHz par pas de $n \times 50\text{ kHz}$ ($n \geq 1$). La bande **H2** n’est donc couverte que de manière discontinue. L’analyse des mesures **H1** et **H2** peut être faite sur 1, 2, 4, ou 8 canaux espacés linéairement dans la bande de 25 kHz . Notons que les bandes **H1** et **H2** sont toujours programmées de manière à ce que leurs gammes de fréquences ne se recouvrent pas.

En ce qui concerne la résolution temporelle, les bandes **A**, **B** et **C** peuvent avoir des temps d’intégration de 125, 250, 500 ou 1000 ms , la bande **H1**, des temps d’intégration de 20, 40, 80 ou 160 ms et la bande **H2**, des temps d’intégration de 10, 20, 40 ou 80 ms . Notons bien que ces temps d’intégration ne sont pas les temps d’acquisition mais la somme du temps d’acquisition (où le signal est effectivement enregistré) et du temps d’analyse (qui dépend des opérations effectuées pendant un analyse). Le temps réel d’acquisition représente 22%, 9%, 2.6% et 19% du temps d’intégration respectivement pour les bandes **A**, **B**, **C** et **H1/H2**. Le temps d’intégration peut être vu comme l’intervalle entre le début d’une mesure et le début de la suivante.

Enfin, plusieurs types de mesures sont possibles. HFR contient un DSP (processeur de traitement du signal) qui peut calculer à chaque mesure les autocorrélations des 2 entrées ($\langle E_X E_X^* \rangle$ et $\langle E_Z E_Z^* \rangle$) et l’intercorrélacion complexe des 2 entrées ($\mathcal{R}e[\langle E_X E_Z^* \rangle]$ et $\mathcal{I}m[\langle E_X E_Z^* \rangle]$). La série de mesure instantanée constituée de ces 4 valeurs est appelée “mesure 2-antennes”.

2. On trouve aussi la nomenclature u , v , w (au lieu de $+X$, $-X$, Z) [Gurnett et al., 2004] mais elle ne rend pas compte de la géométrie des antennes et alourdit les notations dans certains cas. J’ai donc conservé la notation originale.

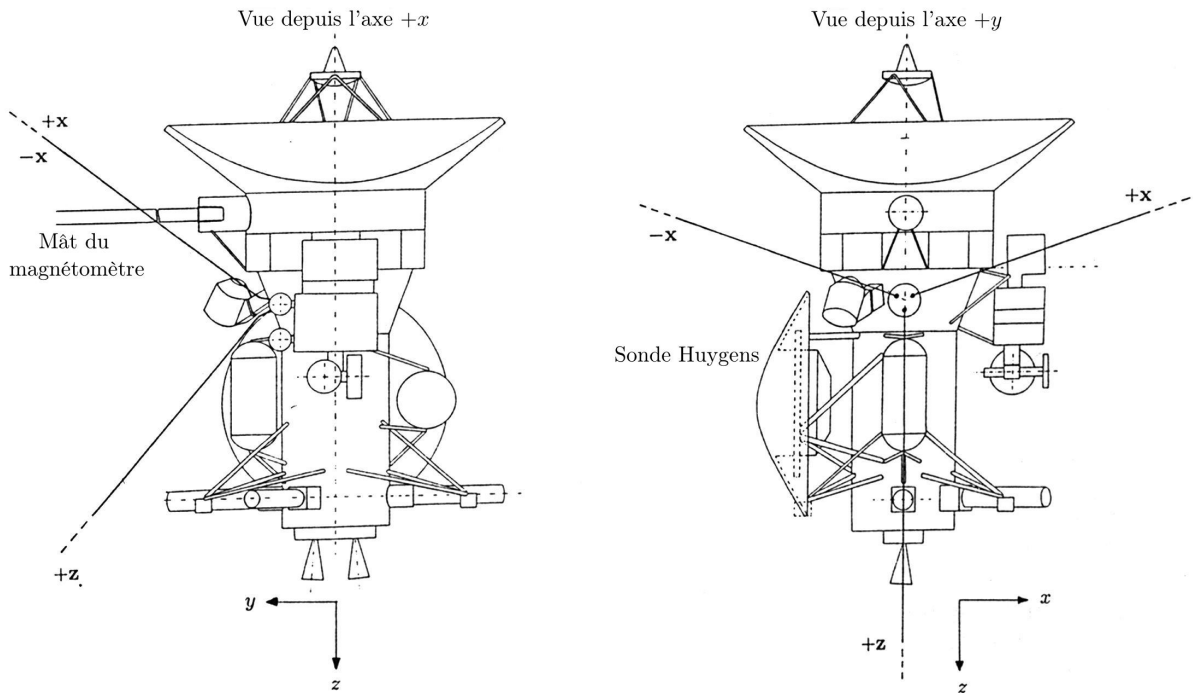


FIG. 3.2 – La sonde Cassini et les antennes électriques de l'expérience RPWS. Les 3 antennes électriques (+X, -X et Z) sont nommées en référence à la nomenclature des axes du repère de la sonde. Chaque monopôle mesure 10m de long. L'antenne Z est dans le plan (y,z) , incliné de 37° par rapport à z vers l'axe y . Les antennes +X et -X sont symétriques par rapport au plan (y,z) et sont séparées de 120° . Le plan formé par les antennes +X et -X fait un angle de 70° avec l'antenne Z. Les deux monopôles +X et -X peuvent être électriquement associés pour obtenir un dipôle noté D.

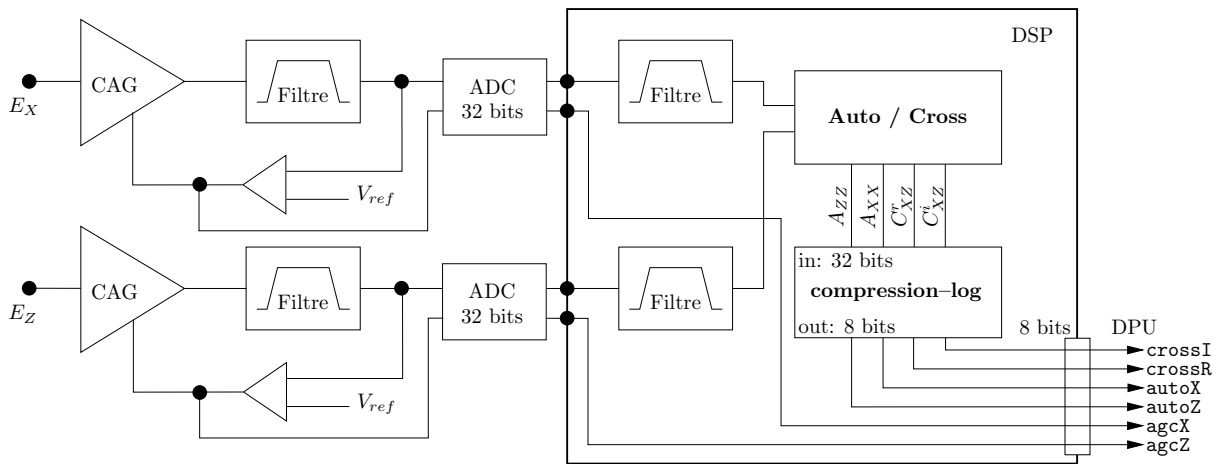


FIG. 3.3 – Schéma de principe de la boucle de CAG et du DSP du récepteur RPWS/HFR. Sur chacune des deux voies analogiques E_X et E_Z , une boucle de CAG ajuste le niveau du signal en entrée des ADC. La partie numérique, programmée dans le DSP, effectue l'intégration en auto- ou intercorrélations puis la compression-log des mesures. En amont des entrées E_X et E_Z se trouvent les antennes et leurs pré-amplis. Les filtres passe-bande permettent de sélectionner la bande d'analyse. En sortie, le DSP envoie au DPU 6 mots de 8 bits à chaque mesure 2-antennes (agcX, agcZ, autoX, AutoZ, crossR et crossI) ainsi que 2 bits de signes (signes de C_{XZ}^r et C_{XZ}^i) qui n'ont pas été représentés sur le schéma.

3.1.2 Dynamique et sensibilité

L'étage analogique du récepteur (qui effectue le filtrage en fréquence) contient une boucle d'asservissement qui permet d'ajuster automatiquement le gain du récepteur de façon à fournir un signal de niveau constant sur la rampe d'échantillonnage analogique-numérique (ADC, Analog to Digital Converter) qui se trouve en entrée de la partie numérique du récepteur (voir figure 3.3). Cet ajustement automatique est appelé CAG (Contrôle Automatique de Gain). Ainsi, la qualité de la numérisation dépendra peu du niveau du signal. Le temps caractéristique d'ajustement du gain du CAG est de l'ordre de 1 ms . Ces signaux numérisés (sur 32 bits) sont filtrés puis intégrés en auto- et/ou en intercorrélations dans le DSP. Ces dernières mesures sont ensuite compressées sur 8 bits selon un codage pseudo-logarithmique (appelé "compression-log" par la suite). Le système CAG/compression-log permet d'atteindre une dynamique d'environ 90 dB .

La sensibilité du récepteur HFR est conforme aux spécifications initiales : le bruit du récepteur est de l'ordre de $7\text{ nV}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$. Pour comparaison, le récepteur radio BF des satellites Cluster ont une sensibilité de $100\text{ nV}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ et celui du satellite Wind, $10\text{ nV}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$. Cette grande sensibilité nous permet d'envisager la mesure du rayonnement radio galactique pour des fréquences supérieures à $\sim 200\text{ kHz}$.

3.1.3 Le mode GP

Comme on vient de le voir, le récepteur est complètement programmable. Pratiquement toutes les combinaisons des paramètres décrits plus haut sont possibles. Il revient donc aux opérateurs scientifiques du projet de définir les modes opératoires en fonction des différentes observations. Un mode opératoire est une configuration de balayage en fréquence (bandes actives, nombre de canaux par bande, etc), de résolution temporelle (temps d'intégration), d'antennes sélectionnées en entrées et de type de corrélations effectuées par le DSP.

Comme on l'a vu au chapitre précédent, l'analyse goniopolarimétrique nécessite les autocorrélations aux bornes des 3 antennes et deux intercorrélations complexes. Une mesure instantanée de HFR ne peut produire que 4 mesures au maximum (2 autocorrélations et 1 intercorrélations complexes). Un mode opératoire a été défini pour

obtenir des données goniopolarimétrique en effectuant successivement les 4 mesures sur deux couples d'antennes différents. C'est ce qu'on appelle le mode³ "GP" (pour Goniopolarimétrie).

Ce mode consiste donc à enregistrer les autocorrélations sur $+X$ et Z et l'intercorrélation correspondante au cours d'une première mesure et les autocorrélations sur $-X$ et Z et l'intercorrélation correspondante au cours d'une seconde mesure effectuée immédiatement après. Le récepteur RPWS/HFR étant capable de changer instantanément de mode opératoire aussi souvent qu'à chaque mesure, cet échange d'antenne sur l'entrée E_X à chaque mesure ne pose techniquement aucun problème. On obtient alors 8 mesures. L'autocorrélation sur l'antenne Z est mesurée 2 fois. On a donc bien les 7 mesures nécessaires à l'inversion goniopolarimétrique. La série de 8 mesures du mode GP est appelée "mesure 3-antennes".

Les deux mesures 2-antennes successives sont séparées d'un laps de temps qui dépend de la résolution temporelle choisie pour le mode. Ce décalage temporel peut varier de 125ms à 1s dans les bandes **A**, **B** et **C**, et de 20 à 160ms dans la bande **H1** (la bande **H2** n'est en pratique pas utilisée en mode GP puisque les fréquences correspondantes ne respectent pas l'hypothèse de dipôle court nécessaire à la goniopolarimétrie). Une mesure 3-antennes se fait donc en moins de 300ms dans la bande **H1** à comparer aux 12 secondes nécessaires à l'analyse goniopolarimétrique dans le cas d'Ulysse. Enfin, puisque l'acquisition d'un spectre nécessite le balayage de toute la gamme de fréquence de RPWS/HFR, 2 mesures 3-antennes à la même fréquence sont espacées d'1 à 2 minutes.

3.2 Goniopolarimétrie sur RPWS/HFR

Cette partie présente les inversions goniopolarimétriques analytiques que j'ai développées au cours de ma thèse et qui sont consignées dans l'article de Cecconi et Zarka [2004] (reproduit en annexe B). On étudiera ensuite les différentes sources d'erreurs et leurs contributions à l'erreur finale. Enfin, on passera en revue les autres méthodes d'inversion goniopolarimétrique applicables à RPWS/HFR.

Comme on l'a vu au chapitre précédent, les équations de base de la goniopolarimétrie sont les équations 2.24 à 2.30. Ces équations décrivent comment on peut relier les mesures aux observables d'une onde plane, dans le cadre de l'hypothèse de dipôles courts. Rappelons ces équations en appliquant la nomenclature de l'expérience RPWS/HFR. Les trois antennes $\mathbf{h}_1, \mathbf{h}_2, \mathbf{h}_3$ sont respectivement les antennes $\mathbf{h}_Z, \mathbf{h}_{+X}, \mathbf{h}_{-X}$ de l'expérience RPWS. Les mesures $A_{11}, A_{22}, A_{33}, C_{12}^r, C_{12}^i, C_{13}^r$ et C_{13}^i deviennent $A_{ZZ}, A_{+XX}, A_{-XX}, C_{+XZ}^r, C_{+XZ}^i, C_{-XZ}^r$ et C_{-XZ}^i . Les indices des paramètres d'antennes sont aussi modifiés en conséquence. Le système d'équations à résoudre est donc :

$$A_{ZZ} = \frac{Sh_Z^2}{2} \left[(1+Q)\Omega_Z^2 - 2U\Omega_Z\Psi_Z + (1-Q)\Psi_Z^2 \right] \quad (3.1)$$

$$A_{+XX} = \frac{Sh_{+X}^2}{2} \left[(1+Q)\Omega_{+X}^2 - 2U\Omega_{+X}\Psi_{+X} + (1-Q)\Psi_{+X}^2 \right] \quad (3.2)$$

$$A_{-XX} = \frac{Sh_{-X}^2}{2} \left[(1+Q)\Omega_{-X}^2 - 2U\Omega_{-X}\Psi_{-X} + (1-Q)\Psi_{-X}^2 \right] \quad (3.3)$$

$$C_{+XZ}^r = \frac{Sh_Z h_{+X}}{2} \left[(1+Q)\Omega_Z\Omega_{+X} - U(\Omega_Z\Psi_{+X} + \Omega_{+X}\Psi_Z) + (1-Q)\Psi_Z\Psi_{+X} \right] \quad (3.4)$$

$$C_{+XZ}^i = \frac{SVh_Z h_{+X}}{2} (-\Omega_Z\Psi_{+X} + \Omega_{+X}\Psi_Z) \quad (3.5)$$

$$C_{-XZ}^r = \frac{Sh_Z h_{-X}}{2} \left[(1+Q)\Omega_Z\Omega_{-X} - U(\Omega_Z\Psi_{-X} + \Omega_{-X}\Psi_Z) + (1-Q)\Psi_Z\Psi_{-X} \right] \quad (3.6)$$

$$C_{-XZ}^i = \frac{SVh_Z h_{-X}}{2} (-\Omega_Z\Psi_{-X} + \Omega_{-X}\Psi_Z) \quad (3.7)$$

3. dans la littérature, on trouvera la notation *mode "DF"*, pour Direction-Finding, équivalent de "goniopolarimétrie" en anglais.

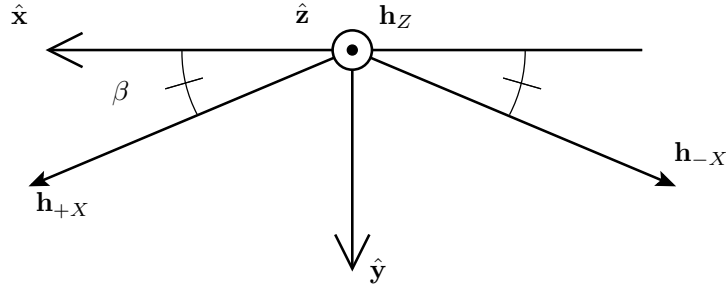


FIG. 3.4 – Le repère des antennes. L'axe \hat{z} est selon la direction de l'antenne Z. \hat{x} et \hat{y} sont choisis tels que les antennes $+X$ et $-X$ aient des azimuts supplémentaires. En général, les antennes $+X$ et $-X$ n'ont pas les mêmes colatitudes.

avec :

$$\Omega_n = \cos \theta_n \sin \theta - \sin \theta_n \cos \theta \cos(\phi - \phi_n) \quad (3.8a)$$

$$\Psi_n = -\sin \theta_n \sin(\phi - \phi_n) \quad (3.8b)$$

où θ_n et ϕ_n sont la colatitude et l'azimut de l'antenne n , et θ et ϕ , la colatitude et l'azimut de la direction d'arrivée de l'onde. Ces expressions sont valables dans tous les repères que l'on utilisera par la suite.

3.2.1 Inversions Goniopolarimétriques Analytiques

Nous allons étudier quelques inversions goniopolarimétriques analytiques. Elles supposent toutes que les 9 paramètres d'antennes (donnant leurs longueurs effectives et leurs directions électriques équivalentes) sont connus. Je développerai dans un premier temps le cas général, sans hypothèse sur la polarisation et la direction d'arrivée. Cette inversion est possible si $V \neq 0$ sauf pour quelques configurations géométriques très particulières. Ensuite, viendra un cas particulier concernant les ondes sans polarisation linéaire (i.e. polarisées purement circulairement). Cette inversion comprend le cas de l'onde non polarisée. Aucune inversion analytique n'a pu être trouvée pour résoudre le cas où l'onde est polarisée purement linéairement. Enfin, nous verrons quelques inversions partielles nécessitant des hypothèses sur certains paramètres de l'onde.

Cas général

Les expressions analytiques des 7 mesures 3.1 à 3.7 peuvent être simplifiées en se plaçant dans un repère adéquat. On définit donc le "repère des antennes" tel que l'antenne Z soit alignée avec l'axe \hat{z} et que les 2 antennes $\pm X$ aient des azimuts supplémentaires ($\phi_{-X} = \pi - \phi_{+X}$). Le plan (\hat{y}, \hat{z}) est bissecteur des plans $(Z, +X)$ et $(Z, -X)$ comme le montre la figure 3.4. On peut toujours se ramener dans un tel repère. Notons bien que les colatitudes des antennes $\pm X$ ne sont pas égales dans le cas général. Les coordonnées cartésiennes des antennes dans ce repère sont :

$$\mathbf{h}_Z = \begin{pmatrix} h_Z \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \mathbf{h}_{+X} = \begin{pmatrix} h_{+X} \sin \theta_{+X} \cos \phi_{+X} \\ h_{+X} \sin \theta_{+X} \sin \phi_{+X} \\ h_{+X} \cos \theta_{+X} \end{pmatrix} \quad \mathbf{h}_{-X} = \begin{pmatrix} -h_{-X} \sin \theta_{-X} \cos \phi_{+X} \\ h_{-X} \sin \theta_{-X} \sin \phi_{+X} \\ h_{-X} \cos \theta_{-X} \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

Dans ce repère, les mesures s'expriment plus simplement en fonction des observables (voir annexe H. Les parties imaginaires des intercorrélations nous donnent l'azimut de la source ϕ dans le repère des antennes :

$$\tan \phi = \frac{h_{+X} \sin \theta_{+X} C_{-XZ}^i - h_{-X} \sin \theta_{-X} C_{+XZ}^i}{h_{+X} \sin \theta_{+X} C_{-XZ}^i + h_{-X} \sin \theta_{-X} C_{+XZ}^i} \tan \phi_{+X} \quad (3.10)$$

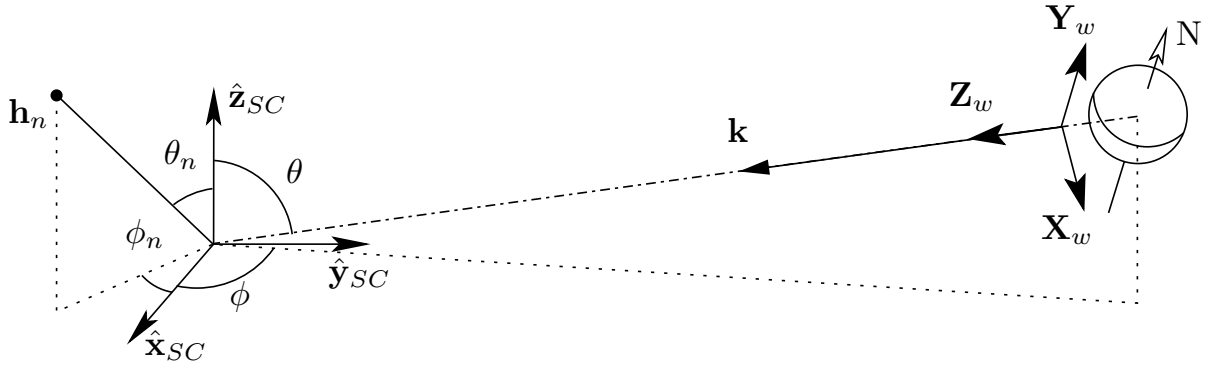


FIG. 3.5 – Le repère de l'onde. $(\mathbf{X}_w, \mathbf{Y}_w, \mathbf{Z}_w)$ définit le repère de l'onde. \mathbf{Z}_w est colinéaire au vecteur d'onde \mathbf{k} . \mathbf{Y}_w est dans le plan contenant \mathbf{k} et un axe de l'objet observé approprié à l'étude goniopolarimétrique, par exemple l'axe de rotation où l'axe magnétique de la planète observée. La source se trouve dans la direction (θ, ϕ) . $(\hat{\mathbf{x}}_{SC}, \hat{\mathbf{y}}_{SC}, \hat{\mathbf{z}}_{SC})$ est le repère de la sonde. Une antenne \mathbf{h}_n est représentée avec sa colatitude θ_n et son azimut ϕ_n .

On obtient ensuite sa colatitude θ :

$$\tan \theta = \frac{A_{ZZ} h_+ h_- \sin \theta_{+X} \sin \theta_{-X} \sin(2\phi_{+X})}{(h_+ A_{ZZ} \cos \theta_{+X} - h_Z C_{+XZ}^r) h_- \sin \theta_{-X} \sin(\phi + \phi_{+X}) + (h_- A_{ZZ} \cos \theta_{-X} - h_Z C_{-XZ}^r) h_+ \sin \theta_{+X} \sin(\phi - \phi_{+X})} \quad (3.11)$$

La fonction tangente étant définie à π près, on doit disposer d'une hypothèse sur la valeur de ϕ . Ce n'est pas nécessaire pour la colatitude qui est déjà définie sur $[0, \pi]$. Une fois ces angles déterminés dans le repère des antennes, il faudra les ramener dans le repère de la sonde ou tout autre repère plus général. J'ai utilisé le formalisme des quaternions pour tous les changements de repères par rotation (voir annexe I). Ce formalisme présente l'avantage d'être simple à mettre en œuvre et permet de minimiser des sources d'erreurs de programmations.

Une première remarque avant de continuer plus avant : le premier paramètre calculé est l'azimut ϕ de la position de la source. Les mesures utilisées pour ce calcul sont les parties imaginaires des intercorrélations. Or ces grandeurs comportent toutes le taux de polarisation circulaire V en facteur. Si ce taux de polarisation est nul, ces deux mesures seront aussi nulles. On ne pourra alors pas calculer l'azimut de la position de la source. L'inversion sans polarisation linéaire, que l'on abordera un peu plus loin, prend en compte ce cas.

Tous les paramètres de l'onde peuvent être calculés dans le repère des antennes, mais comme les paramètres de Stokes U et Q dépendent de l'orientation du repère (voir Kraus [1966]; Hamaker et Bregman [1996]; Carozzi et al. [2000] et Annexe G), les calculs sont menés dans un nouveau repère appelé le repère de l'onde. Ce repère est défini comme suit : \mathbf{Z}_w est colinéaire au vecteur d'onde \mathbf{k} ; on choisit ensuite le vecteur \mathbf{Y}_w perpendiculaire à \mathbf{k} et dans le plan contenant \mathbf{k} et un axe de l'objet observé approprié à notre étude (par exemple, l'axe de rotation de la planète observée avec une orientation Sud-Nord); l'axe \mathbf{X}_w complète en une base orthonormée directe. La géométrie de ce repère est représentée dans le figure 3.5.

Revenons aux expressions 3.1 à 3.7. Lorsque la position angulaire de la source (θ, ϕ) est connue — ce qui fait que les termes Ω_n et Ψ_n sont connus — le système devient un système linéaire en S, SQ, SU et SV . On peut même retrouver les 4 paramètres de Stokes à partir d'une mesure 2-antennes. Il y a deux mesures 2-antennes par mesure 3-antennes. La série de mesures 2-antennes est constituée des 4 mesures $A_{ZZ}, A_{\pm XX}, C_{\pm XZ}^r$ et $C_{\pm XZ}^i$ suivant que la paire d'antennes utilisée est $(Z, +X)$ ou $(Z, -X)$. On va calculer les paramètres de Stokes pour chacune des 2 mesures 2-antennes. On différencie les inconnues en leur adjoignant un indice correspondant au couple d'antenne

utilisé : S_{\pm} , Q_{\pm} , U_{\pm} , V_{\pm} . Le système d'équation s'écrit alors sous la forme :

$$\begin{bmatrix} A_{ZZ} \\ (h_Z/h_{\pm X})^2 A_{\pm XX} \\ (h_Z/h_{\pm X}) C_{\pm XZ}^r \\ (h_Z/h_{\pm X}) C_{\pm XZ}^i \end{bmatrix} = \mathcal{M} \frac{S_{\pm} h_Z^2}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ Q_{\pm} \\ U_{\pm} \\ V_{\pm} \end{bmatrix}, \quad (3.12)$$

avec

$$\mathcal{M} = \begin{bmatrix} \Omega_Z^2 + \Psi_Z^2 & \Omega_Z^2 - \Psi_Z^2 & 2\Omega_Z \Psi_Z & 0 \\ \Omega_{\pm X}^2 + \Psi_{\pm X}^2 & \Omega_{\pm X}^2 - \Psi_{\pm X}^2 & 2\Omega_{\pm X} \Psi_{\pm X} & 0 \\ \Omega_Z \Omega_{\pm X} + \Psi_Z \Psi_{\pm X} & \Omega_Z \Omega_{\pm X} - \Psi_Z \Psi_{\pm X} & \Omega_{\pm X} \Psi_Z + \Omega_Z \Psi_{\pm X} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\Omega_{\pm X} \Psi_Z + \Omega_Z \Psi_{\pm X} \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

Ce système linéaire est inversible si la matrice \mathcal{M} n'est pas singulière. Ce qui revient à dire que le déterminant de \mathcal{M} n'est pas nul :

$$\det(\mathcal{M}) = -2(\Omega_{\pm X} \Psi_Z - \Omega_Z \Psi_{\pm X})^4 \neq 0 \quad (3.14)$$

Dans ce cas, on obtient les paramètres de Stokes :

$$\frac{S_{\pm} h_Z^2}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ Q_{\pm} \\ U_{\pm} \\ V_{\pm} \end{bmatrix} = \mathcal{M}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} A_{ZZ} \\ (h_Z/h_{\pm X})^2 A_{\pm XX} \\ (h_Z/h_{\pm X}) C_{\pm XZ}^r \\ (h_Z/h_{\pm X}) C_{\pm XZ}^i \end{bmatrix}. \quad (3.15)$$

avec

$$\mathcal{M}^{-1} = \frac{1}{\Omega_{\pm X} \Psi_Z - \Omega_Z \Psi_{\pm X}} \begin{bmatrix} \frac{\Omega_{\pm X}^2 + \Psi_{\pm X}^2}{2(\Omega_{\pm X} \Psi_Z - \Omega_Z \Psi_{\pm X})} & \frac{\Omega_Z^2 + \Psi_Z^2}{2(\Omega_{\pm X} \Psi_Z - \Omega_Z \Psi_{\pm X})} & -\frac{\Omega_{\pm X} \Omega_Z + \Psi_{\pm X} \Psi_Z}{\Omega_{\pm X} \Psi_Z - \Omega_Z \Psi_{\pm X}} & 0 \\ -\frac{\Omega_{\pm X}^2 - \Psi_{\pm X}^2}{2(\Omega_{\pm X} \Psi_Z - \Omega_Z \Psi_{\pm X})} & -\frac{\Omega_Z^2 - \Psi_Z^2}{2(\Omega_{\pm X} \Psi_Z - \Omega_Z \Psi_{\pm X})} & \frac{\Omega_{\pm X} \Omega_Z - \Psi_{\pm X} \Psi_Z}{\Omega_{\pm X} \Psi_Z - \Omega_Z \Psi_{\pm X}} & 0 \\ -\frac{\Omega_{\pm X} \Psi_{\pm X}}{\Omega_{\pm X} \Psi_Z - \Omega_Z \Psi_{\pm X}} & -\frac{\Omega_Z \Psi_Z}{\Omega_{\pm X} \Psi_Z - \Omega_Z \Psi_{\pm X}} & \frac{\Omega_{\pm X} \Psi_Z + \Omega_Z \Psi_{\pm X}}{\Omega_{\pm X} \Psi_Z - \Omega_Z \Psi_{\pm X}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (3.16)$$

Cette inversion algébrique peut être formulée plus explicitement. Par exemple, les paramètres S et V seront exprimés dans le repère des antennes puisqu'ils ne dépendent pas de l'orientation du repère. Les paramètres U et Q , eux seront calculés dans le repère de l'onde. On exprime ainsi S_{\pm} et V_{\pm} dans le repère des antennes (où $\Psi_Z = 0$) :

$$S_{\pm} = \frac{A_{\pm XX} h_Z^2 \Omega_Z^2 - 2C_{\pm XZ}^r h_{\pm X} \Omega_{\pm X} h_Z \Omega_Z + A_{ZZ} h_{\pm X}^2 (\Omega_{\pm X}^2 + \Psi_{\pm X}^2)}{2h_Z^2 \Omega_Z^2 h_{\pm X}^2 \Psi_{\pm X}^2} \quad (3.17)$$

$$V_{\pm} = \frac{C_{\pm XZ}^i}{S_{\pm} h_Z \Omega_Z h_{\pm X} \Psi_{\pm X}} \quad (3.18)$$

et Q_{\pm} and U_{\pm} dans un repère quelconque (qui sera celui de l'onde dans la pratique):

$$U_{\pm} = \frac{A_{ZZ} h_{\pm X}^2 (\Omega_{\pm X}^2 - \Psi_{\pm X}^2) - A_{\pm XX} h_Z^2 (\Omega_Z^2 - \Psi_Z^2)}{2S_{\pm} h_{\pm X}^2 h_Z^2 (\Omega_{\pm X} \Omega_Z + \Psi_{\pm X} \Psi_Z) (\Psi_Z \Omega_{\pm X} - \Psi_{\pm X} \Omega_Z)} \frac{\Psi_Z \Omega_{\pm X} + \Psi_{\pm X} \Omega_Z}{\Omega_{\pm X} \Omega_Z + \Psi_{\pm X} \Psi_Z} \quad (3.19)$$

$$Q_{\pm} = \frac{A_{\pm XX} h_Z^2 \Omega_Z \Psi_Z - A_{ZZ} h_{\pm X}^2 \Omega_{\pm X} \Psi_{\pm X}}{S_{\pm} h_{\pm X}^2 h_Z^2 (\Omega_{\pm X} \Omega_Z + \Psi_{\pm X} \Psi_Z) (\Psi_Z \Omega_{\pm X} - \Psi_{\pm X} \Omega_Z)} \frac{\Omega_{\pm X} \Omega_Z - \Psi_{\pm X} \Psi_Z}{\Omega_{\pm X} \Omega_Z + \Psi_{\pm X} \Psi_Z} \quad (3.20)$$

Les paramètres de Stokes peuvent être reliés à des paramètres plus intuitifs comme l'angle et le degré de polarisation linéaire (voir Annexe G).

Cas d'une onde sans polarisation linéaire

On l'a vu au paragraphe précédent, le cas général ne permet pas de retrouver l'azimut ϕ de la source si les parties imaginaires des intercorrélations C_{+XZ}^i et C_{-XZ}^i sont toutes deux nulles au même instant. Cela arrive quand la polarisation circulaire de l'onde est nulle ($V = 0$) ou bien quand la colatitude θ de la source est nulle ou égale à π dans le repère des antennes (la source est dans la direction de l'antenne ou bien dans la direction opposée). Le cas $\theta = 0$ ou π est simple : l'azimut n'est pas défini dans ces conditions et le reste de l'inversion donne les bons résultats. En revanche dans le cas de $V = 0$, on ne peut pas utiliser le cas général. Le cas d'une émission sans polarisation linéaire est intéressant, puisque de nombreuses émissions ont cette propriété. Les signatures d'éclairs d'orages par exemple, ou bien les sursauts solaires de type II ou III (voir l'Introduction) sont non polarisés et donc n'ont pas a fortiori de polarisation linéaire. Les émissions aurorales planétaires sont en général polarisées purement circulairement. Le cas étudié ici prend en compte le cas où l'onde n'a pas de polarisation linéaire. On ne fait pas d'hypothèse sur la polarisation circulaire qui est obtenue en fin de parcours (elle peut être nulle).

On se place dans le repère des antennes. On y définit les quantités B_+ et B_- :

$$B_{+X} = A_{+XX} - \frac{(C_{+XZ}^r)^2}{A_{ZZ}} = Sh_+^2 \sin^2 \theta_{X+} \sin^2(\phi - \phi_{+X}) \quad (3.21)$$

$$B_{-X} = A_{-XX} - \frac{(C_{-XZ}^r)^2}{A_{ZZ}} = Sh_-^2 \sin^2 \theta_{X-} \sin^2(\phi + \phi_{+X}). \quad (3.22)$$

On les normalise :

$$\tilde{B}_{+X} = \frac{B_{+X}}{h_{+X}^2 \sin^2 \theta_{+X}}, \quad \tilde{B}_{-X} = \frac{B_{-X}}{h_{-X}^2 \sin^2 \theta_{-X}} \quad (3.23)$$

En combinant ces deux expressions on obtient :

$$\tilde{B}_{+X} + \tilde{B}_{-X} = S(1 - \cos 2\phi \cos 2\phi_{+X}) \quad (3.24)$$

$$\tilde{B}_{+X} - \tilde{B}_{-X} = S(-\sin 2\phi \sin 2\phi_{+X}) \quad (3.25)$$

Ceci mène à l'équation suivante :

$$\cos 2\phi \cos 2\phi_{+X} - \frac{\tilde{B}_{+X} + \tilde{B}_{-X}}{\tilde{B}_{+X} - \tilde{B}_{-X}} \sin 2\phi \sin 2\phi_{+X} = 1 \quad (3.26)$$

qui est résolue en introduisant Θ défini tel que :

$$\tan 2\Theta = \frac{\tilde{B}_{+X} + \tilde{B}_{-X}}{\tilde{B}_{+X} - \tilde{B}_{-X}} \tan 2\phi_{+X} \quad (3.27)$$

Cela implique la relation suivante :

$$\cos [2(\phi + \Theta)] = \frac{\cos 2\Theta}{\cos 2\phi_{+X}} \quad (3.28)$$

et on obtient finalement l'azimut ϕ de la position de la source :

$$\phi = \frac{1}{2} \arccos \left(\frac{\cos 2\Theta}{\cos 2\phi_{+X}} \right) - \Theta \quad (3.29)$$

Le flux S est calculé à partir de ϕ , \tilde{B}_{+X} et \tilde{B}_{-X} :

$$S = \tilde{B}_{+X} + \tilde{B}_{-X} - \frac{\tilde{B}_{+X} - \tilde{B}_{-X}}{\tan 2\phi \tan 2\phi_{+X}} \quad (3.30)$$

la colatitude θ à partir S et A_{ZZ} :

$$\theta = \arcsin \left[\left(\frac{A_{ZZ}}{Sh_Z^2} \right)^{1/2} \right]. \quad (3.31)$$

et enfin, on trouve la polarisation V_{\pm} :

$$V_{\pm} = \frac{\mp C_{\pm XZ}^i}{\sqrt{B_{\pm X} A_{ZZ}}} \quad (3.32)$$

Les résultats sur la position de la source ϕ et θ doivent être confrontés à des hypothèses tirées des éphémérides de position de la source pour supprimer les indéterminations angulaires.

Inversions goniopolarimétriques partielles

Les deux inversions présentées dans ce paragraphe ne sont pas à proprement parler des analyses goniopolarimétriques au sens strict du terme. Elles ne peuvent aboutir qu'à une information partielle sur les paramètres de l'onde. Les paramètres qui ne sont pas calculés doivent être supposés connus à l'aide d'hypothèses adéquates. Les inversions proposées sont applicables à des mesures 2-antennes. Les indices $+X$ ou $-X$ sont alors remplacés par un indice générique X représentant l'ensemble possible des configurations $\{+X, -X, D\}$

Ces inversions partielles sont utiles dans deux cas particuliers : tout d'abord, lorsque le récepteur RPWS/HFR n'est pas en mode GP et que l'on enregistre les autocorrélations et l'intercorrélacion sans changer d'antennes entre chaque mesure (c'est le cas en mode "dipôle", par exemple, lorsque les antennes $\pm X$ sont reliées en dipôle D); enfin lorsque les 2 autocorrélacions A_{ZZ} successives d'une mesure 3-antennes sont significativement différentes (ce qui implique que l'émission a changé entre les 2 mesures 2-antennes).

Mode polarimètre On fait l'hypothèse que l'on connaît la position de la source. On peut alors retrouver les 4 paramètres de Stokes en utilisant la même inversion algébrique que celle du cas général, sans passer par la première étape de détermination de la position de la source. Cette inversion peut être précise si les sources sont émises par des régions localisées, très éloignées de la sonde et de position parfaitement connue.

Polarisation circulaire Dans le cas d'une onde à polarisation purement circulaire, les paramètres de Stokes Q et U sont nuls. Une inversion analytique est alors possible. Elle a été proposée et présentée par A. Lecacheux lors de la réunion annuelle de l'équipe RPWS à l'Université d'Iowa en 1999. Posons :

$$\mathcal{P} = \frac{2h_X h_Z C_{XZ}^r}{h_X^2 A_{ZZ} + h_Z^2 A_{XX}}, \quad \mathcal{Q} = \frac{h_X^2 A_{ZZ} - h_Z^2 A_{XX}}{h_X^2 A_{ZZ} + h_Z^2 A_{XX}} \text{ et } \mathcal{R} = \frac{2h_X h_Z C_{XZ}^i}{h_X^2 A_{ZZ} + h_Z^2 A_{XX}} \quad (3.33)$$

que l'on normalise en :

$$\mathcal{P}_c = \frac{\mathcal{P} - c}{1 - \mathcal{P}c}, \quad \mathcal{Q}_c = \frac{\mathcal{Q}\sqrt{1-c^2}}{1 - \mathcal{P}c}, \quad \mathcal{R}_c = \frac{\mathcal{R}\sqrt{1-c^2}}{1 - \mathcal{P}c} \quad (3.34)$$

avec $c = (\mathbf{h}_Z \cdot \mathbf{h}_X) / h_Z h_X$. On en tire :

$$\tan 2\phi = -\frac{\mathcal{Q}_c}{\mathcal{P}_c} \quad (3.35)$$

$$\cos^2 \theta = \frac{2}{1 + \sqrt{\mathcal{P}_c^2 + \mathcal{Q}_c^2}} - 1 \quad (3.36)$$

$$S = \frac{(y_{11} + y_{22})}{2Z_0} \frac{1 + \sqrt{\mathcal{P}_c^2 + \mathcal{Q}_c^2}}{1 + \mathcal{P}_c c} \quad (3.37)$$

$$V \cos \theta = \frac{\mathcal{R}_c}{1 + \sqrt{\mathcal{P}_c^2 + \mathcal{Q}_c^2}} \quad (3.38)$$

Cette inversion donne le même ensemble de résultats que le cas sans polarisation linéaire présenté plus haut. Lorsque le récepteur est configuré en mode GP, la méthode à 3 antennes est plus robuste puisqu'elle combine plus de mesures pour retrouver les paramètres de l'onde.

3.2.2 Sources d'erreurs

Les méthodes d'inversion goniopolarimétrique proposées sont analytiques. Cela facilite les études d'erreurs. Il est possible de simuler les différentes sources d'erreurs et d'en évaluer simplement leur propagation dans le système d'équation. Nous allons d'abord étudier les différentes sources d'erreurs puis donner les ordres de grandeurs des erreurs que chacune d'elle induit sur les résultats. Les sources d'erreurs dont nous allons tenir compte sont les suivantes : les indéterminations analytiques, le bruit de numérisation, le rapport signal sur bruit, les erreurs sur les paramètres fixés et la variabilité de l'émission. Pour chaque type d'erreur, j'ai simulé les effets sur les résultats finaux. La simulation consiste à construire une série de mesures 3-antennes fictive en faisant varier les paramètres libres (les inconnues) dans toute la gamme accessible avec un pas adapté à chaque application :

- Dans le cas du rapport signal sur bruit, les mesures sont simulées, puis dégradées en ajoutant un bruit aléatoire $S/(S/N)$ — ce qui induit un rapport signal sur bruit de S/N — et enfin, on applique l'inversion.
- Le même schéma s'applique pour le cas de l'erreur de numérisation. Les mesures simulées sont dégradées en appliquant un algorithme simulant le CAG et la numérisation.
- Dans le cas des erreurs sur les paramètres fixés, on a simulé les mesures puis on les a inversées en injectant des paramètres fixés biaisés.

Chaque source d'erreur a été étudiée séparément.

Définissons quelques grandeurs qui seront utiles par la suite :

- α_i : la distance angulaire entre la direction de la source et l'antenne \mathbf{h}_i ($i \in \{+X, -X, D, Z\}$).
- β_{XZ} : la distance angulaire entre la direction de la source et le plan défini par les antennes \mathbf{h}_Z et \mathbf{h}_X ($X \in \{+X, -X, D\}$).

On exprimera l'écart entre les données simulées et les résultats de l'inversion sous la formulation compacte suivante :

- $\delta\theta$: l'écart entre la position de la source introduit initialement dans les simulations et la position résultante.
- δS : l'écart entre le flux introduit initialement dans la simulation et le flux résultant.
- δL : l'écart entre le taux de polarisation linéaire introduit initialement dans la simulation et le taux résultant; on pose $L = (U^2 + Q^2)^{1/2}$.
- δV : l'écart entre le taux de polarisation circulaire introduit dans la simulation et le taux résultant.

Les résultats détaillés sont donnés dans Cecconi et Zarka [2004] reproduit en Annexe B. On rappellera ici les différents types d'erreurs et leurs mise en œuvre. Un tableau finale récapitule les résultats utiles au dépouillement des données RPWS.

Indéterminations Analytiques

Les premières indéterminations à prendre en compte sont les indéterminations analytiques. Les équations des inversions goniopolarimétriques données à la section précédente ont leurs domaines de définition propres. En dehors de ceux-ci, les résultats sont indéterminés : l'inversion est alors impossible.

Cas général L'équation 3.10 est définie lorsque $V \neq 0$, on exclut donc le cas $V = 0$. Une seconde indétermination intervient lorsque le déterminant $\det(\mathcal{M}) = 0$. Cette condition est équivalente à

$$\Omega_{+X}\Psi_Z - \Psi_{+X}\Omega_Z = 0 \quad (3.39)$$

Cette dernière relation peut s'écrire : $\beta_{+XZ} = 0$, ce qui correspond au plan formé par les antennes $+X$ et Z . Ainsi, l'ensemble de directions défini par $\det(\mathcal{M}) = 0$ est le plan des deux antennes $+X$ et Z . Dans ce cas, la matrice \mathcal{M}

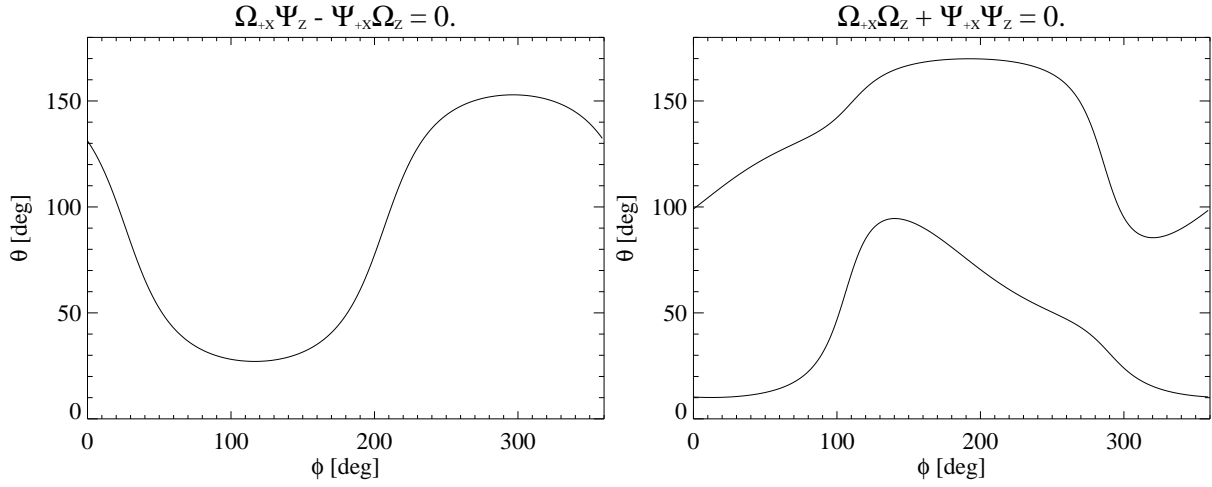


FIG. 3.6 – À gauche : Lieu des points où $\Omega_{+X}\Psi_Z - \Psi_{+X}\Omega_Z = 0$. À droite : Lieu des points où $\Omega_{+X}\Omega_Z + \Psi_{+X}\Psi_Z = 0$. Les coordonnées θ et ϕ sont les colatitudes et azimuts dans le repère du satellite. Ces courbes correspondent aux indéterminations numériques dans le cas général de l'inversion goniopolarimétrique analytique.

n'est pas inversible et seule la position (θ, ϕ) de la source peut être calculée. La zone correspondante dans le plan (θ, ϕ) est donnée dans la figure 3.6, graphe de gauche. Une troisième indétermination intervient lorsque

$$\Omega_{\pm X}\Omega_Z + \Psi_{\pm X}\Psi_Z = 0 \quad (3.40)$$

voir equations 3.19 and 3.20. Dans ce dernier cas, S et V peuvent être obtenus mais pas U ni Q . Les points correspondants à cette indétermination sont décrits dans la figure 3.6, graphe de droite.

Cas sans polarisation linéaire Dans cette inversion, les erreurs numériques interviennent principalement dans la direction $\theta = 0$ ou π dans le repère des antennes (cela correspond à la direction de l'antenne \mathbf{h}_Z). V_{\pm} ne peut être calculé dans le plan $\beta_{\pm XZ} = 0$ respectif.

Bruit de numérisation

Le bruit de numérisation est introduit dans le récepteur par la boucle de CAG. Le CAG suit le niveau du signal pour l'adapter aux tensions d'entrées de la rampe d'échantillonnage. Ainsi la valeur instantanée des coefficients du CAG dépendent du signal acquis aux instants précédents. Dans notre simulation, on considère que le signal est constant dans le temps et donc, on calcule les coefficients idéaux du CAG pour une amplitude donnée. On utilise les paramètres internes du CAG de HFR.

Le dispositif de CAG permet une grande dynamique (de l'ordre de 90dB). Cependant, en sortie de la partie numérique du récepteur, les corrélations sont codées sur 8 bits selon un codage pseudo-logarithmique. Cela introduit une erreur de l'ordre de $\pm 0.2\text{dB}$ [V^2/Hz]. La figure 3.7 montre erreur introduite sur les mesures. Comme je l'ai montré dans [Ceconi et Zarka, 2004], le bruit introduit par l'ensemble CAG/compression-log est équivalent à un rapport signal sur bruit de $\sim 17 - 20\text{dB}$ dans le cas de Cassini (Compression 8 bits). Le récepteur STE-REO/SWAVES comportera une boucle de CAG similaire mais codera les données sur 12 bits, réduisant ainsi le bruit de numérisation d'un facteur 16.

Rapport signal sur bruit

Le bruit ajouté aux autocorrélations est un bruit gaussien de largeur $\sigma = S_{bg}/\sqrt{B\tau}$, où S_{bg} est le niveau de puissance du fond, B et τ sont les bandes passantes et temps d'intégrations de la mesure. Ces paramètres valent

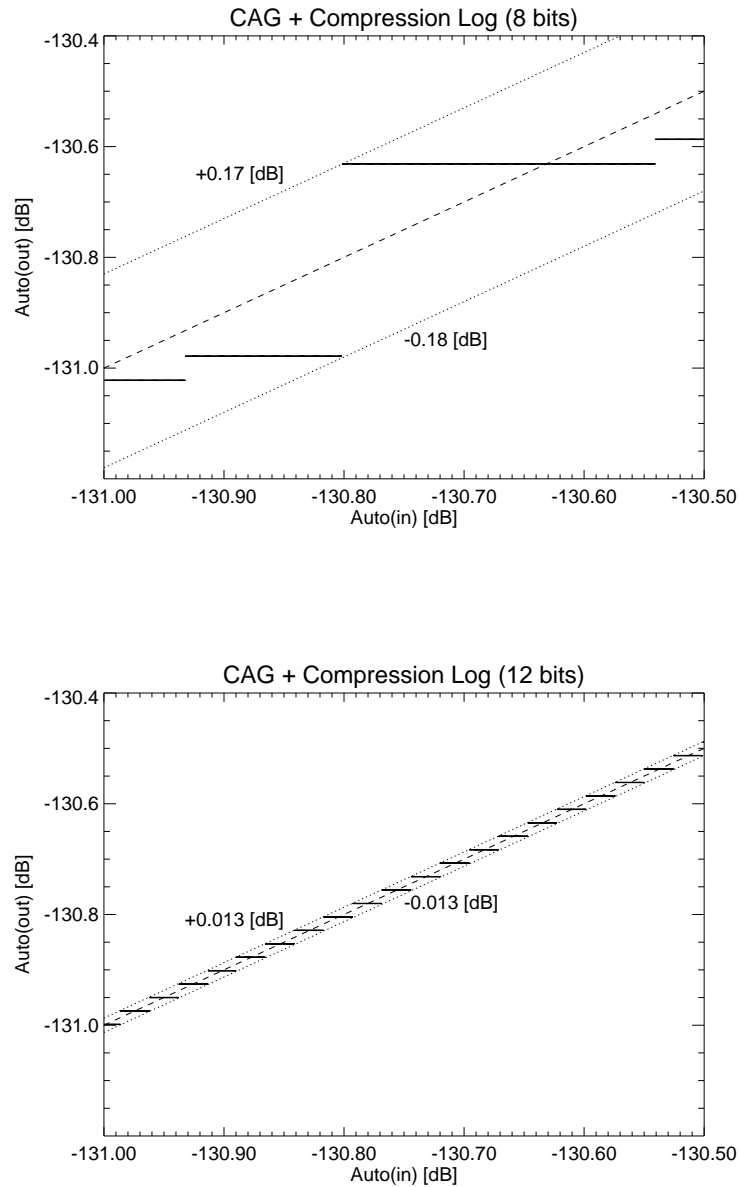


FIG. 3.7 – Simulation de l'effet du CAG sur des autocorrélations : en tiret, les autocorrélations initiales; en trait plein, les autocorrélations reconstruites après numérisation (CAG+Compression log, 8 bits à gauche, 12 bits à droite); en pointillé, les valeurs extrêmes hautes et basses des écarts entre les valeurs initiales et les valeurs reconstruites. On a simulé des autocorrélations entre -160dB et -70dB . La figure représente une partie de cette simulation, entre -131.00dB et -130.50dB . L'écart entre la valeur initiale et la valeur reconstruite après numérisation varie sur la gamme $+0.17/-0.18\text{dB}$ pour la numérisation 8 bits, et sur la gamme $\pm 0.013\text{dB}$ pour la numérisation 12 bits. Les erreurs introduites sur les mesures sont alors réduites d'un facteur 13.8 ($\sim 16 = 2^{12}/2^8$).

Type d'inversion	Sélection des données	$\delta\theta$	δS_{\pm}	δL_{\pm}	δV_{\pm}
Cas Général	$\beta_{\pm XZ} > 20^{\circ}$	1°	1.0 dB	0.10	0.10
Polarisation Circulaire	$\beta_{\pm XZ} > 20^{\circ}$ et $\alpha_Z < 50^{\circ}$	1°	1.0 dB	—	0.10

TAB. 3.1 – *Inversions Goniopolarimétriques: ordre de grandeur des erreurs pour chaque inversion.*

typiquement sont $S_{bg} = 10^{-16} V^2/Hz$, $B = 25 kHz$ et $\tau = 16 ms$ pour une observation en bande **H1**. Ces valeurs donnent un bruit $\sigma = 5 \cdot 10^{-18} V^2/Hz$. On montre alors qu'il faut un rapport signal sur bruit supérieur à $\sim 20 dB$ couplé à une sélection angulaire $\beta_{\pm XZ} > 20^{\circ}$ pour pouvoir garantir $\delta\theta < 1^{\circ}$, $\delta S_{\pm} < 1 dB$, $\delta L_{\pm} < 10\%$ et $\delta V_{\pm} < 10\%$

Paramètres fixés

Les erreurs sur les paramètres fixés sont les erreurs sur l'étalonnage des dipôles électriques équivalents ou une polarisation linéaire résiduelle dans le cas d'inversion sans polarisation linéaire.

Variabilité de l'émission

Enfin, lorsque l'on effectue des mesures 3-antennes, les caractéristiques de l'émission peuvent changer entre les deux mesures 2-antennes. Le cas le plus simple à modéliser est celui où le flux change entre les deux mesures. C'est la cas que nous choisis de simuler, les autres cas nécessitant plus d'hypothèses et étant moins probables dans le cas d'émissions radio planétaires.

Récapitulation

Les résultats présentés dans ce paragraphe sont tirés de l'article [Cecconi et Zarka, 2004]. Le tableau 3.1 résume brièvement ces résultats. Dans le cas général, une sélection angulaire sur la position de la source appropriée ($\beta_{+XZ} > 20^{\circ}$ and $\beta_{-XZ} > 20^{\circ}$) permet de limiter les erreurs sur la position de la source $\sim 1^{\circ}$, la précision de la détermination du flux est de l'ordre de 1 dB et les taux de polarisations sont résolus à mieux que 10%. Dans le cas de l'inversion sans polarisation linéaire, on obtient les erreurs suivantes : $\delta S < 0.2 dB$ et $\delta\theta < 1^{\circ}$. La sélection angulaire favorable est alors définie par : $\alpha_Z < 50^{\circ}$ et $\beta_{\pm XZ} > 20^{\circ}$.

3.2.3 Discussion

Les valeurs numériques des erreurs présentées dans le tableau 3.1 ont été simulées en utilisant les paramètres réels du récepteur HFR. On peut cependant imaginer améliorer ces résultats par un meilleur étalonnage des paramètres d'antennes, en affinant la sélection des données, ou en modifiant les paramètres internes du récepteur (ce qui est réservé aux instruments futurs).

La première possibilité est d'effectuer un étalonnage précis des dipôles électriques effectifs. C'est ce que l'on va présenter dans le prochain chapitre. Si on arrive à une précision de l'ordre de 1 à 2° sur la direction des antennes effectives, on pourra avoir une précision de cet ordre sur les mesures goniopolarimétriques. La longueur des antennes effectives est aussi très importante. Ce point d'ailleurs a demandé une attention particulière, comme on le verra par la suite. La détermination du bruit de fond est aussi essentielle et passe par une analyse à long terme des données. Il faut repérer les périodes "calmes", c'est-à-dire, ne contenant que peu de signal, et calculer le fond en prenant les précautions décrites au chapitre suivant (voir 4.2).

La sélection des données est de toute façon indispensable lors de l'analyse des résultats finaux. La première sélection est faite sur le rapport signal sur bruit. La limite des 20 dB est une limite minimale, mais elle doit être couplée à une sélection angulaire. En effet, les erreurs dépendent fortement de la position de la source par rapport aux directions des antennes. Il s'agira donc de bien se limiter aux configurations géométriques favorables décrites dans l'article Cecconi et Zarka [2004].

Enfin, si l'on veut améliorer le bruit de numérisation, il faut numériser avec plus de précision. c'est ce qui sera fait dans le récepteur radio STEREO/SWAVES qui codera ces données sur 12 bits au lieu de 8 bits sur Cassini. Cela permet de gagner un facteur 16 dans la précision des mesures et de relaxer les sélections angulaires limites. Dans le cas de STEREO, ce sera le rapport signal sur bruit qui dominera les erreurs, alors que dans RPWS/HFR, la numérisation introduisait un bruit de l'ordre de 20 dB (signal sur bruit limite pour avoir des mesures précises).

3.2.4 Autres inversions

D'autres méthodes d'inversion goniopolarimétriques ont été proposées comme on a pu le voir au chapitre précédent (voir 2.2.4). Elles sont basées sur la minimisation d'une distance quadratique entre les données et un modèle des mesures. Les méthodes de minimisation par χ^2 demandent un certain temps de calcul qui peut devenir problématique lorsque les vallées de l'hypersurface du χ^2 sont trop plates. C'est effectivement ce qui se passe dans notre cas. C'est d'ailleurs ce point qui m'a poussé à définir une nouvelle méthode d'inversion plus performante.

Ajustement par moindres carrés (SVD) – [Ladreiter et al., 1995] La méthode d'inversion proposée par Hans-Peter Ladreiter de l'Institut de Recherche Spatiale de Graz, en Autriche, met en œuvre une technique puissante de décomposition en valeur singulière (SVD) pour effectuer la minimisation du χ^2 . L'originalité réside dans le fait que le système n'est pas linéaire. La méthode SVD permet de trouver à chaque itération la direction de plus grande pente et de tendre ainsi vers le minimum. On nomme y_i^{obs} ($i \in \{1, \dots, 7\}$) les 7 mesures réelles et y_i^{mod} les 7 mesures prédites par les équations (2.24) à (2.30). Les paramètres libres sont les paramètres de l'onde $\mathbf{X} = (S, Q, U, V, \theta, \phi)$. Les paramètres du modèle correspondront à ceux mesurés par le récepteur pour le χ^2 le plus petit :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^7 W_i (y_i^{\text{obs}} - y_i^{\text{mod}}(\mathbf{X}))^2 \quad (3.41)$$

où les W_i sont des pondérations correspondant aux erreurs faites sur la mesure des y_i^{obs} . Rechercher le minimum du χ^2 revient à chercher l'annulation de ses dérivées partielles par rapport aux composantes X_j de \mathbf{X} :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial X_j} = 0 \quad (3.42)$$

Comme le système d'équation de départ n'est pas linéaire par rapport aux composantes de \mathbf{X} , et que les dérivées partielles du χ^2 ne le sont pas non plus, on linéarise ces dérivées partielles :

$$\left. \frac{\partial \chi^2}{\partial X_j} \right|_{\mathbf{X}} = - \left. \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial X_j \partial X_k} \right|_{\mathbf{X}} \cdot \Delta X_k \quad (3.43)$$

Si on pose $b_j = \partial \chi^2 / \partial X_j$, $A_{jk} = \partial^2 \chi^2 / (\partial X_j \partial X_k)$, le système précédent peut s'écrire :

$$b_j = A_{jk} \Delta X_k \quad (3.44)$$

C'est ce système linéaire que est inversé par SVD. Si ΔX_k et le \mathbf{X} initial sont bien choisis, la convergence est rapide. Le ΔX_k choisi donne un ordre de grandeur de la précision que l'on aura sur les paramètres finaux. En effet si le minimum du χ^2 se trouve à moins de $\Delta X_k / 2$ dans l'espace des paramètres, l'algorithme pensera être déjà au minimum. Il faut donc choisir un ΔX_k suffisamment petit, tout en gardant à l'esprit que plus il est petit, plus il faudra d'itérations pour atteindre la solution. La valeur initiale de \mathbf{X} est aussi importante. Elle doit être la plus proche possible de la valeur finale pour minimiser le nombre d'itération d'une part et pour éviter de converger vers un minimum secondaire du χ^2 d'autre part.

Comme je l'ai déjà mentionné précédemment l'algorithme développé par H.-P. Ladreiter n'est pas fiable pour les mesures de flux S . Il est très sensible à la condition initiale donnée sur S . Un moyen de contourner ce problème

est de normaliser les mesures par une combinaison de celles-ci. Cela permet d'éliminer S des équations. Cela réduit aussi le nombre de paramètres libres à ajuster. Une normalisation par la somme des 3 autocorrélations est la plus simple que l'on puisse imaginer. Cette quantité ne s'annule jamais puisque les autocorrélations ne peuvent s'annuler simultanément sur deux antennes à la fois (une autocorrélation s'annule quand la source est dans l'axe électrique de l'antenne). Les mesures ainsi normalisées décrivent un intervalle de largeur 1 : les autocorrélations varient entre 0 et 1 et les intercorrélations entre -0.5 et $+0.5$. Cependant, cette normalisation nécessite la réécriture complète des dérivées secondes du χ^2 présentées plus haut, voir éq. (3.43).

Ajustement par moindres carrés (Powell) – [Vogl et al., 2004] Au départ, le principe est exactement le même que pour le cas précédent. Les équations utilisées sont les mêmes. Les mesures 3-antennes sont utilisées et normalisées par la somme quadratique des 3 autocorrélations $A_n = \sqrt{A_{ZZ}^2 + A_{+XX}^2 + A_{-XX}^2}$. Cela permet de faire disparaître la dépendance en S . Le flux sera calculé en dernière étape. On a donc 14 paramètres à ajuster. Cependant, une différence importante réside dans le fait que l'on peut analyser plusieurs mesures 3-antennes en même temps. Le système est alors surdéterminé et la précision de l'ajustement est améliorée à condition que l'émission n'ait pas varié tout au long des mesures. L'équation 3.41 devient :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N \times 7} W_i \left[\frac{y_i^{\text{obs}}}{A_n^{\text{obs}}} - \frac{y_i^{\text{mod}}(\mathbf{X})}{A_n^{\text{mod}}} \right]^2 \quad (3.45)$$

où N est le nombre de mesures 3-antennes utilisées simultanément pour l'ajustement, A_n^{obs} et A_n^{mod} sont respectivement les sommes des 3 autocorrélations mesurées et modélisées. Les expressions des pondérations W_i font intervenir la normalisation et le bruit du récepteur (voir Vogl et al. [2004]). Le minimum de l'expression 3.45 est obtenu par la méthode de Powell [Press et al., 1986].

Les méthodes d'ajustement par minimisation donnent accès à un paramètre de qualité, le χ^2 , le degré de confiance de l'ajustement, ou encore la matrice de covariance pour la méthode SVD. Dans le cas de l'inversion analytique on a simulé les sources d'erreur et on peut en connaître exactement les valeurs dans toutes les configurations.

Cependant, tout ces raffinements ne sont utiles que si l'étalonnage des dipôles électriques et du flux sont effectués avec précision. C'est ce que nous allons voir dans le prochain chapitre. Nous appliquerons ensuite les outils goniopolarimétriques aux données RPWS/HFR enregistrées lors du survol de Jupiter.

CHAPITRE 4

Étalonnage de l'expérience RPWS/HFR

Les inversions goniopolarimétriques décrites au chapitre précédent ne peuvent être précises qu'après un étalonnage du récepteur RPWS/HFR. Ce chapitre décrit cette étape indispensable. Dans un premier temps, l'étalonnage des dipôles électriques est présenté. Ce travail a été effectué en collaboration avec Dieter Vogl de l'Institut de Recherche Spatiale de l'Université de Graz en Autriche. Cet étalonnage a été mené à l'aide de deux méthodes : l'une, analytique, que j'ai développée, l'autre, un ajustement par moindres carrés, a été développée par D. Vogl. Les résultats de cet étalonnage sont présentés dans l'article Vogl et al. [2004] sous presse (cet article est reproduit en Annexe C). Il sera publié dans un numéro spécial Cassini–Jupiter du Journal of Geophysical Research. Dans un deuxième temps, nous aborderons l'étalonnage en flux du récepteur. Ce travail sera publié dans l'article Zarka et al. [2004] qui paraîtra dans le même numéro spécial du JGR (il est reproduit en Annexe D).

4.1 Étalonnage des dipôles électriques

Les antennes électriques de l'expérience RPWS sont des monopôles tubulaires rigides de 10 m de long. Ils ont été déployés en vol peu après le lancement en 1997 [Gurnett et al., 2004]. Les senseurs de fin de course ont bien fonctionné et ont confirmé le bon déploiement des antennes. Les caractéristiques physiques de ces antennes (directions et longueurs) sont donc connues. Comme on l'a vu au chapitre 1, ce ne sont pas les paramètres physiques des monopôles qui entrent en jeu dans les mesures électriques, mais ceux des dipôles électriques équivalents au système monopôles–satellite. L'étalonnage des antennes consiste à trouver les directions et les longueurs effectives de ces dipôles équivalents.

Les antennes électriques de RPWS ont été étalonnées de plusieurs manières. Une première, présentée par Rucker et al. [1996], consiste à étalonner un modèle réduit de la sonde et de son système d'antenne dans une cuve contenant un fluide diélectrique et où l'on fait se propager des ondes électrostatiques. Cet étalonnage a été mené par les équipes française (au DESPA à Meudon) et autrichienne (à Graz). Une seconde méthode de simulation électromagnétique a été développée par Fischer et al. [2001]. Enfin, une troisième, présentée dans Vogl et al. [2004], utilise une source étalon naturelle (les émissions hectométriques joviennes) pour étalonner en vol les antennes de l'expérience RPWS.

La rhéométrie et l'étalonnage en vol se fondent toutes deux sur les mêmes idées au départ : d'une part, lorsque l'antenne est courte, on considère que $V = \mathbf{h} \cdot \mathbf{E}$ (équation 2.6), et d'autre part, la forme du diagramme d'antenne

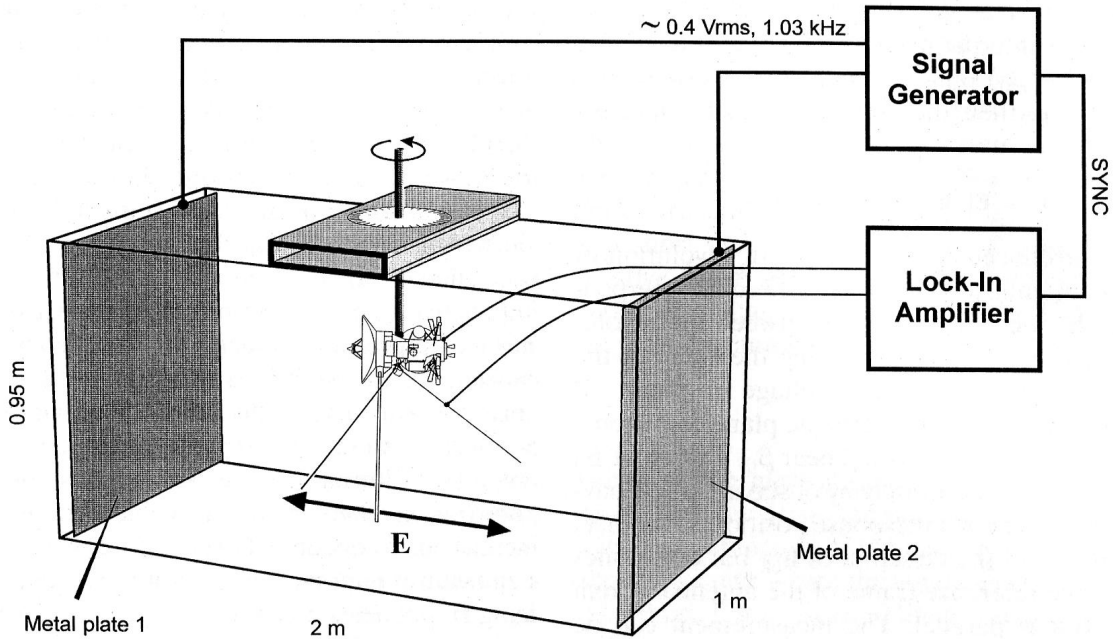


FIG. 4.1 – Schéma du dispositif expérimental mis en œuvre pour les mesures rhéométriques. Un modèle réduit de Cassini–Huygens est immergé dans une cuve électrolytique contenant un fluide diélectrique. Un dispositif permet de faire tourner la maquette de la sonde afin de mesurer la réponse des antennes en fonction de leur orientation. [figure tirée de Rucker et al., 1996]

d'un dipôle court — il varie en $\sin^2 \theta$ — fait que l'antenne est beaucoup plus sensible aux variations angulaires lorsque qu'on est proche de $\theta = 0$. Dans les deux cas, ce sont ces deux faits qui vont guider l'analyse. L'antenne effective sera notée \mathbf{h}_{eff} . Dans le cas de la simulation électromagnétique, il n'y a pas d'hypothèse d'antenne courte et on obtient l'antenne effective (qui devient complexe à haute fréquence) sur toute la gamme du récepteur.

4.1.1 Analyse rhéométrique

L'idée de départ est donc de supposer l'hypothèse d'antenne courte où l'équation 2.6 est vérifiée. On peut donc imaginer ne pas utiliser une onde électromagnétique, mais un champ électrique statique ou quasi-statique pour mesurer la réponse de l'antenne. On place donc un modèle réduit du système d'antennes à étudier dans une cuve contenant un fluide diélectrique (de l'eau dans le cas de l'étalonnage des antennes RPWS/HFR). Le système doit comprendre tout l'environnement capable de perturber les mesures (y compris le corps du satellite qui est conducteur, voir figure 4.2).

Lorsque l'on fait tourner le modèle réduit autour d'un axe, la réponse de l'antenne est modulée par cette rotation (voir figure 4.1). Les maxima en valeurs absolues ont lieu lorsque le dipôle électrique équivalent est aligné avec le champ électrique \mathbf{E} . Cependant, dans cette configuration, la valeur absolue de la tension V aux borne de l'antenne varie en $|V| \sim E h_{\text{eff}} (1 - \psi^2/2)$, avec ψ l'angle entre la direction de l'antenne \mathbf{h}_{eff} et celle du champ électrique \mathbf{E} (en utilisant les notations proposées dans le cas d'une onde électromagnétique au chapitre 1, $\psi = \pi/2 - \theta$). La tension V varie alors très peu en fonction de ψ . En revanche, lorsque l'antenne est perpendiculaire au champ électrique \mathbf{E} , la réponse s'annule et change de signe. Une valeur approchée de la tension est alors donnée par $V = E h_{\text{eff}} (\pi/2 - \psi) \sin \gamma$ où γ est l'angle entre l'axe de rotation du modèle réduit et l'antenne effective \mathbf{h}_{eff} . L'orientation du plan contenant l'antenne effective et l'axe de rotation est donnée par la position du changement

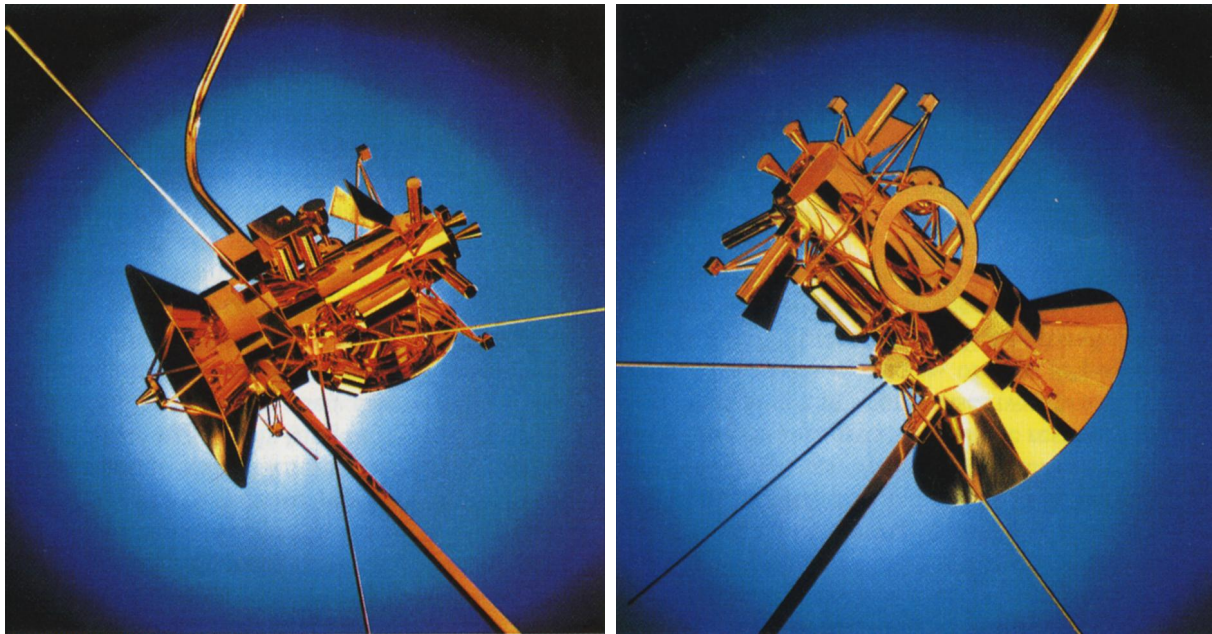


FIG. 4.2 – Photographies du modèle réduit de la sonde Cassini et de ses antennes. On voit le modèle réduit sous deux angles différents. Notons que sur la photo de droite, la sonde Huygens a été détachée. La tige de fixation est orientée vers le haut. La tige orientée vers le bas est le mât du magnétomètre. [figure tirée de Rucker et al., 1996]

de signe de la tension V . De plus, comme on peut modéliser V par une fonction affine au voisinage de $\psi = \pi/2$, la position de l'annulation pourra être mesurée avec une grande précision. Pour trouver la direction de l'antenne effective, il suffira d'effectuer l'expérience en faisant tourner le modèle réduit selon deux axes non parallèles. L'intersection des deux plans obtenus donnera la direction de l'antenne effective.

L'obtention des longueurs des antennes effectives est moins directe. En effet, l'idéal aurait été d'effectuer les mesures rhéométriques dans le vide (ou bien, à la limite, dans l'air). Dans le vide, la valeur de la tension V aurait donné la valeur de la longueur effective de l'antenne, moyennant la connaissance de la valeur du champ électrique. Il était cependant impossible d'effectuer ces mesures dans l'air ou le vide : l'impédance de l'antenne (principalement capacitive, voir 2.1.3) devient très grande ($\sim 100 M\Omega$) à basse fréquence (ici $1 kHz$). Les mesures de tensions à l'aide d'un voltmètre auraient été impossibles. L'impédance de l'antenne aurait été supérieure à la résistance d'entrée de l'appareil de mesure (quelques $M\Omega$), se comportant alors en court-circuit. Ce qui est loin d'être l'effet escompté. Plongé dans un fluide conducteur, le courant de fuite passe par l'électrolyte et non le voltmètre. Les auteurs ont montré que la longueur d'antenne obtenue dans avec ce dispositif expérimental est la même que celle qu'on obtiendrait dans le vide avec le même montage et à plus haute fréquence. Les résultats de l'analyse rhéométrique seront présentés plus loin, conjointement aux résultats de l'étalonnage en vol (voir paragraphe 4.1.4).

4.1.2 Simulation électromagnétique

L'équipe autrichienne a développé un code de simulation électromagnétique nommé ASAP (pour Antenna Scatterers Analysis Program) [Fischer et al., 2001]. Ce procédé, basé sur une décomposition en élément finis, modélise l'interaction d'une onde électromagnétique sur le système antennes-satellite. Ce système est modélisé par un ensemble de points reliés entre eux par des segments dont on peut fixer la conductivité. La modélisation calcule les courants et les charges qu'induirait la propagation d'une onde électromagnétique dans l'environnement

Début		Fin		Antenne(s) étalonnée(s)
Date	Dist.	Date	Dist.	
2000/320	15:30	2000/321	00:30	+X, -X
2000/325	15:00	2000/326	00:30	+X, -X
2000/330	14:30	2000/331	00:00	+X, -X
2000/335	14:45	2000/335	23:30	+X, -X
2000/340	14:00	2000/340	23:30	+X, -X
2001/022	01:00	2001/022	11:00	Z
2001/027	00:30	2001/022	10:45	Z
2001/036	13:00	2001/036	23:00	Z
2001/037	00:00	2001/037	10:30	Z

TAB. 4.1 – Liste des périodes d'étalonnages.

du modèle. La réponse de l'antenne est donnée par la tension modélisée obtenue aux bornes de l'antenne. Cette modélisation ne fait aucune hypothèse autre qu'une modélisation tri-dimensionnelle du système antennes-satellite. Elle peut donc être effectuée en dehors de l'hypothèse d'antenne courte. C'est ce qui la distingue des deux autres méthodes d'étalonnage qui ont été mises en œuvre.

4.1.3 Étalonage en vol

L'étalonage en vol était prévu dès le début de la mission. L'équipe RPWS avait choisi d'utiliser le survol de Jupiter pour étalonner les antennes effectives en utilisant les sources radio aurorales de Jupiter. Ces sources ont été étudiées depuis de nombreuses années et par de nombreuses expériences (voir revue de Zarka [1998]). Parmi les émissions aurorales, les émissions hectométriques (HOM) ont la particularité d'être polarisées purement circulairement [Ortega-Molina et Lecacheux, 1991]. Comme on l'a vu au chapitre 2 (section 2.1.4), il faut aussi faire l'hypothèse que l'on connaît la position de la source. Les sources de émissions aurorales sont localisées au dessus des pôles magnétiques (l'altitude dépendant de la fréquence d'émission). Leur grande intensité leur permet d'être observée de suffisamment loin avec un bon rapport signal sur bruit.

Les périodes choisies devaient répondre à trois critères :

1. L'hypothèse de polarisation purement circulaire permet d'éliminer les paramètres de Stokes U et Q des inconnues, en posant $U = 0$ et $Q = 0$.
2. La position des sources doit être connue à mieux que 0.5° .
3. Le rapport signal sur bruit doit être supérieur à 10 dB .

Ces conditions sont réunies lorsque l'on observe les émissions HOM depuis des distances de 300 à $600R_J$ ¹. Dans cette gamme de distances, le disque de Jupiter fait entre 0.35 et 0.15° . En ce qui concerne la position de la source, les émissions HOM (autour de 1 MHz) sont émises à la fréquence cyclotron électronique locale, soit environ à $3R_J$ au dessus des pôles en considérant les modèles classiques de champ magnétique jovien. Dans la gamme de distance sélectionnée, une distance de $3R_J$ donne une séparation angulaire de 0.6 à 0.3° . La condition de confusion de la position de la source avec celle de Jupiter est donc bien établie à mieux que $\sim 1^\circ$. Les périodes d'étalonnages choisies sont regroupées au sein du tableau 4.1.

Chaque période d'étalonage consiste en une série de rotation du satellite autour d'un de ces axes principaux. Ces rotations sont programmées pour faire coïncider l'axe de l'antenne à étalonner et la direction de Jupiter une fois par tour. Chaque tour s'effectue en 1 heure. Les périodes d'étalonnages durent chacune à peu près 10 h , voir tableau 4.1. Les séries de rotation programmées avant le survol de Jupiter (année 2000) étaient dédiées aux antennes +X et -X, et les séries de rotations programmées après la rencontre (année 2001), à l'antenne Z. Le fait de pointer l'antenne à étalonner vers la source permet de profiter de la très forte variation de la réponse de l'antenne lorsque

1. On rappelle que le rayon jovien vaut $1R_J = 71\,492\text{ km}$

le champ électrique de l'onde devient perpendiculaire à l'antenne. Durant les périodes d'étalonnage, le récepteur HFR était configuré en mode GP (mesures 3–antennes) et effectuait des balayages de 30s sur toute sa gamme de fréquence (3.5 kHz – 16.125 MHz).

Les données issues des périodes d'étalonnage en vol ont été analysées par Dieter Vogl à Graz et moi-même. J'ai développé une méthode d'inversion analytique permettant de retrouver les paramètres d'une antenne à l'aide de mesures 2–antennes. D. Vogl a retrouvé les paramètres des antennes en mettant en œuvre un ajustement par moindres carrés. Les résultats ont enfin été comparés et validés.

Inversion analytique

La méthode d'inversion présentée ici est publiée dans [Cecconi et Zarka, 2004], reproduit à l'annexe B, et dans [Vogl et al., 2004]. Cette inversion utilise les mesures 2–antennes. Les longueurs relatives d'antennes sont obtenues en premier lieu, ensuite les directions des 3 antennes sont obtenues séparément. On se place dans l'hypothèse de dipôle court, on suppose que les émissions observées n'ont pas de polarisation linéaire et qu'on connaît la position de la source qui est supposée ponctuelle. Dans ce cas, les mesures 2–antennes, exprimées dans le repère de l'onde (voir figure 3.5), s'écrivent de la manière suivante :

$$A_{XX} = Sh_X^2/2 \sin^2 \theta_X \quad (4.1)$$

$$A_{ZZ} = Sh_Z^2/2 \sin^2 \theta_Z \quad (4.2)$$

$$C_{XZ}^r = Sh_X h_Z/2 \sin \theta_X \sin \theta_Z \cos(\phi_X - \phi_Z) \quad (4.3)$$

$$C_{XZ}^i = SV h_X h_Z/2 \sin \theta_X \sin \theta_Z \sin(\phi_X - \phi_Z) \quad (4.4)$$

Les indices X représentent les antennes $+X$, $-X$ ou D , suivant le couple d'antenne utilisé lors de la mesure. Pour le calcul des longueurs d'antennes, on résout le système pour h_X/h_Z , supposant tous les autres paramètres connus. Pour le calcul de la direction d'une antenne, on le résout pour la direction électrique de l'antenne, θ_i et ϕ_i , (avec $i \in \{+X, -X, D, Z\}$), les autres paramètres étant supposés connus, sauf S et V que l'on retrouve par le calcul.

Longueurs d'antennes Les longueurs relatives des antennes peuvent être calculées en utilisant seulement A_{XX} et A_{ZZ} :

$$h_Z/h_X = \sqrt{\frac{A_{ZZ} \sin^2 \theta_X}{A_{XX} \sin^2 \theta_Z}} \quad (4.5)$$

Cette formule nous donne les rapports h_Z/h_{+X} , h_Z/h_{-X} ou h_Z/h_D selon le couple d'antenne utilisé. Les paramètres θ_X et θ_Z sont tirés de l'analyse rhéométrique préalablement effectuée en laboratoire. On peut considérer que cette approximation est justifiée si l'onde arrive perpendiculairement aux antennes X et Z (voir section 2.1.4).

On ne peut pas obtenir les longueurs effectives absolues par cette inversion. Cependant, comme on l'a montré dans Zarka et al. [2004, sous presse] (voir au 4.2 et Annexe D), des mesures absolues sont possibles en utilisant le rayonnement radio galactique comme source étalon. L'étude des résonances d'antennes permet aussi de contraindre ces mesures.

Directions des antennes Avec les hypothèses que nous avons effectuées, il ne nous reste plus que 4 inconnues à déterminer : S , V , θ_i et ϕ_i (avec $i \in \{+X, -X, D, Z\}$ selon l'antenne que l'on étalonne). L'intensité S ne peut pas être isolée d'une longueur d'antenne au carré. On choisit donc de calculer Sh_Z^2 , l'antenne Z ayant été choisie arbitrairement comme antenne de référence. Le flux S n'est pas constant car les émissions aurorales sont intrinsèquement sporadiques.

L'antenne Z est étalonnée à l'aide de la série d'équations suivante :

$$\theta_Z = \frac{\pi}{2} + \varepsilon_\theta \left[\frac{\pi}{2} - \arcsin \left(\sqrt{\frac{A_{ZZ} h_X^2}{A_{XX} h_Z^2} \sin^2 \theta_X} \right) \right] \quad (4.6)$$

$$\phi_Z = \phi_X + \varepsilon_\phi \arccos \left(\frac{C_{XZ}^r}{\sqrt{A_{ZZ} A_{XX}}} \right) \quad (4.7)$$

$$Sh_Z^2 = \frac{h_Z^2}{h_X^2} \frac{A_{XX}}{\sin^2 \theta_X} \quad (4.8)$$

$$V = \frac{-\varepsilon_\phi C_{XZ}^i}{\sqrt{A_{ZZ} A_{XX} - (C_{XZ}^r)^2}} \quad (4.9)$$

où $\varepsilon_\theta = \text{signe}[\theta_Z^0 - \pi/2]$ et $\varepsilon_\phi = \text{signe}[\phi_Z^0 - \phi_X]$ avec $\phi_Z^0 - \phi_X^0 \in [-\pi, \pi]$. Ces 2 dernières expressions nécessitent une valeur initiale pour la direction électrique de l'antenne (sa colatitude θ_Z^0 et son azimut ϕ_Z^0). On pourra prendre les valeurs issues de l'analyse rhéométrique qui donnent une bonne approximation des directions électriques des antennes. Les angles sont calculés dans le repère de l'onde, il faudra les ramener dans le repère du satellite ou tout autre repère utile.

De la même manière, on étalonnera l'antenne X à l'aide de la série de formules suivantes :

$$\theta_X = \frac{\pi}{2} + \varepsilon_\theta \left[\frac{\pi}{2} - \arcsin \left(\sqrt{\frac{A_{XX} h_Z^2}{A_{ZZ} h_X^2} \sin^2 \theta_Z} \right) \right] \quad (4.10)$$

$$\phi_X = \phi_Z - \varepsilon_\phi \arccos \left(\frac{C_{XZ}^r}{\sqrt{A_{ZZ} A_{XX}}} \right) \quad (4.11)$$

$$Sh_Z^2 = \frac{A_{ZZ}}{\sin^2 \theta_Z} \quad (4.12)$$

$$V = \frac{-\varepsilon_\phi C_{XZ}^i}{\sqrt{A_{ZZ} A_{XX} - (C_{XZ}^r)^2}} \quad (4.13)$$

Les définitions de ε_θ et ε_ϕ sont analogues à celles du paragraphe précédent et les mêmes remarques s'appliquent.

Une sélection des données permettra d'affiner le résultat de l'étalonnage. Une analyse goniopolarimétrique préalable des données 3-antennes est effectuée pour valider les hypothèses de polarisation linéaire nulle (en pratique on a choisi $\sqrt{Q^2 + U^2} < 0.1$, soit moins de 10% de polarisation linéaire), et de position de la source (on a choisi les mesures pour lesquelles, la position obtenue n'était pas éloignée de plus de 10° de la position de Jupiter). Pour cette analyse préliminaire, les directions des antennes sont celles données par l'analyse rhéométrique et les longueurs d'antennes sont issues de Zarka et al. [2004].

Inversion par ajustement

En parallèle de l'inversion analytique, une méthode d'ajustement par moindres carrés a permis de retrouver les paramètres des dipôles effectifs par une autre voie. Cette méthode est présentée dans Vogl et al. [2004, sous presse], reproduit en Annexe C.

Les mesures 3-antennes sont utilisées et normalisées de manière suivante : A_{XX} , A_{ZZ} et C_{XZ}^r sont normalisés par $(A_{XX}^2 + A_{ZZ}^2)^{1/2}$, l'indice X représentant le monopôle +X ou -X. Cela permet de faire disparaître la dépendance en S . Le flux sera calculé en dernière étape. Les hypothèses de polarisation linéaire nulle et de position de la source sont appliquées. L'expression du χ^2 à minimiser est la même que celle présentée à l'équation 3.45. Le vecteur \mathbf{X} est simplifié puisque S est éliminé par normalisation, $Q = 0$ et $U = 0$, et la position (θ, ϕ) de la source est connue. Il ne reste que les paramètres des antennes que l'on cherche à étalonner. Pour éviter d'avoir à tenir compte du taux de polarisation circulaire V , Les parties imaginaires des intercorrélations ne sont pas utilisées. La minimisation est effectuée par la méthode de Powell, en utilisant N séries de mesures. Le fait d'éliminer S et V de l'ajustement permet d'utiliser des séries de N mesures sans se soucier des variations de l'émission.

Méthode d'étalonnage	Antenne \mathbf{h}_{+X}			Antenne \mathbf{h}_{-X}			Antenne \mathbf{h}_Z		
	h/h_Z	$\theta(^{\circ})$	$\phi(^{\circ})$	h/h_Z	$\theta(^{\circ})$	$\phi(^{\circ})$	h/h_Z	$\theta(^{\circ})$	$\phi(^{\circ})$
Sans étalonnage	1,00	107,5	24,8	1,00	107,5	155,2	1,00	37,0	90,0
Rhéométrie (avec HP)	0,91	107,9	16,5	0,91	107,3	162,7	1,00	31,4	91,2
Rhéométrie (sans HP)	0,91	107,6	16,3	0,91	106,4	163,5	1,00	30,8	92,9
ASAP (avec HP)	1,07	106,4	16,0	1,04	106,6	164,2	1,00	29,6	89,5
ASAP (sans HP)	—	106,2	15,3	—	105,7	165,6	—	28,4	91,7
En vol (analytique)	1,20	108,5	16,5	1,18	108,0	163,1	1,00	29,4	90,3
En vol (moindres carrés)	1,21	107,9	17,6	1,19	107,6	164,4	1,00	29,3	90,9

TAB. 4.2 – Récapitulatif des résultats des différents étalonnages du système d'antennes de l'expérience RPWS. Les 3 paramètres (longueur relative h/h_Z , colatitude θ et azimut ϕ) de chaque antenne sont donnés dans chaque cas. La première ligne correspond aux paramètres physiques des monopôles. Les autres lignes sont les paramètres des dipôles électriques équivalents. Pour les déterminations en laboratoire (Rhéométrie et ASAP), les deux lignes correspondent à des étalonnages conduits avec ou sans la sonde Huygens (HP : Huygens Probe).

	Antenne \mathbf{h}_{+X}			Antenne \mathbf{h}_{-X}			Antenne \mathbf{h}_Z		
	h/h_Z	$\theta(^{\circ})$	$\phi(^{\circ})$	h/h_Z	$\theta(^{\circ})$	$\phi(^{\circ})$	h/h_Z	$\theta(^{\circ})$	$\phi(^{\circ})$
valeur opérationnelle	1,21	108,3	17,0	1,19	108,0	163,8	1,00	29,3	90,6
erreurs $[\pm\sigma]$ (1)	0,03	2,3	1,8	0,05	1,9	2,4	—	1,6	3,3
erreurs $[\pm\sigma]$ (2)	0,02	1,2	1,5	0,02	1,0	1,5	—	1,0	2,0

TAB. 4.3 – Paramètres d'antennes opérationnels et erreurs sur ces mesures. Ces valeurs proviennent de l'étalonnage en vol. Les résultats des 2 méthodes (analytique et moindres carrés) ont été confrontés. Les mesures sont cohérentes compte tenu des barres d'erreurs données (1) pour la méthode analytique et (2) pour l'ajustement par moindres carrés.

4.1.4 Application aux antennes de RPWS/HFR

Les paramètres d'antennes obtenus par les différentes méthodes d'étalonnage sont présentées dans le tableau 4.2. Il ressort de ce tableau que les mesures de longueurs effectives obtenues par l'étalonnage en vol sont très différentes des mesures en laboratoire. Ces mesures en vol sont, en outre, compatibles avec résultats de Zarka et al. [2004], ce qui confirme ces résultats. Dans le cas des mesures en laboratoire, c'est le principe même du modèle réduit ou de la modélisation qui provoque les écart observés. Les approximations nécessaires sur les détails des structures conductrices, en particulier au niveau de la fixation des antennes, altèrent les mesures de la longueur d'antenne effective par une mauvaise modélisation de la capacité de base, en particulier.

En ce qui concerne les directions des antennes électriques, elles sont toutes compatibles dans une fourchette de 2° . Les paramètres opérationnels donnés dans Vogl et al. [2004] sont présentés dans la tableau 4.3. Les barres d'erreurs sont aussi données dans le même tableau.

4.1.5 Discussion

Dans le cas de l'inversion analytique, les erreurs sur les mesures peuvent être analysées de la même manière que pour l'inversion goniopolarimétrique analytique vue au chapitre précédent. Elles sont décrites et discutées dans Cecconi et Zarka [2004] (voir Annexe B). Il résulte de cette analyse les zones angulaires sélectionnées pour le calcul des paramètres d'antennes :

$$15^{\circ} < \alpha_Z < 45^{\circ}, \beta_{XZ} > 10^{\circ}, \quad (4.14)$$

pour l'étalonnage de l'antenne Z. À l'intérieur de cette sélection, les erreurs typiques sur la direction de l'antenne Z sont inférieures à $\pm 2^{\circ}$. Les sélections angulaires sont définies de la même manière pour les autres antennes à

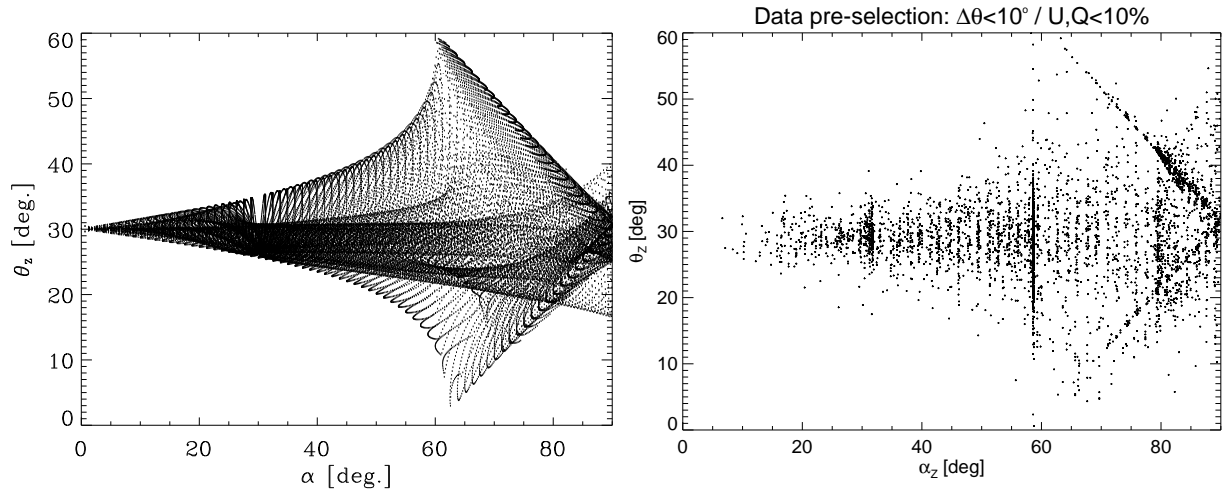


FIG. 4.3 – À Gauche : Simulation de la valeur de la colatitude de l'antenne \mathbf{h}_z avec une polarisation résiduelle de 10%. À Droite : Colatitude de l'antenne \mathbf{h}_z calculée à partir des données issues de l'étalonnage en vol. Les données ont été enregistrées lors du survol de Jupiter en décembre 2000. Une préselection des données a été effectuée. On a éliminé les mesures dont les résultats d'une analyse goniopolarimétrique préliminaire n'étaient pas compatibles avec les hypothèses de départ : écart entre la position de la source calculée et Jupiter supérieure à 10° , et polarisation linéaire supérieure à 10%. La similitude des deux nuages de points indique qu'une polarisation résiduelle pourrait être présente dans les émissions observées.

étalonner.

J'ajouterai ici un point particulier à propos de l'hypothèse de polarisation linéaire nulle. Cette hypothèse simplificatrice est nécessaire pour effectuer l'inversion analytique. On a simulé le cas où une polarisation linéaire résiduelle existait dans l'onde observée. La figure 4.3 montre comment la colatitude de l'antenne \mathbf{h}_z mesurée est perturbée par 10% de polarisation linéaire résiduelle. On compare la simulation aux mesures réelles. Cette comparaison indique qu'une polarisation linéaire résiduelle de l'ordre de 10% est compatible avec les observations. Les difficultés que l'on a eu à obtenir des résultats cohérents lors de l'étalonnage en vol proviennent probablement de ce fait. La sélection angulaire est alors cruciale, comme on peut le voir sur la figure 4.4. Cette figure représente les résultats d'une des 32 simulations effectuées dans le but d'évaluer l'effet d'une polarisation linéaire résiduelle sur la position des antennes. Les résultats de ces simulations sont les suivants :

- Pour une polarisation résiduelle de 10%, on obtient des erreurs sur la direction de l'antenne qui peuvent atteindre 10° lorsque la source est éloignée de 50° . Cette distance angulaire est le maximum atteint pour les étalonnages des antennes $\pm X$.
- Pour restreindre les erreurs à moins de 4° avec une polarisation résiduelle de 10%, il faut se limiter à une distance $\alpha_i = 45^\circ$.
- Pour des polarisations linéaires allant jusqu'à 50%, on doit se limiter à 5° autour de l'antenne pour avoir une erreur inférieure à 1° sur la mesure de sa direction. Ceci est incompatible avec les sélections angulaires imposées par les erreurs dues au faible rapport signal sur bruit ($\alpha_i > 10^\circ$).

Le compromis de cette dernière condition avec les autres sources d'erreurs (numérisation, rapport signal sur bruit, etc.) aboutit à la sélection angulaire présentée plus haut.

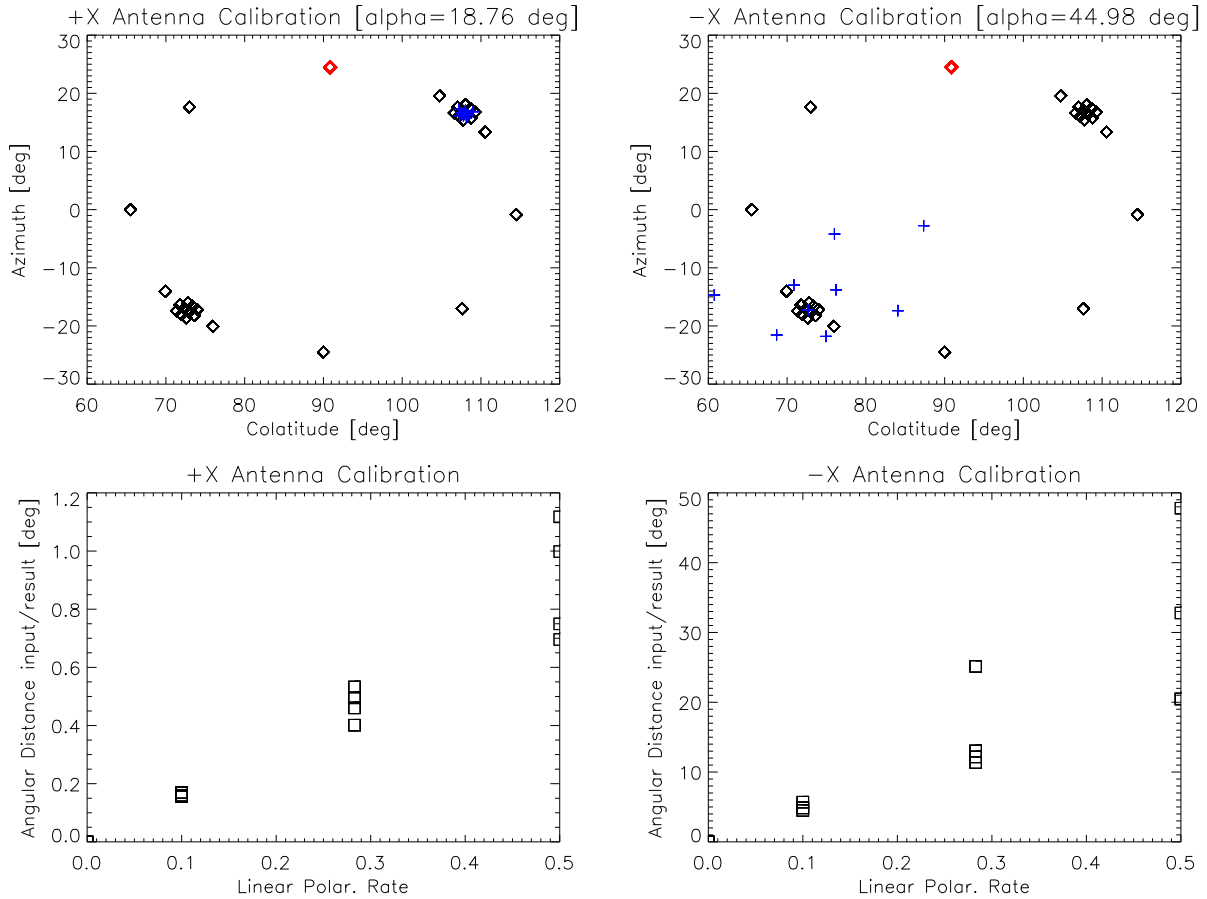


FIG. 4.4 – Simulation de l'influence d'une polarisation linéaire résiduelle sur la direction des antennes +X et -X obtenues par l'étalonnage analytique. À gauche, les graphes concernent l'étalonnage de l'antenne +X, à droite, l'antenne -X. Les graphes du haut représentent : en noir, toutes les positions de la source choisies pour la simulation; en rouge, la position de la source pour cette figure; en bleu, les positions des antennes obtenues pour différentes polarisations linéaires résiduelles. Les graphes du bas montrent l'écart angulaire entre la direction réelle et la direction calculée de l'antenne en fonction des taux de polarisation linéaire résiduelle introduits dans les mesures simulées. On a simulé en tout 30 positions de la source, réparties sur la trajectoire réelle de Jupiter dans le référentiel du satellite au cours des 4 premières périodes d'étalonnage. On a densifié les positions des sources autour des directions des antennes. On représente ici, les résultats pour une de ces 32 simulations. Pour le cas choisi, on a $\alpha_{+X} = 18.76^\circ$ et $\alpha_{-X} = 44.98^\circ$. On voit que lorsque la source est à $\sim 20^\circ$ de l'antenne, une polarisation résiduelle de 50% apporte une erreur de 1.2° maximum sur la position de la source, alors qu'avec la même configuration, l'erreur induite sur l'autre antenne (distante de $\sim 45^\circ$) dépasse 30° .

4.2 Étalonage en flux

Les données radio du survol enregistrées lors du survol de Jupiter ont été utilisées pour étalonner le récepteur RPWS/HFR. Des rotations programmées du satellite ont permis l'étalonage des directions des dipôles électriques. À côté de cela, nous avons aussi effectué un étalonage absolu en flux du récepteur HFR. Ce travail est décrit dans l'article Zarka et al. [2004], reproduit en Annexe D. L'étalonage des longueurs absolues des dipôles électriques qui permet d'obtenir des mesures absolues de flux, a permis le dépouillement des 6 mois de données du survol de Jupiter.

4.2.1 Étalonage BF – Hypothèse d'antenne courte

Lorsque l'hypothèse de dipôle court est vérifiée, le flux réel de l'onde observée S (en $W m^{-2} Hz^{-1}$) s'exprime en fonction de la puissance P (en $V^2 Hz^{-1}$) mesurée en entrée du récepteur de la manière suivante :

$$S = \frac{P}{Z_0 L^2 \left(\frac{C_a}{C_a + C_b} \right)^2} \quad (4.15)$$

où Z_0 est l'impédance du vide ($Z_0 = \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} = 120\pi = 377\Omega$), L est la longueur effective de l'antenne, C_a et C_b , les capacités d'antenne et de base². L'équation (4.15) est vraie dans l'hypothèse de dipôles courts ($2L \ll \lambda/2$) et lorsque les ondes se propagent dans le plasma comme dans le vide ($f \gg f_{pe}$). La précision de l'équation (4.15) dépend de la précision avec laquelle on connaît les paramètres L , C_a et C_b . Comme on l'a vu précédemment, les longueurs effectives sont difficiles à évaluer de manière absolue. Seul dans le cas où les antennes $\pm X$ sont associées en un dipôle D , la distance entre les 2 centres des antennes $+X$ et $-X$ donne une bonne approximation de L : $L = 9.26 m$ (Voir *RPWS antenna calibration document, University of Iowa*). Les capacités d'antennes peuvent être modélisées simplement (voir équation 2.16) contrairement à la capacité de base qui dépend de l'environnement conducteur des antennes. Les valeurs de ces capacités ont été modélisées dans le cas de l'expérience RPWS : $C_a \sim 100 pF$ et $C_b \sim 150 pF$. Cela nous donne la valeur du rapport $C_a/(C_a + C_b) \sim 0.4$. Le diviseur de tension formé des capacités d'antenne et de base joue alors le rôle d'un atténuateur de $\sim 8 dB$ sur les mesures HFR.

La relation 4.15 est valable en dessous de $2 MHz$. Elle sera donc utilisée pour étalonner le récepteur RPWS/HFR dans la gamme $3.5 kHz - 2 MHz$. Au dessus de cette fréquence, la capacité d'antenne C_a n'est plus constante et augmente jusqu'à la résonance d'antenne. Il faut donc trouver une autre méthode pour l'étalonage à plus haute fréquence.

L'étalonage s'effectue en deux parties. À basse fréquence ($< 2 MHz$), on peut appliquer l'hypothèse d'antenne courte. Le bruit de fond est le bruit du récepteur. À haute fréquence, l'antenne n'est plus courte et le bruit de fond du rayonnement galactique domine ($> 300 kHz$). La gamme de fréquence commune $300 kHz - 2 MHz$ permettra l'ajustement des deux séries de résultats, ce qui permet l'étalonage absolu.

4.2.2 Étalonage HF – Rayonnement galactique

On l'a vu au chapitre 2, le rayonnement radio galactique peut être utilisé pour étalonner les récepteurs radio s'ils sont assez sensibles. C'est le cas pour le récepteur RPWS/HFR, où l'on détecte le rayonnement radio galactique à partir de $300 kHz$. Le flux S_g est bien déterminé [Dulk et al., 2001], voir figure 2.4. On mesure la puissance P à l'entrée du récepteur, résultant de l'émission observée. La relation suivante peut alors être utilisée pour l'étalonage :

$$S = \frac{P - P_g - P_r}{P_g} S_g \quad (4.16)$$

où $P_g(f)$ est la contribution du rayonnement galactique à l'entrée du récepteur, et P_r , le niveau de bruit du récepteur.

2. voir Chapitre 2, section 2.1.3, page 20

Ce niveau de bruit est déterminé grâce à des mesures effectuées entre la première mise en service du récepteur et le déploiement des antennes, le 25 octobre 1997, entre 00:00 et 01:00 TU. L'étude de ces données a notamment confirmé les niveaux prévus de $7 - 10 nV \cdot Hz^{-1/2}$.

Le bruit de fond galactique a été mesuré en étudiant des périodes de données "calmes", c'est-à-dire, contenant peu d'émissions planétaires ou solaires (voir figure 4.5). À chaque fréquence, l'histogramme des intensités fait apparaître une distribution gaussienne, dont le centre est le niveau du bruit de fond, correspondant à $(P_g + P_r)$ à cette fréquence (voir figure 4.6).

Les courbes résultantes pour $(P_g + P_r)(f)$ sont données à la figure 4.7. Sur chacune de deux courbes, le pic donne la fréquence de la résonance d'antenne. Sur la voie E_X en mode dipôle, le pic se trouve à $8.8 MHz$, sur la voie E_Z , à $9.5 MHz$. Les pics secondaires en mode monopôle sont dûs aux interactions entre l'antenne et les parties conductrices du satellite.

4.2.3 Comparaison des deux méthodes

Entre $300 kHz$ et $2 MHz$, les deux méthodes d'étalonnage sont valables. On pose alors S_1 , le flux réel de l'onde donné par la méthode BF :

$$S_1(f) = \frac{P(f) - P_r(f)}{K} \quad (4.17)$$

avec $K = Z_0 L^2 [C_a / (C_a + C_b)]^2$, et S_2 , le flux réel donné par la méthode HF :

$$S_2(f) = \frac{P(f) - P_r(f)}{P_g(f)} S_g(f) \quad (4.18)$$

Dans la gamme $1 - 2 MHz$, on trouve que $S_2(f)/S_1(f) = K S_g(f)/P_g(f)$ est indépendant de la fréquence f . P_r est déterminé à mieux que $1 dB$ grâce aux mesures effectuées avant le déploiement des antennes. La condition $S_1/S_2 = 1$ nous donne $K = 3520 \Omega^2$ en mode dipôle et $K = 1070 \Omega^2$ en mode monopôle. Dans la gamme $0.3 - 1 MHz$, on doit aussi avoir $S_1/S_2 = 1$ avec la même valeur de K . On en déduit $P_r(f) = (P_g + P_r)(f) - K S_g(f)$. C'est cette courbe qui est tracée en pointillés gras sur la figure 4.7. On constate d'ailleurs sur cette figure qu'à basse fréquence ($< 400 kHz$), le bruit mesuré avant le déploiement des antennes est supérieur (trait pointillé fin) au bruit du récepteur calculé ici (trait pointillé gras). On ne peut donc se restreindre au P_r mesuré avant déploiement. La différence de niveau observée à basse fréquence sur la figure 4.7 provient probablement de bruits externes captés dans la bande $300 - 1000 kHz$, même lorsque les antennes n'étaient pas déployées.

4.2.4 Contraintes sur les paramètres d'antennes

L'étalonnage nous donne accès à la mesure du coefficient K par l'intermédiaire duquel on a accès au rapport $L C_a / (C_a + C_b)$. Les mesures nous donnent :

$$L \frac{C_a}{C_a + C_b} = 3.06 m \text{ (en mode dipôle)} \quad (4.19)$$

$$= 1.68 m \text{ (en mode monopôle)} \quad (4.20)$$

La résonance d'antenne à $8.8 MHz$ donne une longueur $L_D \sim 8.5 m$, compatible avec les estimations géométriques. On a alors $C_a / (C_a + C_b) \sim 0.36$. Ce qui donne $C_b \sim 89 pF$ pour $C_a = 50 pF$. En ce qui concerne le monopôle, la résonance donne une longueur $L_M \sim 7.9 m$ d'où un rapport $C_a / (C_a + C_b) \sim 0.42$ et une capacité de base de $C_b \sim 138 pF$ pour une capacité d'antenne de $C_a = 100 pF$.

Si les longueurs d'antennes des monopôles $\pm X$ sont compatibles avec les mesures rhéométriques, ce n'est pas le cas pour le dipôle D pour lequel on trouve une longueur 15% plus grande que celle de la rhéométrie. Celle-ci donnait le rapport $h_Z / h_{\pm X} \sim 1.1$. On trouve ici que ce rapport est plus proche d'un rapport ~ 1 . Enfin, les résultats de l'étalonnage en vol, donnent un rapport de 0.85. En considérant des capacités d'antennes égales, cela implique que la capacité de base de l'antenne Z est plus grande que celle des monopôles $\pm X$ (soit $\sim 180 pF$).

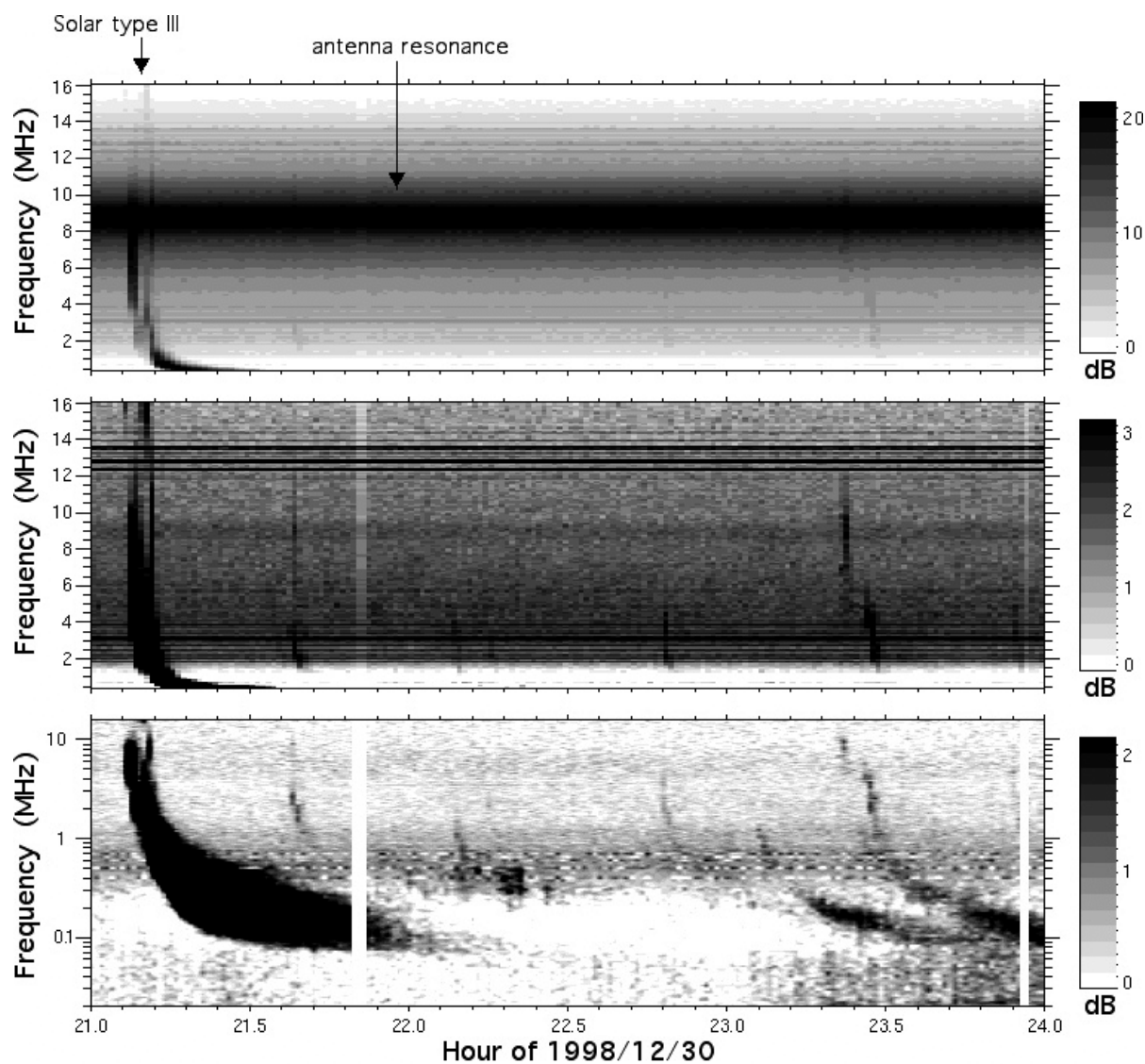


FIG. 4.5 – Intervalle de données HFR “calmes” enregistrées en mode dipôle. Le spectre dynamique du haut représente les données brutes avec une échelle linéaire en fréquence. Le spectre dynamique central représente les mêmes données mais après soustraction d'un fond dépendant de la fréquence. Le spectre dynamique du bas est le même que celui du centre, mais avec une échelle logarithmique en fréquence. [Figure tirée de Zarka et al., 2004]

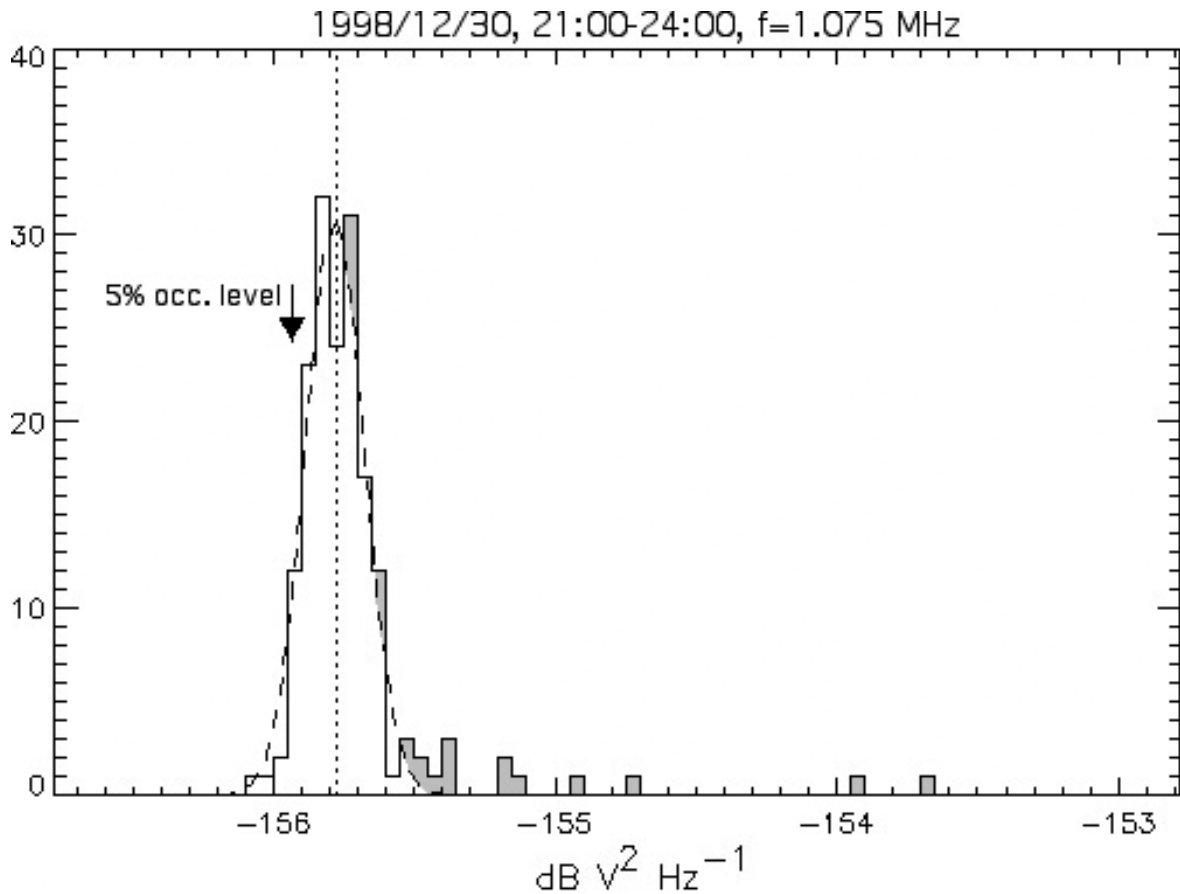


FIG. 4.6 – Histogramme des intensités sur des échantillons de 60 s tirés du spectres de la figure 4.5, à la fréquence de 1.075 MHz. La courbe en tirets est la gaussienne du bruit de fond dont la valeur centrale (ligne pointillée verticale) correspond au niveau $P_g + P_r$. Les zones grisées correspondent aux émissions solaires de type III que l'on peut voir sur la figure 4.5. [Figure tirée de Zarka et al., 2004]

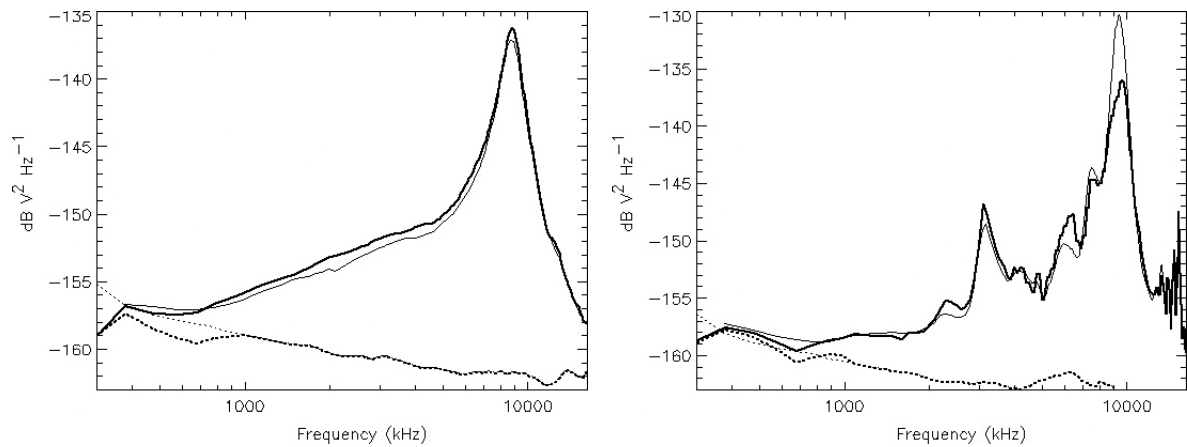


FIG. 4.7 – Spectre du bruit de fond radio galactique ($P_g + P_r$) mesuré par HFR sur les voies E_X , en mode dipôle, à gauche et E_Z à droite. Les pics principaux correspondent aux résonances d'antennes ($L \sim \lambda/4$). Les courbes continues en trait fin sont tirées d'une analyse de périodes calmes, loin de Jupiter. Les courbes continues en gras représentent le niveau à 5% mesuré à chaque fréquence sur les 6 mois de données du survol de Jupiter. Ces courbes servent de référence pour ($P_g + P_r$). Les courbes pointillées fines donnent le niveau du bruit du récepteur avant le déploiement des antennes et les pointillés gras, le bruit du récepteur obtenu à la section 4.2.3. [Figure tirée de Zarka et al., 2004]

CHAPITRE 5

Application aux émissions radio de Jupiter

Au cours des deux derniers chapitres, nous avons présenté le récepteur RPWS/HFR de la sonde Cassini. Nous en avons étudié les caractéristiques en terme de dynamique, de sensibilité, et surtout de ces capacités goniopolarimétriques. Il s'agit maintenant d'extraire la substantifique moëlle des données produites par ce récepteur. On se concentrera sur l'analyse des données enregistrées lors du survol de Jupiter, du 1er octobre 2000 au 1er avril 2001.

Dans une première partie, nous allons présenter le premier résultat découlant de l'étalonnage en flux du récepteur HFR : Un spectre radio jovien dont les différentes composantes sont connues à la précision des mesures du fond galactique qui sert de référence. Nous allons ensuite nous intéresser aux sursauts quasi-périodiques (QP) joviens. Ces émissions sont les seules émissions de la magnétosphère de Jupiter dont l'origine est encore inconnue, d'où l'idée d'utiliser les mesures goniopolarimétriques du récepteur RPWS/HFR pour obtenir leur localisation.

5.1 Spectre radio jovien de référence

La magnétosphère de Jupiter est puissant émetteur radio naturel. Comme on l'a vu dans l'introduction, ces émissions sont la signature d'accélération de particules très énergétiques. L'étude de la morphologie spectrale et temporelle des émissions a permis de préciser les processus d'émissions entrant en jeu (voir revue de Zarka [1998]). L'intensité absolue des émissions est une information importante dans la compréhension de ces mécanismes. La mesure de ces intensités absolues nécessite un étalonnage précis de toute la chaîne de réception (antennes, pré-amplificateurs, récepteur, etc). Ces opérations sont beaucoup plus facile à mettre en œuvre sur Terre que dans l'espace. Ainsi, si les radio télescopes terrestre donnent accès à des mesures absolues de flux au delà de la fréquence de coupure ionosphérique terrestre ($f \gtrsim 10\text{MHz}$), les mesures spatiales à plus basse fréquence sont moins précises à cause des difficultés d'étalonnages des instruments en vol. Cet étalonnage a été effectué pour le récepteur RPWS/HFR de la mission Cassini [Zarka et al., 2004] grâce à laquelle on a pu obtenir des mesures absolues de flux du spectre radio jovien basse fréquence.

5.1.1 Spectre radio basse fréquence

Une série de données étalonnées a été établie à l'aide de la procédure décrite au chapitre précédent (section 4.2). Cette série de données s'étend du 1er octobre 2000 au 1er avril 2001. Ces 182 jours de données ne présentent

que 10% de trous, dont 4 jours du 1er au 5 février 2001. La sonde Cassini se trouvait à une distance maximale de $1200 R_J$ (soit $0.57 UA$), et sa trajectoire était quasiment équatoriale. Les spectres qui constituent la série de données, sont échantillonnés à 90 secondes par spectre. C'est un compromis entre tous les modes opératoires qui étaient programmés pendant le survol de Jupiter (durant certaines périodes, les mesures ont été effectuées à 10s par spectre). Enfin, 88.5% des données ont été enregistrées en mode monopôle, 5.5% en mode dipôle et 6% en mode mixte (monopôle en dessous de $2 MHz$, dipôle au dessus).

Les émissions radio joviennes sont sporadiques. Leurs intensités peuvent varier de plusieurs ordres de grandeurs et leurs variabilités n'interviennent pas toutes aux mêmes échelles temporelles, sans compter que certaines émissions émettent dans des bandes de fréquence qui se chevauchent sans montrer aucune corrélation temporelle. Les émissions radio solaires viennent aussi polluer les observations. Pour toutes ces raisons, la constitution d'un spectre radio jovien composite n'est pas simple. Il a fallu mettre en œuvre un protocole strict pour obtenir des résultats fiables.

- Une étude visuelle systématique a permis l'identification des périodes privilégiées pour chaque composante. Ces périodes ont été classées selon les niveaux d'émissions observés.
- Des périodes contenant une ou plusieurs émissions ont été sélectionnées. Ces périodes devaient avoir des durées multiples de la période de rotation jovienne, soit $9h.55min.$ (ce qui correspond à ~ 400 spectres de $90s$), pour éliminer les biais sur les émissions périodiques.
- On a ensuite caractérisé la bande typique d'émission de chaque composante.
- Enfin, pour chaque composante, on a calculé les spectres des niveaux d'occurrences 50% et 1% (cela correspond aux niveaux d'intensité normalisée à $1UA$ dépassé respectivement 50% et 1% du temps). Le niveau 50% est équivalent à un spectre moyen et le niveau 1%, aux valeurs maximales atteintes lors d'événements intenses.

Il a aussi fallu éliminer les bandes de fréquences polluées par des parasites électromagnétiques de bord autour de 200, 300, 1250 et $3000 kHz$.

Le spectre composite obtenu (voir figure 5.1) comprend trois courbes, correspondant à trois niveaux d'occurrences :

- Trait continu : Spectre moyen sur une période, détecté lorsque l'émission est présente. Il s'agit de l'intensité moyenne. Autrement dit, c'est le niveau moyen que l'on est supposé mesurer en observant à un instant quelconque.
- En tiret : Spectre moyen, sur une ou plusieurs périodes, des événements intenses (niveau d'occurrence 50%).
- En pointillé : Spectre maximum atteint lors des événements intenses (niveau d'occurrence 1%).

On observe alors que les sursauts QP sont la partie la plus intense du spectre (de plus d'un ordre de grandeur). Les émissions nKOM sont de faible puissance et de faible intensité. En revanche, les émissions bKOM peuvent dépasser le niveau des émissions HOM ou DAM, mais de manière très sporadiques. Les émissions HOM sont généralement plus intenses que les émissions DAM. On observe le maximum d'intensité HOM-DAM autour de $1 - 2 MHz$. Les émissions Io-DAM sont moins fréquentes que les émissions non-Io-DAM, mais elles sont plus intenses au dessus de $8 MHz$. Les intensités maximales sont équivalentes, mais la puissance émise est plus grande du fait de la plus grande largeur spectrale.

On peut comparer ce spectre aux mesures précédentes. Le spectre jovien de référence précédent datait de Carr et al. [1983]. Ce spectre présentait un pic à $10 MHz$. On ne le retrouve pas dans nos données. Cet artefact peut être attribué à différentes causes : une mauvaise prise en compte des résonances d'antennes sur Voyager, un mauvais raccordement entre les mesures sol et les mesures spatiales (le pic se situe justement au raccordement, à la fréquence plasma ionosphérique terrestre, à $\sim 10 MHz$) ou une prise en compte d'événements trop intenses dans le spectre moyen.

5.1.2 sporadicité, directivité et puissance des émissions

La sporadicité, ou niveau de fluctuation, de chaque composante peut être facilement déduite des mesures par le rapport des niveaux d'occurrences 50% et 1%. C'est le rapport "valeur maximale" sur "valeur moyenne" lors

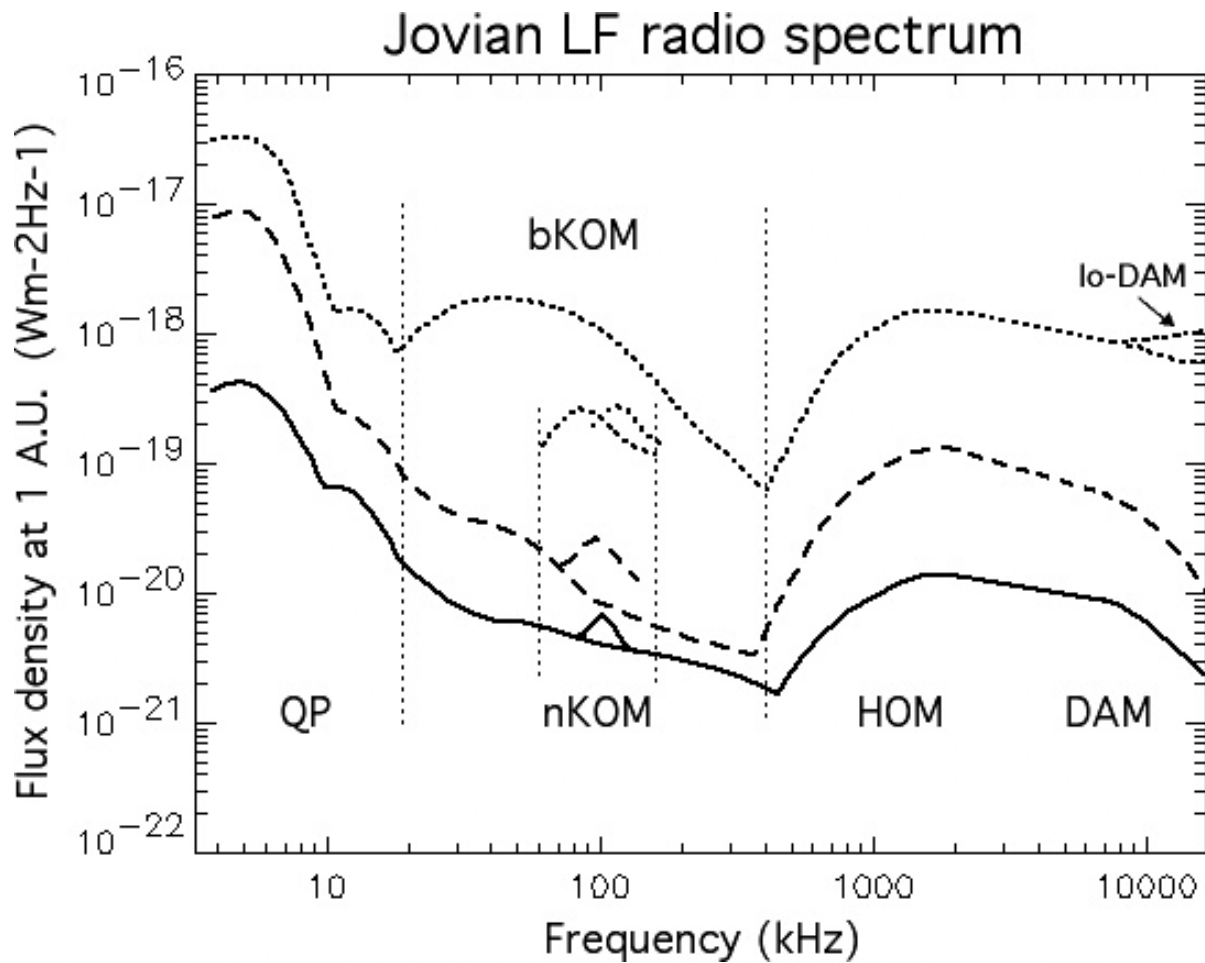


FIG. 5.1 – Spectre radio basse fréquence jovien. Les densités de flux sont normalisées à 1 UA. La courbe en trait plein représente le spectre typique moyenné sur une période (lorsque l'émission est présente). La courbe en tiret représente le spectre moyen lors d'émissions intenses. La courbe en pointillés représente les intensités maximales atteintes lors de telles périodes actives. Les émissions nKOM intenses peuvent être observées dans un domaine de fréquence légèrement variable. Les lignes pointillées verticales délimitent les extensions spectrales des différentes composantes. [figure tirée de Zarka et al., 2004]

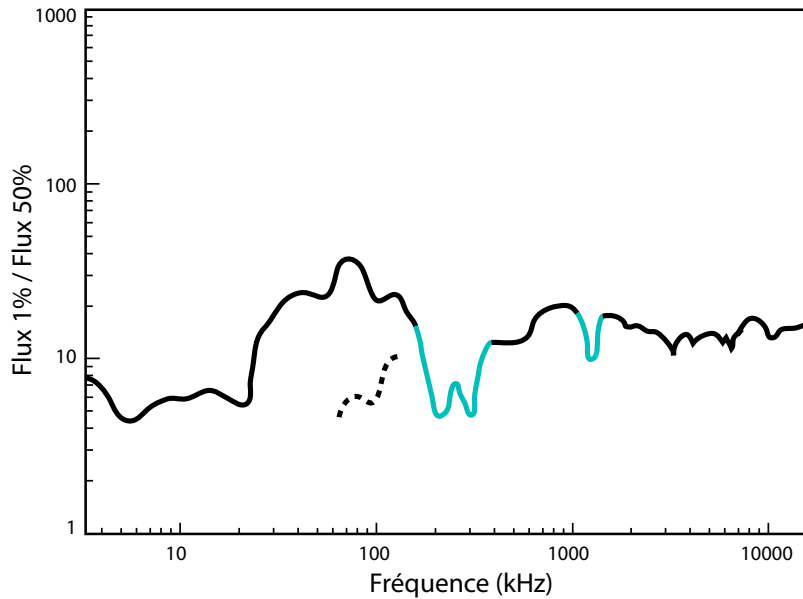


FIG. 5.2 – *Sporadicité, ou rapport de l'intensité maximale sur l'intensité moyenne sur une ou plusieurs rotations, en fonction de la fréquence. Les bandes en grisé correspondent aux bandes polluées par des parasites de bords. [figure adaptée de Zarka et al., 2004]*

d'une ou plusieurs rotations. La courbe obtenue est présentée à la figure 5.2

On peut aussi obtenir la directivité des émissions radio. Cette mesure est plus aisée lorsque l'on dispose de deux récepteurs distants, comme cela a été fait pour les émissions HOM et DAM à l'aide de Galileo et Wind [Kaiser et al., 2000] et pour les sursauts QP (voir section 5.2). Cependant, les informations statistiques que nous avons obtenus peuvent nous servir à calculer la directivité des émissions si on considère qu'elles illuminent l'espace à la manière d'un phare tournant avec la planète. La largeur de faisceau (qui est une mesure de la directivité) est obtenue en comparant l'intensité de l'émission intégrée sur le faisceau d'émission à celle moyennée sur une rotation complète. En pratique, la première quantité est estimée à chaque fréquence par l'intégrale de la queue de la distribution des intensités (S) au dessus d'une valeur de seuil (S_0) pour cette fréquence. La figure 5.3 montre les largeurs de faisceau ainsi calculées pour des seuils à 10% et 1% de niveau d'occurrences.

On retrouve que les source nKOM émettent par de larges cônes pleins (d'angle d'ouverture $100 - 150^\circ$), comme cela avait déjà été déduit par Stone et al. [1992b] à l'aide d'observations Ulysses. Les autres émissions montrent des angles solides d'émission plus étroits, de l'ordre de 30° , ce qui est aussi compatible avec les précédentes observations.

À l'aide de ces estimations d'angles solides d'émission et d'autres mesures de directivité des émissions radio joviennes, on a pu obtenir la puissance totale émise par les différentes composantes du spectre radio jovien basse fréquence. Ces résultats sont résumés dans le tableau 5.1. Ils sont compatibles avec les résultats précédemment publiés [MacDowall et al., 1993; Zarka, 1998]. Ils confirment la faible puissance de l'émission nKOM, la sporadicité du bKOM, et le fait que le DAM est la composante la plus puissante du spectre jovien (la puissance donnée dans le tableau devrait être multipliée par 2.5 pour tenir compte de la partie haute fréquence de 16 à 40 MHz).

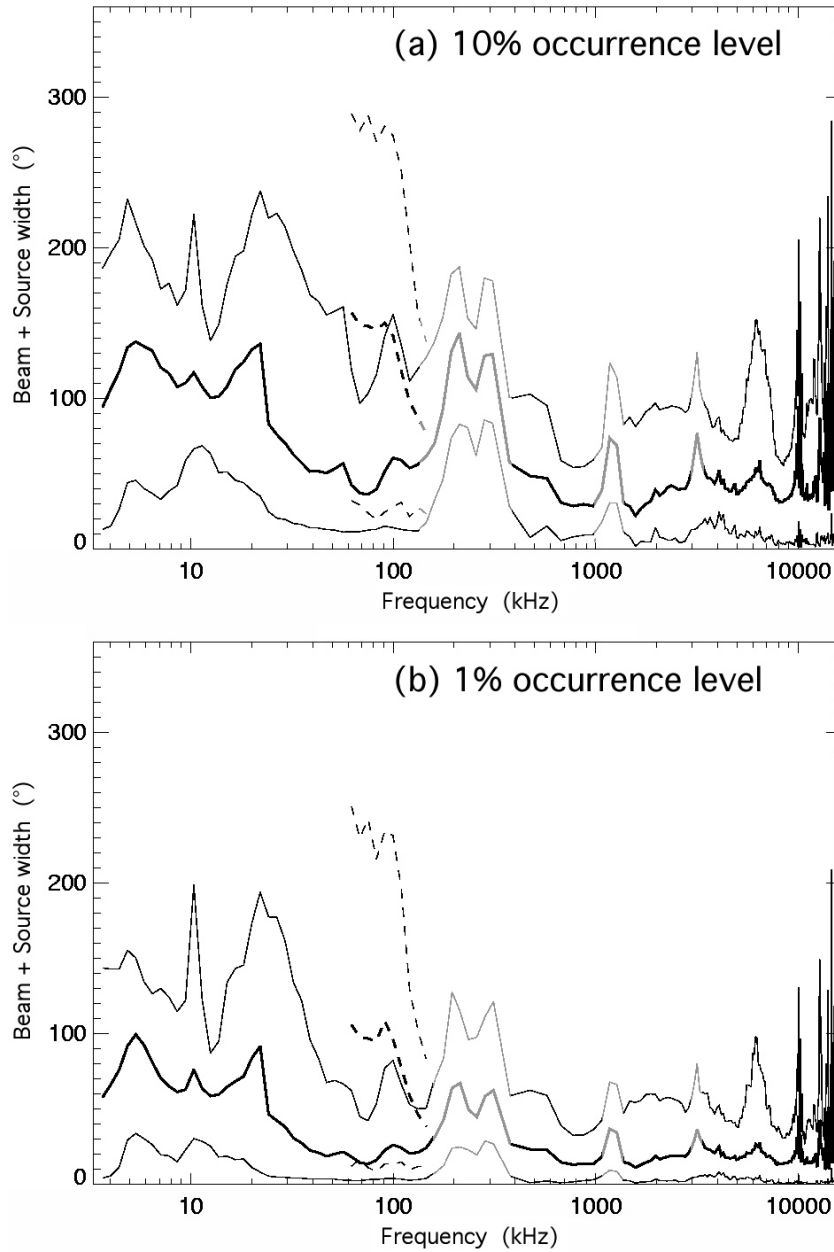


FIG. 5.3 – Estimation de la “largeur de faisceau globale” (directivité instantanée convoluée à l’extension longitudinale de la source) des émissions radios joviennes en fonction de la fréquence Elle est calculée en faisant le rapport de l’intensité de l’émission intégrée sur le faisceau d’émission par l’intensité moyennée sur une rotation complète. (a) représente une limite supérieure de la largeur globale correspondant à une valeur seuil au niveau d’intensité dépassé 10% du temps. (b) est une limite inférieure au niveau 1%. Les traits gras donnent les valeurs moyennes observées et les traits fins, les valeurs extrêmes minimales et maximales. Les bandes polluées sont indiquées en grisé. [figure tirée de Zarka et al., 2004]

	Bande spectrale [kHz]	Angle solide d'émission Ω [sr]	Puissance moyenne [W]	Puissance moy. intense [W]	Puissance maximale [W]
QP	3.5–23	$2\pi^{(a)}$	$2.9 \cdot 10^8$	$4.8 \cdot 10^9$	$6.2 \cdot 10^9$
nKOM	60–160	$4.8^{(b)}$	$5.0 \cdot 10^7$	$2.4 \cdot 10^8$	$7.7 \cdot 10^8$
bKOM	23–400	$1.9^{(c)}$	$1.7 \cdot 10^8$	$4.8 \cdot 10^8$	$9.1 \cdot 10^9$
HOM	400–3000	$1.6^{(c)}$	$4.3 \cdot 10^9$	$3.9 \cdot 10^{10}$	$1.4 \cdot 10^{11}$
DAM	3000–16000	$1.6^{(c)}$	$1.3 \cdot 10^{10}$	$8.2 \cdot 10^{10}$	$4.5 \cdot 10^{11}$

TAB. 5.1 – Puissance émises par les émissions radio joviennes. (a) voir *Hospodarsky et al. [2004] et Annexe E*; (b) $\Omega = \theta^2$ avec $\theta = 125^\circ$ d'après les résultats de notre étude; (c) en supposant un cône d'émission creux de demi-ouverture $\sim 75^\circ$ et d'épaisseur $\delta\theta = 17.5^\circ$ pour le bKOM et 15° pour l'HOM [*Queinnec et Zarka, 1998; Kaiser et al., 2000*].

5.2 Sursauts Quasi-Périodiques Joviens

Ces émissions radio ont été observées la première fois par Kurth et al. [1989] à l'aide du récepteur radio large bande de la sonde Voyager. Ces sursauts présentent un pic temporel raide pouvant aller jusqu'à 20kHz à haute fréquence en moyenne — certains événements montent jusqu'à $\sim 100\text{kHz}$ — et une dispersion sur quelques dizaines de secondes à basse fréquence. Cette allure a fait qu'ils furent appelés "Sursauts Joviens de type III", par analogie aux sursauts solaires du même nom, présentant les mêmes caractéristiques spectro-temporelles (à des échelles beaucoup grandes). Ces sursauts ont été observés par Voyager à une fréquence moyenne de $\sim 10\text{kHz}$ (de 5 à 20kHz), la durée typique d'un sursaut est de ~ 1 minute, la quasi-période de récurrence des sursauts était de ~ 15 minutes et les sursaut apparaissaient pendant des épisodes pouvant durer $\sim 1 - 2$ heures. Chaque sursaut montrait aussi des sous-structures à des échelles de $\sim 2 - 3$ minutes.

La seconde observation de ces sursauts a eu lieu lors du survol de Jupiter par la sonde Ulysses en février 1992. MacDowall et al. [1993] ont observés que ces sursauts montraient deux quasi-périodes caractéristiques de 15 et 40 minutes. C'est à cette occasion que ces sursauts ont été rebaptisés sursauts "quasi-périodiques" (ou sursauts QP). Le récepteur radio de l'expérience URAP (Unified Radio and Plasma Wave Experiment) de la sonde Ulysses balaye la bande $0.57\text{kHz} - 48.5\text{kHz}$ en 144s . Cela constitue une limite inférieure pour la détection des variabilités temporelles des émissions observées. Les variations temporelles de l'ordre de quelques minutes observées par Voyager ne peuvent donc être observées que difficilement sur les données Ulysses. L'étude de ces données a montré une corrélation indirecte entre l'occurrence des sursauts QP avec la vitesse du vent solaire. Enfin, il ressort de ces observations une corrélation entre les conditions d'observations en longitude jovienne et les caractéristiques temporelles des sursauts QP: la quasi-période de 15 minutes a été observée dans une large gamme de longitude (entre 0° et 140° de longitude λ_{III} [Dessler, 1983, Appendix B, page 498]) alors que celle de 40 minutes était concentrée autour de $\lambda_{\text{III}} = 20^\circ$. Parallèlement, les mesures d'électrons relativistes (à 8MeV), établies par l'instrument COSPIN d'Ulysses, ont montré une périodicité d'environ 40 minutes [Simpson et al., 1992; McKibben et al., 1993]. On peut noter qu'une telle quasi-période de récurrence (45 minutes) a été observée pour des émissions X dans les régions aurorales de Jupiter grâce au télescope spatial Chandra [Gladstone et al., 2002].

Les données radio récoltées grâce à la sonde Galileo ont aussi permis l'étude des sursauts QP. Ces observations ont montré des structures temporelles plus complexes que les observations précédentes. Les quasi-périodes de récurrence observées sont multiples voire aléatoires. Leur spectre n'est pas restreint aux deux quasi-périodes de 15 et 40 minutes des observations d'Ulysses, mais se répartissent entre ~ 1 minute et ~ 1 heure. Aucune corrélation avec la longitude d'observation n'a pu être dégagée [Hospodarsky et al., *présentation à l'AGU, Boston, MA, 1998*]. Lorsque Galileo est dans la magnétosphère de Jupiter, les sursauts QP sont observés comme des intensifications du continuum non-thermique (CNT) piégé. La partie basse fréquence des sursauts — inférieure à la fréquence plasma du vent solaire — se confond avec le CNT et n'est pas observée lorsque la sonde est dans le vent solaire. Cette partie basse fréquence ne montre pas non plus de dispersion temporelle. Cela indique que la dispersion pourrait se

faire lors du passage de l'onde à travers la magnétopause ou la magnétogaine, voire dans le vent solaire.

Finalement, Le récepteur radio RPWS de la sonde Cassini a pu aussi observer les sursauts QP lors de son survol de Jupiter fin 2000 début 2001. Sa trajectoire d'approche de Jupiter fut très similaire à celle d'Ulysse, mais les observations des sursauts QP furent différentes. Les périodes des sursauts s'étalent de ~ 2 minutes à quelques dizaines de minutes. Les périodes de 15 et 40 minutes ne sont observées qu'occasionnellement. Kaiser et al. [2001] ont montré que les périodes les plus probables étaient autour de $\sim 1 - 2$ minutes. Il était impossible d'échantillonner correctement des durées aussi courtes avec Ulysse. Cependant, pour les quasi-périodes > 5 minutes, les différences entre les observations d'Ulysse et de Cassini/Galileo ne sont pas expliquées. Les études à long terme menées lors de l'établissement du spectre radio jovien BF [Zarka et al., 2004] a fait ressortir une forte modulation de l'intensité des sursauts QP à la période de rotation de Jupiter [voir Zarka et al., 2004, figure 6].

5.2.1 Observations conjointes Cassini–Galileo

Les résultats présentés ici sont un résumé de l'article [Hospodarsky et al., 2004] reproduit en Annexe E et auquel j'ai collaboré. Le survol de Jupiter par Cassini a permis des observations conjointes depuis Cassini et Galileo. Suivant les positions des deux sondes dans l'environnement de Jupiter (voir figure 5.4), trois types d'études ont pu être menées :

Galileo et Cassini dans le vent solaire Lorsque deux sondes sont dans le vent solaire et à des longitudes joviennes différentes, les observations peuvent apporter des informations sur la directivité des émissions. Alors que les sursauts solaires observés pendant ces périodes sont observés aux mêmes instants sur les 2 sondes, on constate que les sursauts QP sont observés avec des décalages temporels. Ce décalage a été ajusté par corrélation et correspond à la différence de temps de vol de la lumière en supposant les sursauts émis à Jupiter. Le taux de corrélation des mesures après décalage est de l'ordre de 90%. La figure 5.5 montre des sursauts QP observés par les deux sondes, le 8 novembre 2000. En corrigeant d'un décalage temporel égal au temps de vol de la lumière entre Jupiter et chacune des deux sondes, les émissions sont pratiquement identiques. Ce résultat est confirmé par toutes les observations conjointes de ce type. Il semble donc que les sursauts QP illuminent tout l'espace au même instant et ne tournent pas avec la planète. Si les sursauts QP étaient émis selon un diagramme d'émission plus fin tournant avec Jupiter, le décalage temporel observé aurait été de 4 heures dans le cas des observations présentées à la figure 5.5.

Galileo dans la magnétosphère et Cassini dans le vent solaire Dans ce cas, Galileo observe les sursauts depuis l'intérieur de la magnétosphère. Les intensifications du CNT piégé se font en même temps que les observations de sursauts QP de Cassini (voir figure 5.6) et les sursauts observés par les deux instruments présentent les mêmes structures. La partie basse fréquence ($< 7\text{kHz}$) observée par Galileo ne l'est pas par Cassini. La contrepartie basse fréquence des sursauts QP ne se propage en effet pas à travers la magnétogaine et le vent solaire, elle est réfléchiée par la magnétopause et reste piégée dans la magnétosphère.

Galileo et Cassini dans la magnétosphère La figure 5.7 montre les observations faites par Cassini et Galileo le 10 janvier 2001, alors qu'elles étaient toutes deux dans la magnétosphère de Jupiter. Les intensifications du CNT sont observées aux mêmes instants et aux mêmes fréquences. Il est à noter que durant la période étudiée Cassini a traversé une région de forte densité augmentant la fréquence basse de coupure du CNT entre 10h et 14h. Lorsque le CNT est visible par les deux sondes, les observations montrent un très bon accord.

En conclusion, les observations suggèrent que les sursauts QP ont un diagramme d'émission isotrope (ou d'au moins $2\pi sr$), que les sources se trouvent à proximité de Jupiter et que la dispersion des sursauts à basse fréquence a lieu lors de la traversée de la magnétopause ou de la magnétogaine, voire dans le vent solaire. Dans la magnétosphère, les sursauts QP sont vus comme des intensifications du CNT.

5.2.2 Un premier résultat de goniopolarimétrie

Le survol de Jupiter a aussi été l'occasion d'effectuer des mesures goniopolarimétriques à l'aide du récepteur RPWS/HFR. Des résultats 'préliminaires' sont présentés à la figure 5.8. Ces résultats ne tiennent compte que de

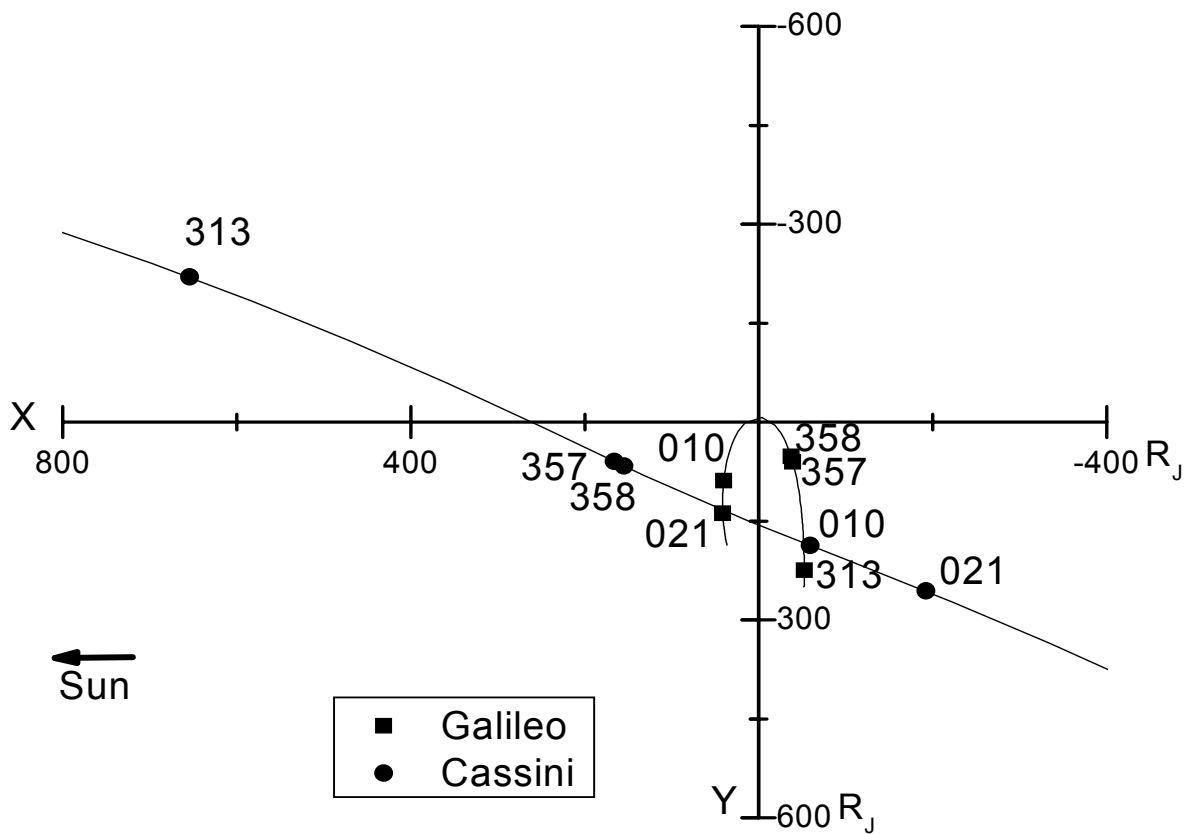


FIG. 5.4 – Trajectoire de Cassini et Galileo pendant la période du survol de Jupiter par Cassini. Les cercles ● donnent la position de Cassini et les carrés ■ la position de Galileo. Les positions sont repérées dans le plan équatorial (X,Y) de Jupiter. Chacune des observations simultanées de sursauts QP est notée sur la trajectoire de chaque sonde. [figure tirée de Hospodarsky et al., 2004]

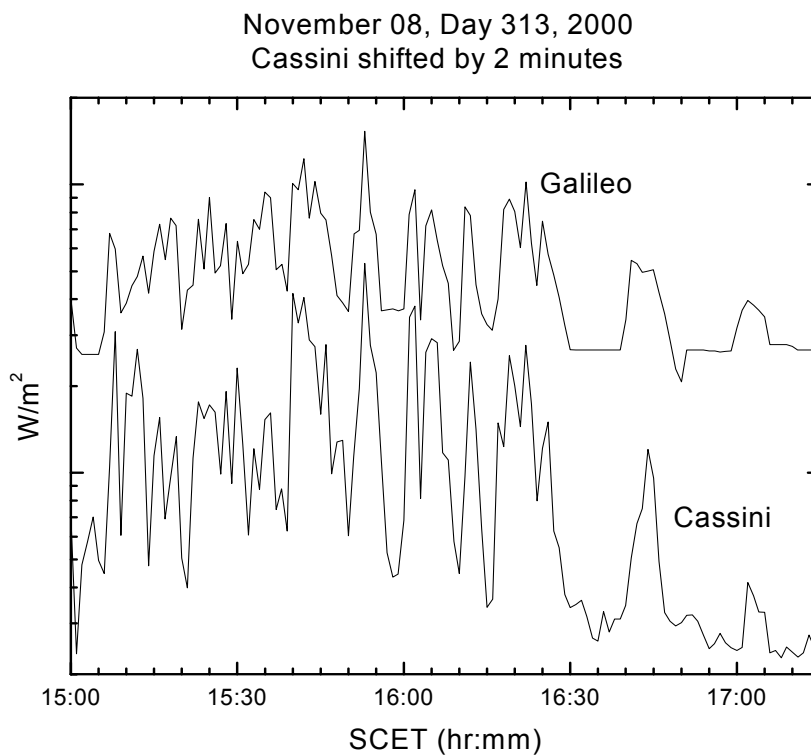


FIG. 5.5 – Puissance intégrée de 15 à 20kHz, moyennée à 1 minute, des sursauts *QP* mesurés par Galileo (en haut) et Cassini (en bas), le 8 novembre 2000. Les mesures Cassini ont été décalées vers le bas pour plus de lisibilité et vers la gauche pour tenir compte du décalage temporel dû au temps de vol de la lumière depuis Jupiter à chacune des 2 sondes (le décalage des temps de vol est de 109 secondes). Comme on peut le constater, les sursauts *QP* observés par les deux sondes sont très similaires. [figure tirée de Hospodarsky et al., 2004]

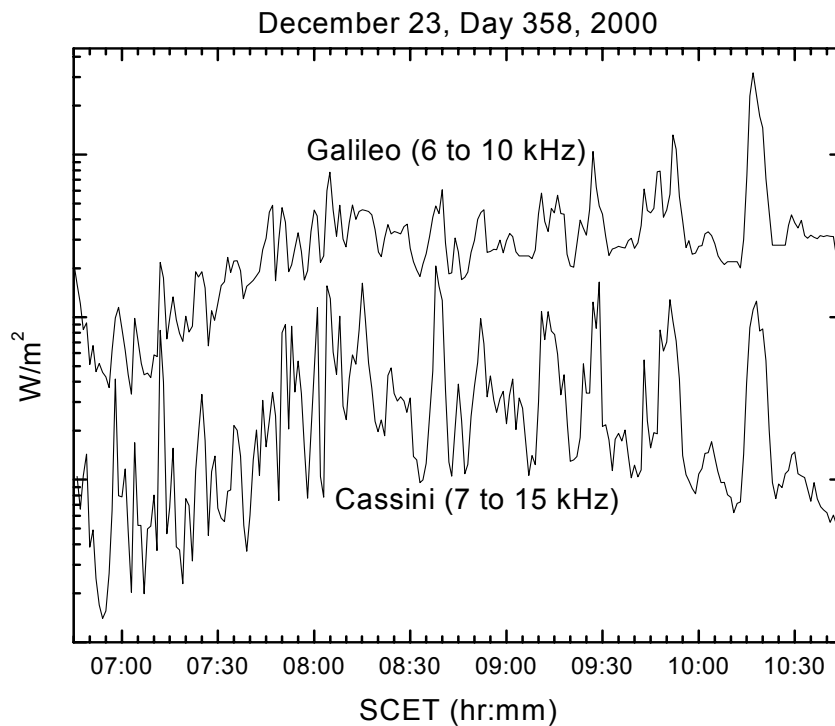


FIG. 5.6 – Puissance intégrée de 6 à 10kHz, moyennée à 1 minute, des sursauts QP mesurés par Galileo (en haut) et de 7 à 15kHz pour Cassini (en bas), le 23 décembre 2000. Les mesures Cassini ont été décalées vers le bas pour plus de lisibilité et vers la gauche pour tenir compte du décalage temporel dû au temps de vol de la lumière depuis Jupiter à chacune des 2 sondes (le décalage des temps de vol est de 25 secondes). Les sursauts QP et leurs structures fines sont observées par les deux instruments. [figure tirée de Hospodarsky et al., 2004]

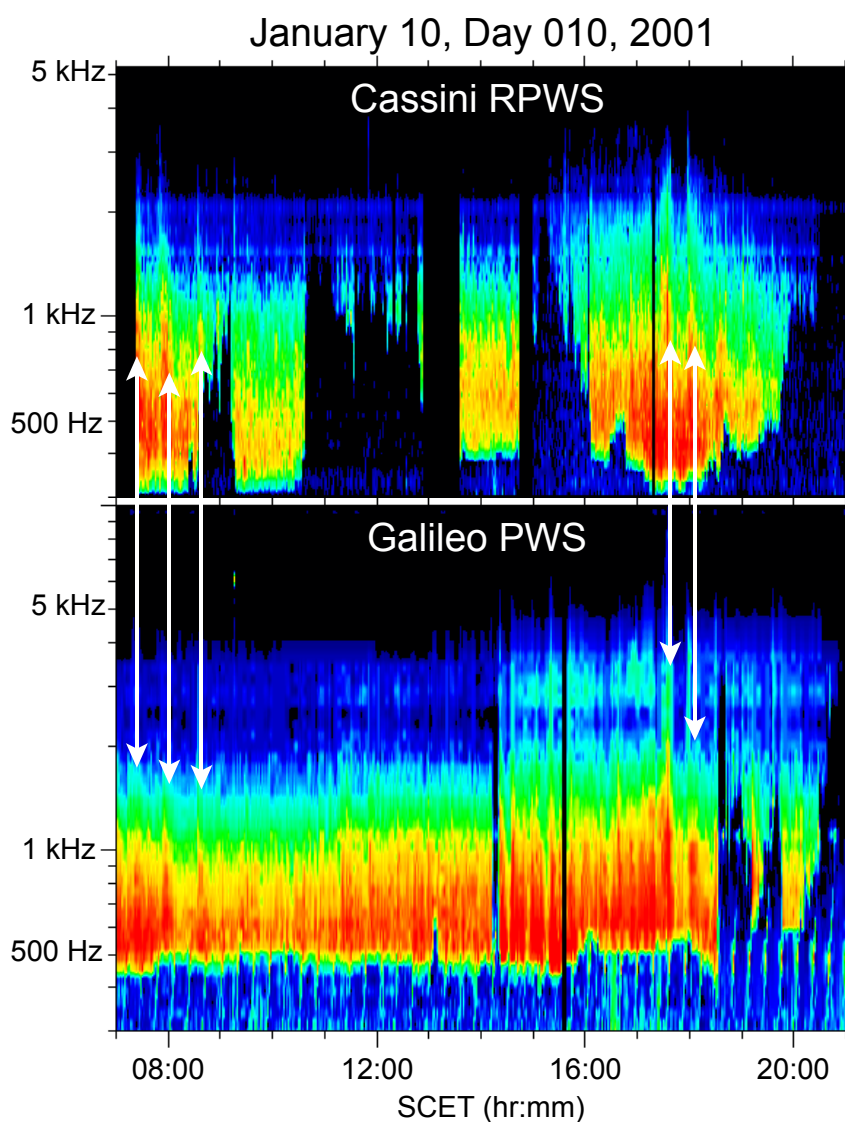


FIG. 5.7 – Spectres dynamiques des données Cassini (en haut) et Galileo (en bas), mesurés le 10 janvier 2001, au cours d'une période où les deux sondes étaient à l'intérieur de la magnétosphère joviennne. Les couleurs indiquent l'intensité du spectre (en rouge, les points les plus intenses, en bleu les moins intenses). Les flèches ont été ajoutées pour souligner les intensifications du CNT les plus importantes de la période et observées par les deux sondes. Les observations montrent un très bon accord. [figure tirée de Hospodarsky et al., 2004]

1 minute de données et ont été réalisées avec les paramètres d’antennes rhéométriques. Ces premiers résultats montrent que la direction d’arrivée apparente des sursauts QP est éloignée de Jupiter de $\sim 15^\circ$. Ces émissions sont observées à 20kHz , c’est-à-dire, dans le pic à haute fréquence et non dans la queue dispersée. Si l’émission se fait à la fréquence cyclotron électronique locale (comme c’est le cas pour toutes les sources radio aurorales), on devrait les voir venir de régions éloignées de 5 à 7° de Jupiter. Comme ce n’est pas le cas, il semblerait que des effets de propagation fussent entrer en jeu. Dans ce cas précis, l’analyse goniopolarimétrique nous donne accès au point de sortie de l’onde dans le vent solaire, et non à la région d’émission initiale.

Ces résultats devront être repris avec les paramètres d’antennes étalonnés lors du survol de Jupiter [Vogl et al., 2004] et devront être étendus à toutes les émissions QP observées lors du survol de Jupiter par Cassini.

La localisation des directions d’arrivée par goniopolarimétrie est compatible avec les observations conjointes Galileo–Cassini puisqu’elle montre que des phénomènes dispersifs interviennent probablement à la sortie de la magnétosphère de Jupiter. Ces observations sont similaires à celles effectuées dans l’environnement terrestre où l’on observe des sursauts basse fréquence (LF Bursts) possédant des caractéristiques similaires aux sursauts QP. Steinberg et al. [2004] ont montré que la dispersion à basse fréquence était très bien expliquée par des effets de diffusion et de propagation le long des flancs de la magnétosphère terrestre. Les ondes étant diffusées et guidées vers la queue de la magnétosphère jusqu’à ce que la fréquence plasma du vent solaire soit suffisamment faible pour laisser s’échapper le rayonnement. Ce processus est compatible avec les résultats goniopolarimétriques des sursauts QP joviens.

5.2.3 Étude comparative

Lors d’une visite au LESIA de Margaret Kivelson de UCLA, nous avons pu entamer une comparaison des sursauts QP aux paramètres du vent solaire (champ magnétique interplanétaire, pression cinétique) qui conditionnent l’extension de la magnétosphère jovienne. Nous avons pu aussi obtenir des données enregistrées par le spectromètre UVIS grâce au concours de Frances Bagenal de l’Université de Boulder (Colorado). Enfin, René Prangé et Laurent Pallier nous ont fourni des images HST en UV des aurores joviennes pendant la même période.

Cette étude est en cours. Nous avons pour l’instant étudié la variabilité de la bande d’émission des sursauts QP — ceci comprend les pics mais surtout les queues fusionnées — en fonction du champ magnétique interplanétaire et de l’activité aurorale UV enregistrées par Cassini. La figure 5.9 montre que les intensifications des aurores UV et du champ magnétique interplanétaire ont lieu souvent au même moment et que la bande d’émission des sursauts QP est décalée à plus haute fréquence lors de ces intensifications. Cette étude reste préliminaire et nécessitera une étude plus approfondie. On a aussi observé que la largeur de la bande d’émission restait constante malgré le décalage à plus haute fréquence de la bande d’émission lors des intensifications UV.

Une première analyse des images UV prises par le télescope spatial montre que les intensifications des sursauts QP pourraient être corrélées à l’intensification du cornet polaire de Jupiter (zone où les lignes de champ magnétique sont liées aux régions proches de la magnétopause voire du vent solaire). Ce point semble compatible avec la comparaison de l’activité UV aux paramètres du vent solaire, développée au paragraphe précédent.

Dans une prochaine étape, le dépouillement goniopolarimétrique des sursauts QP pourra nous donner la variation de la position d’émergence de émissions en fonction des paramètres magnétiques du vent solaire, de la pression dynamique du vent solaire (qui nous donne la taille de la magnétosphère [Joy et al., 2002]) et des émissions aurorales UV de Jupiter.

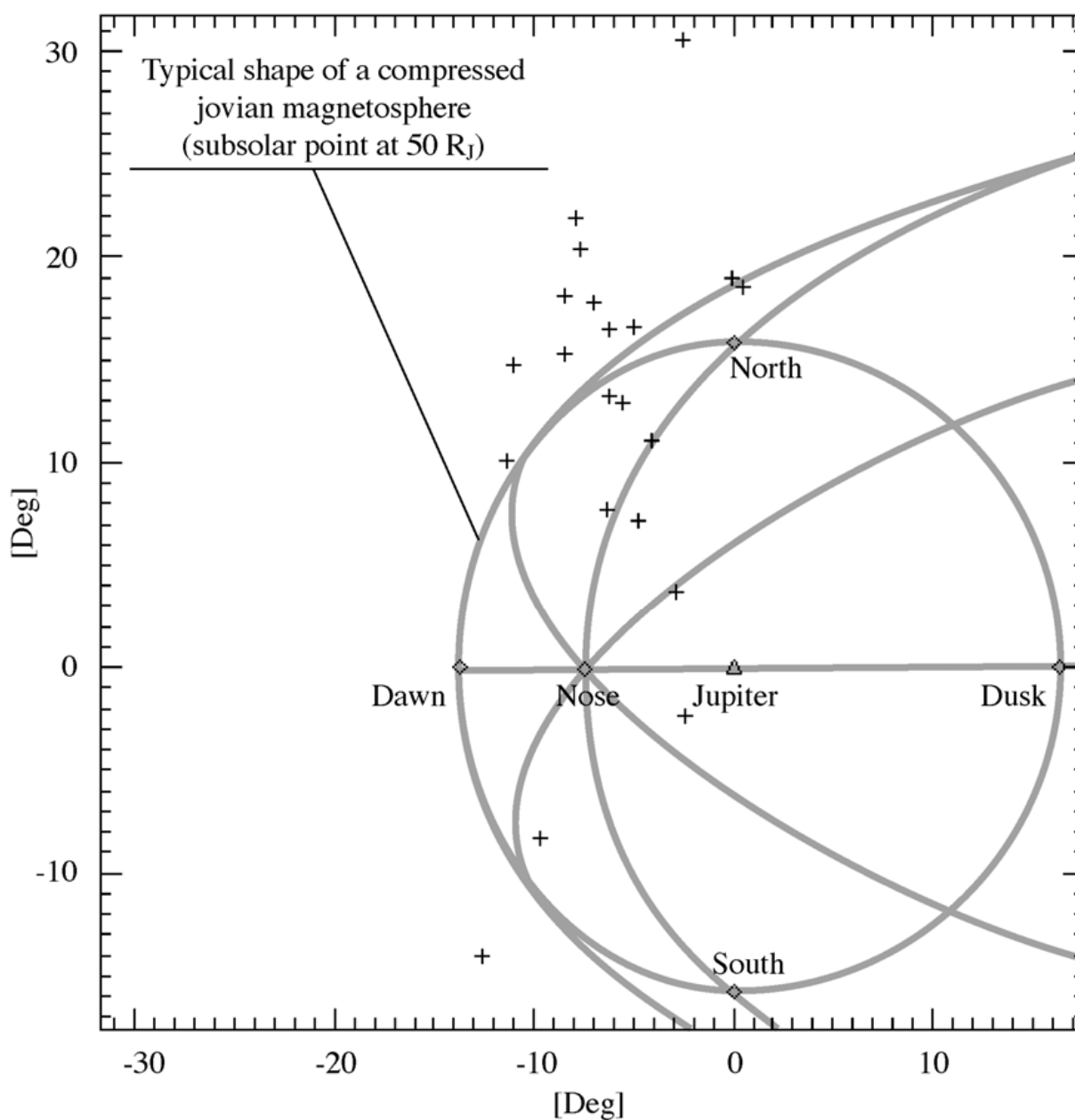


FIG. 5.8 – Direction d'arrivée apparente d'un sursaut QP du 22 décembre 2000 autour de 20 kHz. Les croix (+) représentent les directions d'arrivées projetées sur le plan du ciel. Les axes (X, Y, Z) sont ceux du repère de l'onde défini à la figure 3.5, centré sur Jupiter : Z pointe vers Cassini, Y est dans la direction du nord de Jupiter, et X complète la base orthonormée directe. En grisé, on a superposé une allure typique de la magnétosphère de Jupiter comprimée (point subsolaire est à $50R_J$ de Jupiter), vues depuis Cassini. La magnétosphère est vue depuis le côté jour, légèrement décalé par rapport à la direction Jupiter–Soleil. Les points remarquables ont été représentés : matin (Dawn), soir (Dusk), nord (North), sud (South) et le point subsolaire (nose). [figure tirée de Hospodarsky et al., 2004]

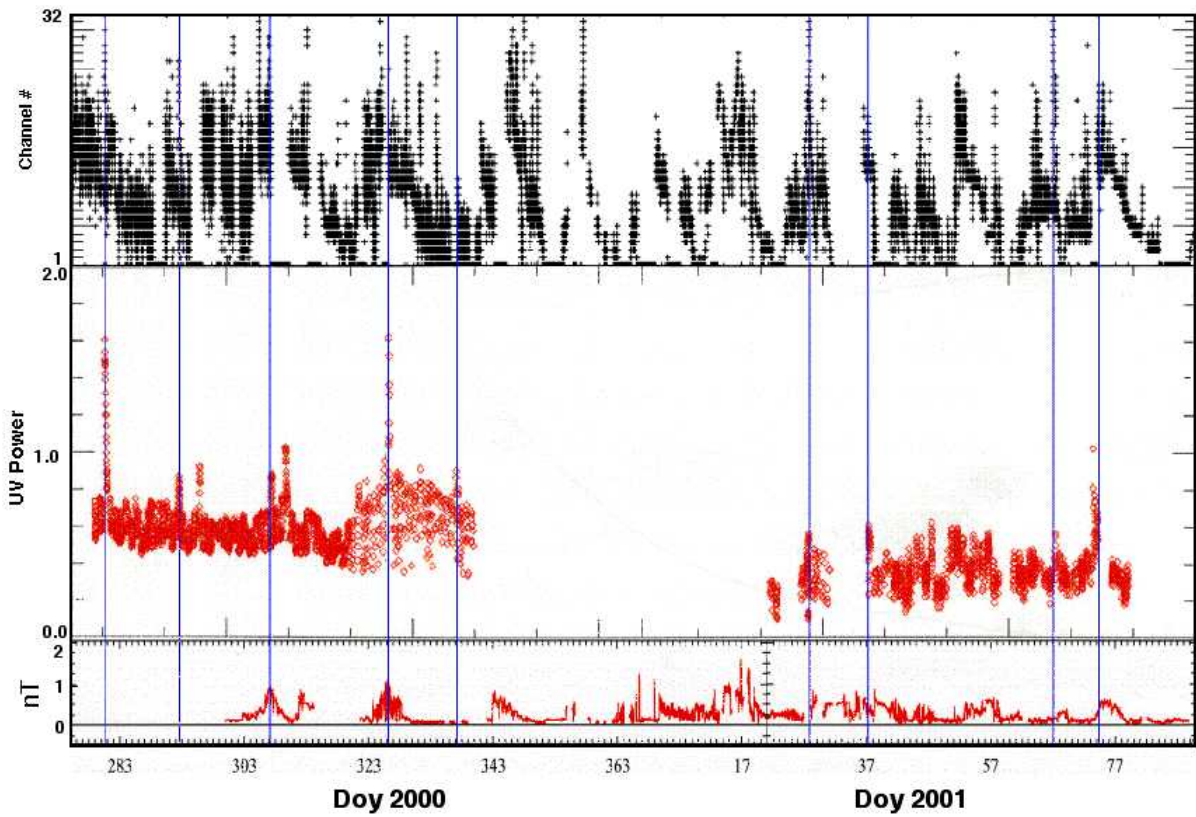


FIG. 5.9 – Comparaison de l'intensité du champ magnétique du vent solaire mesuré par Cassini (en bas), de la puissance total rayonnée en TW par les aurores en UV (caméra UVIS de Cassini) et fréquence centrale de la bande d'émissions des sursauts QP et de leur queues (données RPWS/HFR en numéro de canal des bandes ABC). Les traits bleus verticaux indiquent les événements intenses que l'on observe en UV, en radio et parfois sur le champ magnétique.

CHAPITRE 6

Conclusion et Perspectives

L'étude de l'instrument radio RPWS/HFR de la sonde Cassini et des données qu'il nous fournit, m'a permis de développer un certain nombre de compétences à la fois instrumentales et observationnelles. Les méthodes goniopolarimétriques présentées au chapitre 3 vont être appliquées aux données qui seront enregistrées autour de Saturne. L'étalonnage de RPWS/HFR m'a apporté des connaissances instrumentales qui pourront être utiles pour l'étalonnage et le dépouillement des missions futures comme STEREO. Mais cet étalonnage fut aussi l'occasion de me confronter aux données réelles, saisissant ainsi toute la nécessité d'un traitement approfondi, rigoureux et méthodique. J'ai beaucoup développé d'outils au cours de ma thèse. Il s'agit maintenant de les mettre en œuvre. Les premiers résultats de goniopolarimétrie semblent très prometteurs mais restent parcellaires. Un dépouillement au long cours est désormais possible et nécessaire.

La suite de mon travail va s'organiser selon deux axes. Tout d'abord, les données enregistrées autour de Saturne seront traitées par le biais de la goniopolarimétrie. Cela va permettre la localisation des différentes sources radio de la magnétosphère de Saturne et donc aboutir à une meilleure compréhension de la physique magnétosphérique. Des études comparatives avec des observations UV sont d'ores et déjà prévues. Ensuite, sur un plan plus instrumental, les méthodes d'inversions goniopolarimétriques pourront évoluer pour être, par exemple, adaptées à d'autres récepteurs et pour faire profiter de ce savoir faire à une communauté plus vaste.

Enfin, je vais poursuivre le traitement des données enregistrées à lors du survol de Jupiter, ainsi que celles enregistrées lors du survol de la Terre en Août 1999.

6.1 Tour de Saturne

Avec l'arrivée de la mission Cassini-Huygens à Saturne en juillet 2004, ce sont 4 années d'observations continues des sources radio magnétosphériques de Saturne qui commencent. Le survol de Saturne par les deux sondes Voyager en 1980 et 1981 ont révélé ses émissions radio non-thermiques (voir revue de Kaiser et al. [1984]). Les deux composantes connues visibles dans la gamme du récepteur RPWS/HFR de Cassini sont le SKR (Saturnian Kilometer Radiation), d'origine aurorale, et les SED (Saturnian Electrostatic Discharges), signatures d'éclairs d'orages dans l'atmosphère de Saturne. Ces émissions seront étudiées plus particulièrement à travers les capacités goniopolarimétriques de RPWS/HFR. On pourra aussi réaliser des mesures absolues de flux comme on l'a fait à Jupiter.

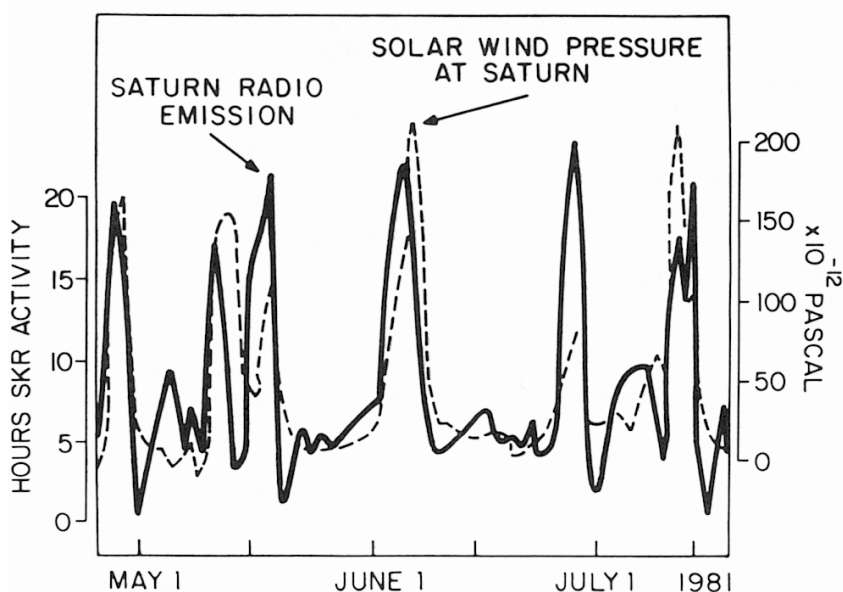


FIG. 6.1 – Données Voyager 2 montrant les variations de la pression cinétique du vent solaire (pointillé) et de l'activité du SKR (trait plein) sur une période de 90 jours en 1981. On observe que les deux grandeurs sont très bien corrélées. [tiré de Desch, 1982]

6.1.1 Goniopolarimétrie

Les capacités goniopolarimétriques du récepteur RPWS/HFR de Cassini vont permettre de mieux comprendre les émissions radio de la magnétosphère de Saturne, ainsi que les phénomènes sous-jacents aboutissant à ces émissions.

SKR

Les émissions kilométriques (SKR, Saturnian Kilometer Radiation), d'origines aurorales, sont détectées de 3 kHz à 1.2 MHz avec un maximum autour de 200 kHz . Ces émissions très intenses et sporadiques montrent des modulations à différentes échelles temporelles : une première modulation à la période de rotation sidérale de Saturne ($10\text{ h } 39.4\text{ min}$) [Desch et Kaiser, 1981b], une seconde, apparaissant occasionnellement, de 66 heures, compatible avec la période de révolution du satellite Dione [Desch et Kaiser, 1981a], enfin, une troisième de ~ 25 jours, périodicité des paramètres du vent solaire. Desch [1982] montre d'ailleurs que l'activité du SKR est corrélée à pression cinétique du vent solaire (voir figure 6.1). Les sources d'émissions du SKR sont localisées le long des lignes de champ magnétique dont la latitude est supérieure à 80° , avec une extension à plus basse latitude côté matin (jusqu'à $\sim 60^\circ$) et côté soir dans une moindre mesure (jusqu'à $\sim 75^\circ$) [Galopeau et al., 1995]. Les régions les plus actives étant situées côté matin, entre 8 et 9 heures en temps local. Ces résultats sont confirmés par les récentes observations aurorales UV de Saturne (voir figure 6.2).

La goniopolarimétrie permettra de confirmer la localisation des lignes de champs actifs et pourra être utilisée lors de campagnes d'observations conjointes UV/radio des aurores de Saturne. Des telles campagnes sont déjà programmées, la première ayant eu lieu au mois de janvier 2004. Cassini est trop loin de Saturne pour pouvoir séparer les émissions radio aurorales de la planète, mais on peut d'ores et déjà mesurer la polarisation des émissions. Les images confirment la localisation côté matin des régions les plus actives, mais indiquent aussi que l'ovale principal est quasiment toujours présent et qu'il est très stable en latitude. Les images montrent aussi que les aurores sont

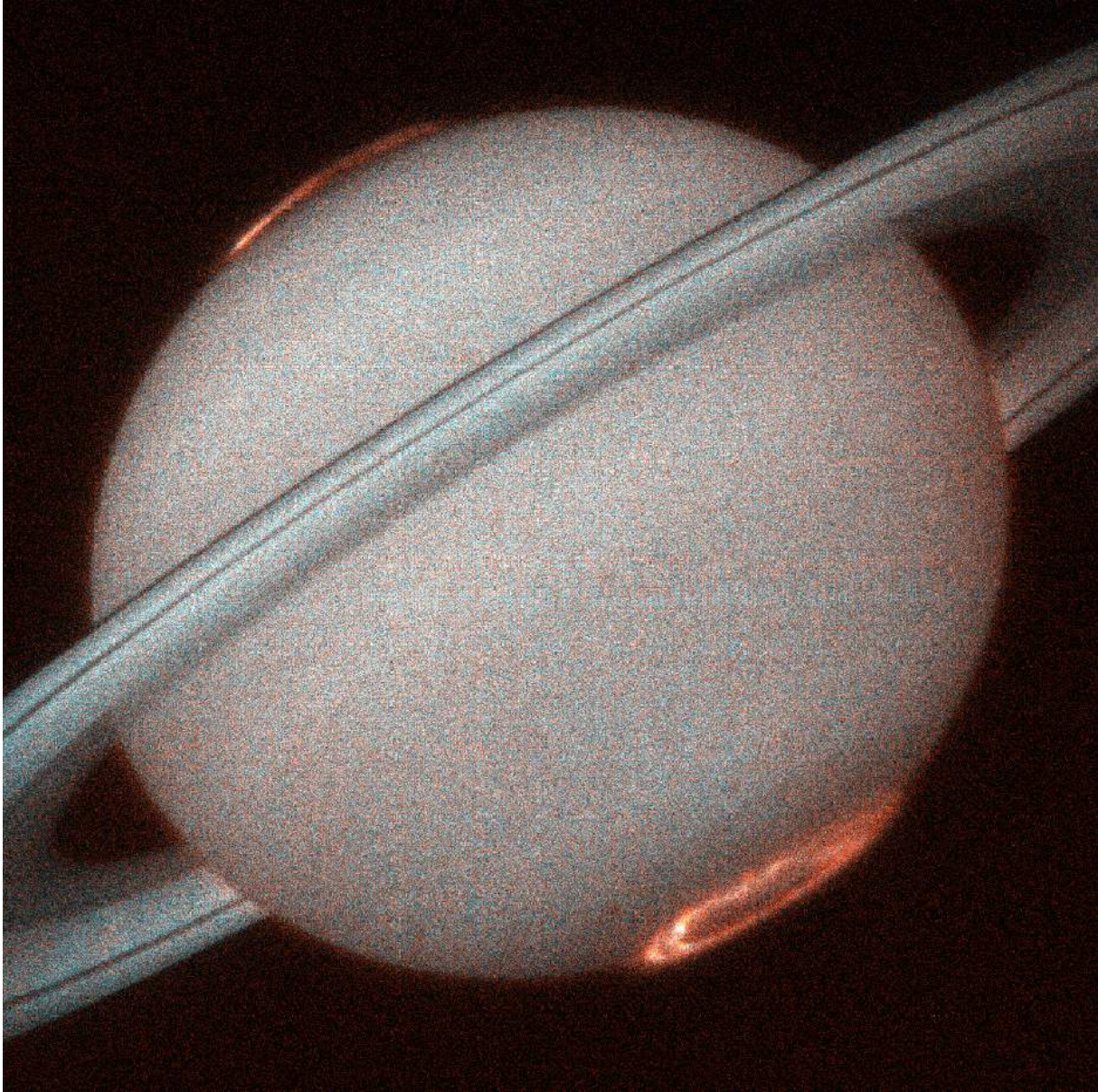


FIG. 6.2 – Aurore de Saturne en UV. Image STIS, caméra UV du télescope spatial HST, prise le 7 janvier 1998 (J. Trauger, JPL). L'aurore est visible au nord (en haut) et au sud (en bas). Elle est plus intense du côté matin (à gauche de l'axe de la planète).



FIG. 6.3 – Aurores de Saturne en UV. Images HST du 24 janvier 2004, 23:51 TU (gauche), 26 janvier 2004, 19:03 TU (centre) et 28 janvier 2004, 01:28 TU (droite). Cassini a observé le passage d'un choc le 25 janvier, avec la vitesse du vent solaire mesurée par Cassini (450 km/s), le choc est arrivé ~ 14 h plus tard à Saturne, soit le 26 janvier. On observe bien une très nette augmentation de l'activité aurorale UV le 26 janvier.

très variables et possèdent une structure complexe. Enfin, Les chocs interplanétaires détectés par Cassini ont été projetés à Saturne et on a observé une nette intensification de l'activité aurorale UV lors du passage prédit de ces chocs à Saturne (voir figure 6.3).

SED

D'autres émissions sporadiques, appelées SED (Saturnian Electrostatic Discharges, s'étendent sur toute la gamme de fréquence du récepteur radio de Voyager (1.2 kHz à 40.2 MHz, voir figure 6.4). Elles sont la signature électromagnétique d'éclairs d'orages ayant lieu dans l'atmosphère de Saturne [Zarka, 1985b]. La goniopolarimétrie permettra d'obtenir la direction d'arrivée des SED, donnant ainsi accès à la localisation des régions orageuses dans l'atmosphère de Saturne.

6.1.2 Mesures de Flux

Une étude au long cours du même type que celle effectuée à Jupiter [Zarka et al., 2004] nous aboutira à la caractérisation du spectre radio basse fréquence de Saturne. Une fois les données étalonnées calculées, l'étude de la variabilité du SKR pourra être entreprise. Plusieurs problèmes pourront être soulevés : variabilité de la période radio sidérale de Saturne (voir prochaine section), contrôle de l'activité aurorale par les satellites de Saturne (en particulier Dione), etc.

6.1.3 Une application : Période de rotation sidérale de Saturne

Une application des données RPWS/HFR pourra être l'étude de la période de rotation sidérale de Saturne (voir Annexe F, où sont présentés les transparents d'une présentation à la conférence MOP 2002). En effet, les émissions radios de Saturne sont modulées par la rotation du champ magnétique planétaire. C'est le cas pour toutes les planètes magnétisées. Dans le cas des planètes gazeuses, c'est le seul moyen d'avoir accès à la période de rotation interne de la planète du fait de la rotation superposée des couches externes de l'atmosphère qui est différente de la rotation de la planète. Ainsi, dans le cas de Jupiter, la dernière mesure de la période de rotation sidérale est donnée par Higgins et al. [1997] à partir de 24 ans de données décamétriques : $P_J = 9\text{ h }55\text{ min. }29.6854\text{ s}$ avec une erreur de 0.0035 s, soit une précision de l'ordre de 10^{-7} . La période de rotation sidérale de Saturne fut calculée de la même

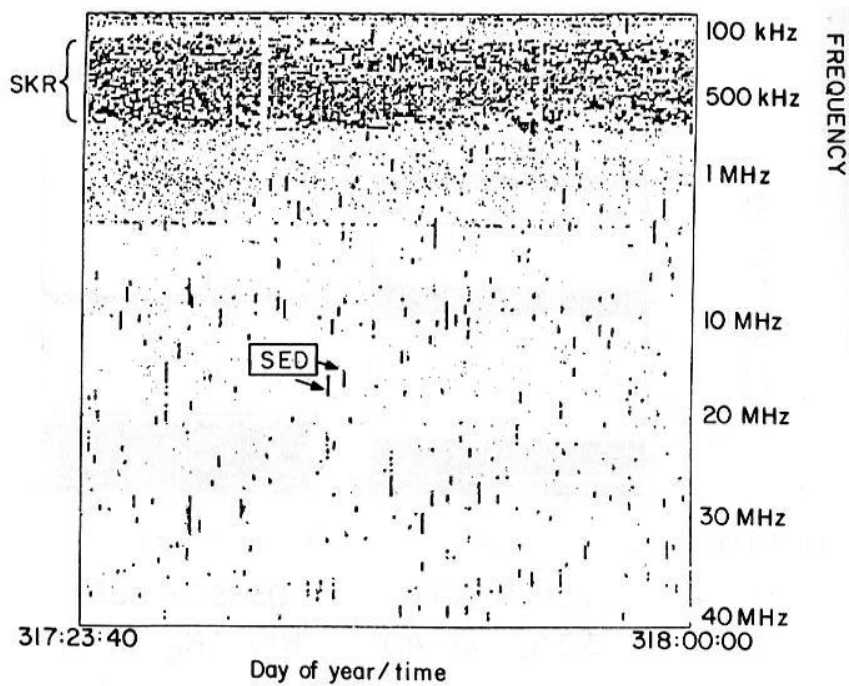


FIG. 6.4 – Spectre dynamique enregistré le jour 1980/317 entre 23h40 et minuit. Les bandes haute fréquence et basse fréquence de l'expérience PRA ont été utilisées pour construire ce spectre. la bande grise en haut est le SKR, les petits traits verticaux sont les SED. [tiré de Kaiser et al., 1984].

manière à partir des données Voyager. Desch et Kaiser [1981b] donnent une mesure de $P_S = 10\text{ h }39\text{ min. }24\text{ s }(\pm 7\text{ s})$ obtenues à partir de 267 jours de données Voyager.

Une étude plus récente [Galopeau et Lecacheux, 2000], utilisant les données Ulysses, montre que la période sidérale apparente de Saturne, mesurée par la modulation du SKR, peut varier de 1% par rapport à la valeur de Desch et Kaiser [1981b]. Ces nouvelles mesures sont calculées sur des intervalles de 60 jours (soit ~ 135 périodes de sidérales) d'observations du SKR par Ulysses. La déviation de 1% de la valeur de la période sidérale implique soit que la période sidérale de Saturne varie, ce qui est impossible, soit que la source tourne autour de la planète (et fait alors plus d'un tour en 60 jours). Cette dernière explication est aussi à rejeter puisque toutes les observations radio ou UV ont montré que les sources aurorales étaient fixes en temps local, côté matin (voir figures 6.2 et 6.5).

La localisation des sources côté matin peut être expliquée par la présence d'une instabilité de Kelvin-Helmholtz au niveau de la magnétopause [Galopeau et al., 1995; Galopeau et Lecacheux, 2000]. Cette instabilité apparaît lorsque la différence de vitesse des plasmas de part et d'autre de la magnétopause dépasse un certain seuil. Elle peut donc intervenir naturellement au côté matin de la magnétopause où les vitesses des plasmas du vent solaire et de la magnétosphère sont opposées. On peut alors relier la position (en temps local) de la région d'émission du SKR à la vitesse du flot du vent solaire. Si les fluctuations du vent solaire sont aléatoires, la période restera inchangée. En revanche, si les fluctuations ne sont pas aléatoires (en particulier, si elles montrent une asymétrie temporelle), il est possible de faire varier la période apparente.

C'est cette idée que j'ai présentée à la conférence MOP (Magnetosphere of Outer Planets) en 2002 (voir Annexe F pour une reproduction des transparents présentés). En partant de la constatation que le profil de vitesse du vent solaire était en dent de scie asymétrique (des montées raides et de lentes relaxations), j'ai montré qu'une telle variation de la vitesse du vent solaire pouvait introduire un battement dans la modulation du SKR. Deux pics apparaissent alors dans le spectre temporel du SKR : la période moyenne (due à la rotation sidérale de Saturne), et la période "la plus probable" (intervenant lors de la lente décroissance de la vitesse du vent solaire). J'ai pu montrer que cette modulation pouvait déplacer le pic apparent de l'ordre de 1% avec les profils de vitesse du vent solaire à Saturne (projetés balistiquement depuis les mesures IMP8 et WIND effectuées aux alentours de la Terre).

Le premier semestre 2004, où Cassini approche de Saturne, permettra de confirmer les caractéristiques de variations du vent solaire (variation en dent de scie asymétrique) et de comparer ces mesures aux mesures radios en mode goniopolarimétrie qui seront effectuées lorsque que Cassini sera en orbite autour de Saturne.

6.2 Extension des méthodes d'analyses goniopolarimétriques

Les méthodes d'analyses goniopolarimétriques proposées dans ce travail sont applicables à des sources uniques et ponctuelles. Lorsque la source est physiquement étendue, on considère qu'elle est ponctuelle et on obtient la position de son centroïde. Deux extensions sont envisageables : extension à des sources doubles ou à des sources étendues.

Le premier cas est utile lorsque l'on observe simultanément les émissions radio aurorale Nord et Sud de Saturne. Dans ce cas, on devra considérer deux sources de positions distinctes et émettant simultanément. Sans hypothèse sur les caractéristiques de la source, on a alors 12 inconnues ($S_1, Q_1, U_1, V_1, \theta_1, \phi_1$ et $S_2, Q_2, U_2, V_2, \theta_2, \phi_2$) pour 7 mesures (en mode GP). Dans le cas particulier de Saturne, on pourra faire l'hypothèse que les sources sont polarisées purement circulairement, cela restreint le nombre d'inconnues à 8. En fixant les taux de polarisation à $V = -1$ au Nord et $V = +1$ au Sud, conformément aux observations de Voyager [Kaiser et al., 1984], il devrait être possible d'inverser le système. Une autre solution serait de supposer les sources conjuguées magnétiquement. Mais si dans le cas d'un modèle de champ magnétique dipolaire, cette hypothèse peut être relativement simple à mettre en place (symétrie par rapport à l'équateur magnétique), dans le cas de modèles multipolaires de champ magnétique tenant compte des anomalies magnétiques réelles, cette hypothèse risque de ne plus être applicable simplement.

L'hypothèse de source ponctuelle est valable lorsque le récepteur est suffisamment loin de la source et que la diffusion interplanétaire n'est pas encore trop importante¹. On considère alors que l'onde observée est plane.

1. Hess et MacDowall [2003] ont observés que le nKOM jovien montre une extension radiale de l'ordre de 10 à 15° , vu depuis Ulysses à

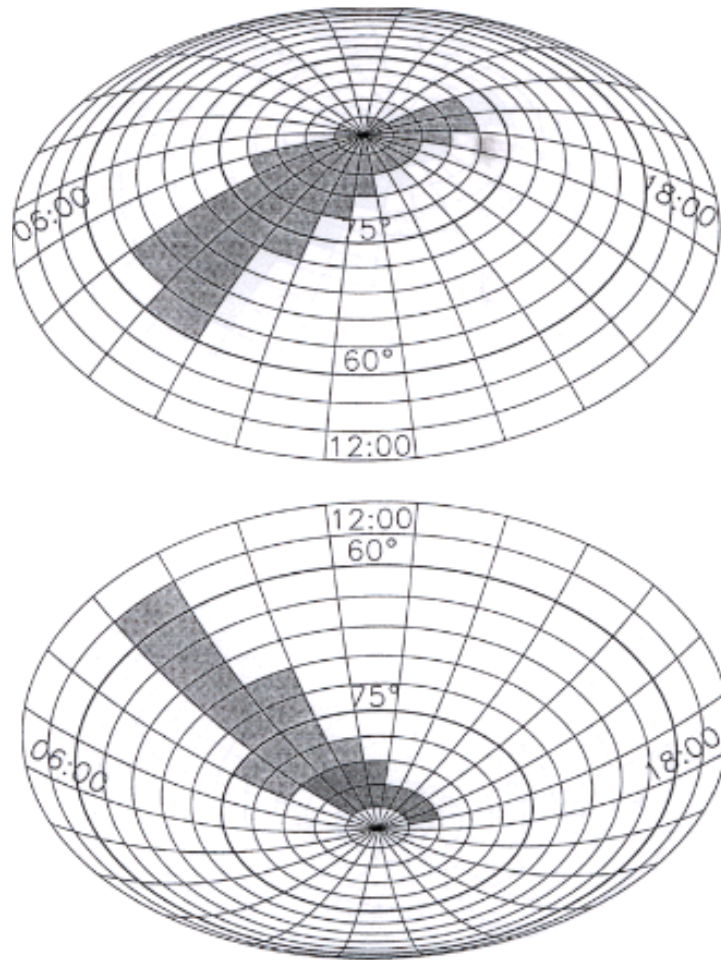


FIG. 6.5 – Position des sources radio aurorales de Saturne (en haut, les sources Nord, en bas, les sources Sud). Les zones grisées sont les régions où les sources sont susceptibles d'apparaître. Elles n'y sont pas toujours présente. Les régions à haute latitude ($> 80^\circ$) peuvent être actives du matin au soir (seul le côté matin montre une extension à plus basses latitude (jusqu'à $\sim 60^\circ$)). Les sources Nord et Sud sont probablement magnétiquement conjuguées.

Manning et Fainberg [1980] ont montré que l'on pouvait retrouver l'extension de la source en parallèle des paramètres de Stokes et de la direction d'arrivée avec un récepteur placé sur un satellite tournant. L'introduction d'un paramètre caractérisant la taille de la source dans les équations de la goniopolarimétrie apporte une nouvelle inconnue qui s'ajoute aux 6 paramètres de l'onde. On a alors 7 inconnues pour 7 mesures. Le système est alors inversible s'il n'est pas dégénéré, c'est à dire s'il est possible de le résoudre pour plus de 6 inconnues.

Ces évolutions se feront probablement dans le cadre du développement instrumental lié à la mission STEREO. En effet, le récepteur radio STEREO/SWAVES, fondé sur le même concept instrumental que le récepteur RPWS/HFR, pourra mesurer les autocorrélations sur ses 3 antennes et les intercorrélations sur les 3 paires d'antennes. Une mesure 3-antennes sera alors composée de 3 mesures 2-antennes (le récepteur comporte 2 voies d'analyses, comme RPWS/HFR) formant une série quasi-instantanée de 9 mesures. Les deux propositions d'extension de la méthode seront probablement plus faciles à atteindre dans ce cadre.

6.3 Application à d'autres expériences – STEREO

La suite logique instrumentale en dehors de Cassini est la mission STEREO. Son récepteur radio est, comme on l'a déjà vu, une évolution du récepteur RPWS/HFR. Le principe de la mission STEREO, mission d'observation solaire, est d'observer le Soleil depuis deux points différents situés à 1 UA de notre étoile, le long de l'orbite terrestre. Cela permettra d'avoir une vision stéréoscopique des phénomènes solaires. Le récepteur radio sera consacré à l'étude du vent solaire. Les capacités goniopolarimétriques seront utilisées pour localiser les régions d'émissions des émissions radios émises dans le vent solaire. Ces émissions sont, par exemple, les sursauts de type II, émis lors de chocs interplanétaires ou l'éjections de masse coronale (CME), et de type III, émis par des faisceaux d'électrons relativistes (ayant des vitesses de $c/3$ à $c/20$).

Les observations RPWS/HFR ont récemment permis d'illustrer les potentialités de la mission STEREO. Des observations radio de WIND et de Cassini ont été confrontées sur des sursauts solaires suffisamment intenses pour être observés à l'orbite de Saturne par RPWS/HFR. Autant les sursauts de type III ont pu être localisés dans le voisinage solaire par goniopolarimétrie depuis Cassini (voir figure 6.6), les sursauts de type II ont un rapport signal sur bruit trop faible ($< 5\text{ dB}$) pour avoir des mesures fiables. On conçoit alors tout l'intérêt d'effectuer de telles mesures au niveau de l'orbite de la Terre, où le rapport signal sur bruit peut atteindre 15 à 20 dB.

6.4 Conclusion

Mon travail de thèse s'est concentré autour de l'élaboration des outils de dépouillement de l'instrument radio RPWS/HFR de la mission Cassini [Cecconi et Zarka, 2004]. Ces outils seront utilisés intensivement pendant la mission autour de Saturne. Ils ont été testés et étalonnés lors du survol de Jupiter fin 2000 [Vogl et al., 2004; Zarka et al., 2004]. Cela a aussi été l'occasion d'observer les émissions radio joviennes et en particulier les sursauts QP [Hospodarsky et al., 2004]. L'analyse au long court des données du survol de Jupiter par le biais de la goniopolarimétrie apportera très probablement une meilleure compréhension de cette composante énigmatique du spectre radio jovien basse fréquence.

Le SKR est visible dans les données RPWS/HFR depuis quelques mois. J'entame actuellement une étude sur la polarisation du SKR que je comparerai aux observations UV décrites précédemment. La goniopolarimétrie sera un atout considérable pour l'exploration de la magnétosphère de Saturne. C'est la première fois que l'on pourra faire une étude extensive d'un environnement planétaire à l'aide de ces techniques. Enfin, ces techniques pourront être adaptées à de futurs instruments possédant des caractéristiques similaires.

une distance de 5 UA, sous l'effet de la diffusion interplanétaire

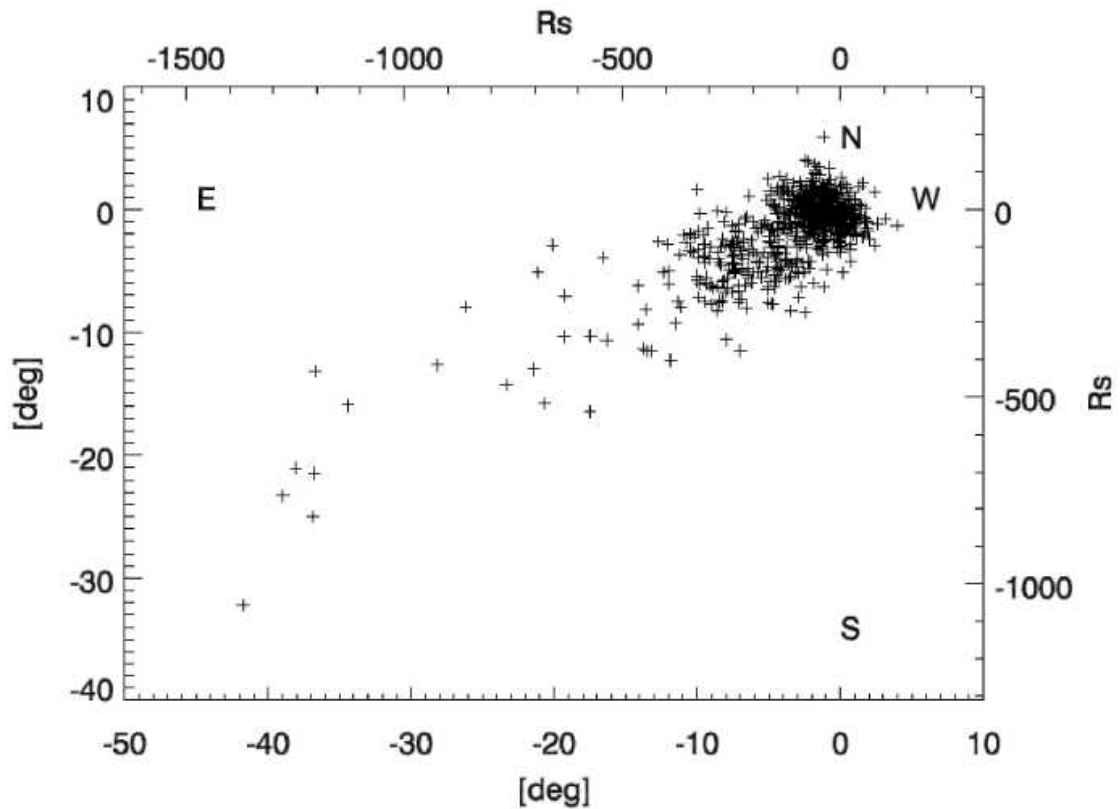


FIG. 6.6 – Goniopolarimétrie d'un sursaut solaire de type III résultant de l'accélération de particules lors d'un CME, le 4 novembre 2003. Les directions cardinales Nord, Sud, Est et Ouest du Soleil sont notées. Les positions sont données degrés rapport à la position du soleil, et en rayons solaires (R_s) projeté sur le plan du ciel à la distance du Soleil. Le rapport signal sur bruit de ce sursaut est ~ 15 dB. La dispersion du nuage de point est expliquée par le rapport signal sur bruit et par la position de la source par rapport à la direction de l'antenne Z : erreur sur la position de la source $\sim 10^\circ$ si $\alpha_z \sim 20^\circ$ et $SNR \sim 17$ dB (voir [Cecconi et Zarka, 2004]). La valeur du rapport signal sur bruit n'explique la dispersion au Sud-Est du Soleil (qui correspond à des fréquences inférieures à 300 kHz).

Remerciements

Par qui commencer ? Par mon directeur de thèse bien-sûr, par *mes* directeurs de thèse, devrais-je dire : André Mangeney, le premier, l'officiel, celui qui m'a ouvert la porte de l'astrophysique lors de mon premier stage à l'Observatoire, alors que j'étais encore un jeune étudiant en licence puis en maîtrise. C'est grâce à lui que j'ai découvert la recherche, grâce à lui aussi que j'ai décidé de faire le DEA de l'Observatoire de Meudon. Merci donc, André, tu m'as montré que la recherche est faite de travail, de démesure (et d'erreurs...). Ensuite, je remercie bien évidemment, mon directeur de thèse, Philippe Zarka, qui a su me guider, contenir mes errances, me soutenir et me fournir quelques coups de fouet finalement bien salutaires. J'ai beaucoup apprécié de travailler avec Philippe. J'ai tenté de m'imprégner de sa rigueur scientifique. Mais à côté du maître, il y a l'ami plein d'humour et de bienveillance. Merci donc Philippe. Tu mérites ton habilitation...

Merci aussi aux membres de mon jury, à mes deux rapporteurs, R. MacDowall et C. Harvey qui ont bien voulu relire mon manuscrit alors que le français n'est pas leur langue maternelle. Merci pour vos remarques constructives. Merci à tous pour vos encouragements pour la suite qui, je l'espère, se concrétisera par la possibilité de continuer à faire de la recherche.

Merci à l'équipe du Pôle Plasma du LESIA, merci pour tout. Merci à l'équipe de l'école doctorale, merci à Jacqueline Plancy, merci aux étudiant(e)s de DEA. Merci la forêt de l'Observatoire. Merci le soleil des barbecues meudonnais du mois de juin. Merci aux membres de l'équipe de feu le cinéclub, merci aussi spectateurs fidèles. Merci donc à mes amis, ma femme (euh non, ça, je n'en pas encore, zut), mes enfants (ça non plus...) ... à tous !

Je suis parti pour remercier toutes les personnes qui m'ont croisé à l'Observatoire et ailleurs... depuis le DEA jusqu'au pot de thèse. En passant par les stagiaires qui ont fleuries mon bureau perdu au sommet du bâtiment 16. Merci aux animateurs de Rad'Yann. Merci à ma famille, mes amis, ceux je ne vois plus, ceux que je vois tous les jours ou presque, et ceux que je ne connais pas encore (ceux-là ont été moins important pour ma thèse, forcément...). Cela va finir en une liste interminable de nominés au terme de laquelle il n'y aura pas de gagnants, tous seront ex aequo... Cette liste sera forcément injuste, il n'y aura pas de préférences, il y aura nécessairement quelques oublis (et j'espère que les lésés ne m'en tiendront pas rigueur trop longtemps)...

Les nominés pour le meilleur second rôle dans 'Ma vie pendant la thèse', par B. Cecconi, sont :

- *Catégorie Famille* Frérot, Sœurette, Papa, Maman, Grand-Père, Grand-Mère, Mamie.
- *Catégorie Lyon (et assimilés)* Ewa, Nicolas, Brahim, Jérôme, Eva, Sarah.
- *Catégorie Madeleine (et greffons tardifs)* Julien, Le président, Mathilde, Oriane, Mélo, Claire, Guillaume
- *Catégorie Hyappe Friday Night's Private Show* Jérémy, Philippe, Fred, Cyril et en *guest stars* occasionnelles, Damien, Mathilde, Virginie, Nathalie, Thomas.
- *Catégorie Rad'Yann* Pierre, Amélie, Yann, Marie, Éric, François, Florence, Pascaline.

- *Catégorie Cinoche* Mathilde, Sonia, Aurélie, Guillaume, Eleonore, Ewa, Nicolas, Yann, Marie, Sylvain, Elisabeth, Pierre, Amélie, Alain, Douchane, Stéphane et Interfilm pour les invitations au Festival de Cannes.
- *Catégorie Théâtre* Julien, Julien, Caroline, Ewa, Laure.
- *Catégorie Pantalon* Julie, Fred, Thomas, Anne-Laure, Lucile, Thiaume, Anaco, Bernard.
- *Catégorie hors catégories (féminin)* Aurélie, Elodie, Anne-So, Mathilde, Oriane, Mélo, Hélène, Alix, Clémentine, Julie, Virginie, Marina, Pascaline, Nathalie, Ewa, Laure, Eva, Amélie, Marie, Florence, Gaëlle, Aurélie, Géraldine, Julie, Anne-Laure, Lucile, Elise, Cyrine, Caroline.
- *Catégorie... je n'ai plus d'idées* Arggh, je suis sûr d'en oublier des tas !!! ne vous inquiétez pas, ça va me revenir...

ANNEXE A

Liste de publications

[R] Publication dans des revues à comité de lecture

- [R1] D. Vogl, **B. Cecconi**, W. Macher, P. Zarka, H.-P. Ladreiter, P. Fédou, A. Lecacheux, T. Averkamp, G. Fischer, H. O. Rucker, D. A. Gurnett, W. S. Kurth, G. B. Hospodarsky. In-flight calibration of the Cassini-RPWS Antenna System for Direction-Finding and Polarization Measurements. *J. Geophys. Res.*, sous presse, 2004.
- [R2] P. Zarka, **B. Cecconi**, W. S. Kurth. Jupiter's low frequency radio spectrum from Cassini/RPWS absolute flux density measurements, *J. Geophys. Res.*, sous presse, 2004.
- [R3] G. B. Hospodarsky, W. S. Kurth, **B. Cecconi**, D. A. Gurnett, M. L. Kaiser, M. D. Desch, P. Zarka. Simultaneous observations of jovian quasi-periodic radio emissions by the Galileo and Cassini spacecraft, *J. Geophys. Res.*, sous presse, 2004.
- [R4] **B. Cecconi**, P. Zarka, D. Vogl. Direction finding and antenna calibration through analytical inversion of radio measurements performed using a system of 2 or 3 electric dipole wire antennas, *Radio Sci.*. soumis, 2004.

[P] Proceedings à comité de lecture

- [P1] A. Mangeney, C. Salem, P. L. Veltri, **B. Cecconi**. Intermittency in the Solar Wind turbulence and the Haar wavelet transform. *Proc. of the Les Wooliscroft Memorial Conference / Sheffield Space Plasma Meeting : Multipoint Measurements versus Theory*, Sheffield, United Kingdom, 24-26/04/2001 (ESA SP-492, Juillet 2001)

[N] Communication à des congrès, symposium (non publiées)

- [N1] **B. Cecconi**, P. Zarka, A. Lecacheux, H.-P. Ladreiter. Polarization of jovian radio emissions. *Jupiter: The Planet, Satellites & Magnetosphere*, Boulder, Colorado, 25-30/06/2001.

- [N2] **B. Cecconi**, P. Zarka. Origin of a variable apparent radio period for Saturn, *European Geophysical Society Meeting*, Nice, France, 21-26/04/2002.
- [N3] D. Vogl, W. Macher, G. Fischer, **B. Cecconi**, P. Zarka, W. S. Kurth, H. O. Rucker, D. A. Gurnett, H.-P. Ladreiter. The Calibration of the Cassini RPWS Antenna System Western, *Pacific Geophysics Meeting*, Wellington, New Zealand, 09-12/07/2002.
- [N4] L. Pallier, R. Prange, P. Zarka, **B. Cecconi**, D. A. Correlation Between the Jovian Polar Cusps FUV Emissions and the Low Frequency Radio Emissions of Jupiter Measured by the Cassini Spacecraft. *Magnetospheres of the Outer Planets Conference*, Applied Physics Laboratory, Johns Hopkins University, Laurel, Maryland, 29/07-02/08/2002.
- [N5] **B. Cecconi**, P. Zarka. Origin of a Variable Apparent Radio Period for Saturn. *Magnetospheres of the Outer Planets Conference*, Applied Physics Laboratory, Johns Hopkins University, Laurel, Maryland, 29/07-02/08/2002.
- [N6] D. Vogl, **B. Cecconi**, P. Zarka, H.-P. Ladreiter, W. S. Kurth, D. A. Gurnett, H. O. Rucker. The Calibration of the Cassini RPWS Antenna System, *COSPAR, World Space Congress*, Houston, Texas, 10-19/10/2002.
- [N7] G. B. Hospodarsky, W. S. Kurth, D. A. Gurnett, M. L. Kaiser, P. Zarka, **B. Cecconi**. Joint Observations of Low Frequency Radio Emissions with the Cassini and Galileo Spacecraft. *American Geophysical Union meeting*, San Francisco, Californie, 06-10/12/2002.
- [N8] **B. Cecconi**, D. Vogl, P. Zarka, W. S. Kurth, D. A. Gurnett. Calibration of the Cassini RPWS Antenna System Through Analytical Inversion. *European Geophysical Society/American Geophysical Union Meeting*, Nice, France, 07-11/04/2003.
- [N9] L. Pallier, R. Prange, P. Zarka, **B. Cecconi**, D. A. Gurnett. Correlation Between the Jovian Polar Cusps FUV Emissions and Low-Frequency Radio Emissions of Jupiter Measured by the Cassini Spacecraft. *European Geophysical Society/American Geophysical Union Meeting*, Nice, France, 07-11/04/2003.

[S] Séminaires, ateliers

- [S1] **B. Cecconi**, P. Zarka. Mesure de flux et de vecteur d'onde avec l'expérience de Radioastronomie de Cassini. *Atelier « Projet et R. & D. en Radioastronomie »*, Nançay, France, 18-20/11/2003.

ANNEXE B

[Cecconi & Zarka, Radio Sci., 2004]

Article soumis à Radio Science.

Référence bibliographique :

B. Cecconi, P. Zarka. Direction finding and antenna calibration through analytical inversion of radio measurements performed using a system of 2 or 3 electric dipole wire antennas on a 3 axis stabilized spacecraft. *Rad. Science*, soumis.

1 Introduction

The angular resolution of a telescope or radio telescope of typical size D is λ/D , with λ the wavelength of the observed wave. In the low frequency radio range ($f \leq 10\text{ MHz}$) the Earth's ionosphere reflects out incoming cosmic radio waves, thus spacecraft measurements are necessary. Constraints of size and mass on embarked antennas impose to use wire antennas (monopoles or dipoles) at low frequencies, of characteristic length $L \sim 10 - 50\text{ m}$. The corresponding resolution is very poor, as $\lambda/L \sim 1$. In the short dipole approximation ($\lambda \ll L$), there is no angular resolution at all as the wave electric field is homogeneous over the antenna. A more adapted description of the antenna directivity is its beaming pattern. The beaming pattern of a short dipole varies as $\sin^2\theta$ where θ is the angular distance between the source direction and the dipole direction. By integration of the beaming pattern over the whole space, we get the beaming solid angle, which is $8\pi/3\text{ sr}$ for the short dipole. This solid angle represents $2/3$ of the whole space directions. Thus specific techniques have been derived to retrieve angular resolution from measurements performed simultaneously over several (2 or 3) dipoles; these are named Direction-Finding (DF) techniques. The determination of the \mathbf{k} vector (direction of arrival of the wave) is coupled to the determination of the wave polarization (e.g. 2 waves with opposed circular polarization and coming from opposite directions give the same signature). Similarly, the wave intensity and the effective dipole lengths are related. DF techniques include (i) analysis of the modulations of the signal received by 1 or 2 antennas on a spinning spacecraft (Lecacheux, 1978; Ladreiter et al., 1994); (ii) correlations of the signals received by 2 or 3 antennas on a 3 axis stabilized spacecraft (Lecacheux, 1978; Ladreiter et al., 1995; Vogl et al., 2004).

The Cassini mission is dedicated to study the environment of Saturn. One of the instruments on the orbiter is the Radio and Plasma Wave Science (RPWS (see Gunnett et al., 2003)) experiment. It covers the 3.5 kHz - 16.1 MHz frequency range. It is composed of a set of 3 monopole antennas (+X, -X and Z, see figure 1, also referred as u , v and w antennas as in (Gunnett et al., 2003)) connected to a radio receiver. The receiver measures spectral and cross-spectral powers through programmable time-frequency windows on one or two antennas. The receiver can use either the (+X, Z) pair of antennas, the (-X, Z) one or a third configuration where +X and -X monopoles

Direction finding and antenna calibration through analytical inversion of radio measurements performed using a system of 2 or 3 electric dipole wire antennas on a 3 axis stabilized spacecraft

B. Cecconi, P. Zarka

May 6, 2004

Abstract

We present an analytical inversion method to achieve direction-finding (DF) — i.e. retrieve the direction of arrival of an incoming wave, its flux and its full polarization state — using radio measurements performed using a system of 2 or 3 electric dipole wire antennas on a 3 axis stabilized spacecraft. The Radio and Plasma Wave Science (RPWS) radio receiver onboard Cassini includes such instantaneous DF capabilities and so does the STEREO WAVES radio receiver. We also present an analytical solution of the inverse problem which consist of calibrating the electric dipole orientations and effective lengths using a known radioresource.

Error sources (imperfect knowledge of antenna parameters, digitization errors, signal to noise ratio, etc) and their propagation through the analytical inversion have been studied. The typical expected accuracy of our DF inversion is 1 dB for flux measurements, about $1 - 2^\circ$ for source position and a few percent for polarization rates. For the antenna calibration procedure, the expected accuracy is of the order of 2° on antenna direction and of 1% on antenna length. We define the data selection criteria to be used during both DF analysis and antenna calibration. We also discuss the limitations of the method and the ways to improve its accuracy.

are connected together and used as a dipole D , forming a pair (D, Z) with the monopole Z . The instantaneous data-set (called hereafter 2-antenna data-set) consists of 4 measurements. For the $(+X, Z)$ antenna pair, these 4 measurements are : 2 autocorrelations (1 on the Z antenna, named A_{ZZ} , and 1 on the $+X$ antenna, named A_{+XX}), and the cross-correlation between the two antennas which is a complex number and provides thus 2 measurements: real and imaginary parts named C_{+XZ}^r and C_{+XZ}^i . For the $(-X, Z)$ or (D, Z) antenna pairs, $+X$ indices must be replaced by $-X$ or D , respectively. Switching can be programmed between the two antenna configurations $(-X, Z)$ and $(+X, Z)$ at every other measurements at every frequency step. Such switching which simulates a 3 antennas DF mode, which will be primarily considered here. It provides data sets of 8 measurements (consisting of 2 consecutive 2-antenna data-sets with antenna switching between $(-X, Z)$ and $(+X, Z)$). The 8 measurements are 4 autocorrelations (A_{+XX} , A_{-XX} and A_{ZZ} measured twice, one for each 2-antenna data-set) and 2 cross-correlations (C_{+XZ}^r , C_{+XZ}^i , C_{-XZ}^r , C_{-XZ}^i). As A_{ZZ} is measured twice, we end up with 7 independent measurements for each 3-antenna data-set.

Expressing analytically the measured correlations in terms of the wave parameters and of the antenna parameters requires to represent the antennas as short electrical dipoles. At low frequencies — i.e. when the wavelength is very large with respect to the antenna length — we can in principle find short effective electrical dipoles equivalent to the physical monopoles. Finding these equivalent dipoles is the antenna calibration process. Each electrical antenna (n) is then fully described through 3 parameters : length (h_n), colatitude (θ_n) and azimuth (ϕ_n) in a reference frame (e.g. the spacecraft frame). The wave parameters are the Stokes parameter set (Kraus, 1966) which gives a full description of the intensity (S), the linear polarization rate (U , Q) and circular polarization rate (V) of the wave, and the wave vector \mathbf{k} or direction of the source given by its colatitude (θ) and azimuth (ϕ) in the spacecraft system frame. Thus, the 3 antennas are described by 9 parameters and the wave by 6 parameters. This gives us 15 parameters in terms of which the measurements are expressed. As seen above, the 3-antenna data-sets used for the DF contain 7 independent measurements. We thus have to make assumptions on some parameters to retrieve the others. From now on, the parameters on which assumptions will be made are called 'preset-parameters', the rest of them are the 'unknowns'. In the DF mode, the preset-parameters are the

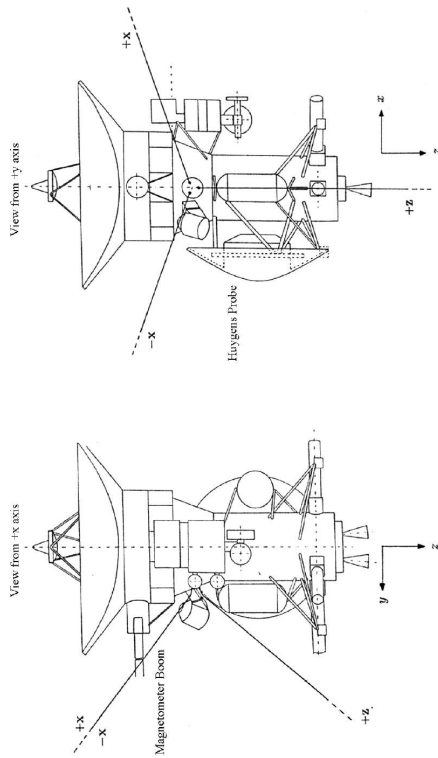


FIGURE 1: The Cassini spacecraft and the RPWS electrical antenna system. The 3 electrical antennas ($+X$, $-X$ and Z) are named according to the spacecraft reference frame. Each monopole antenna is 10 m long. The Z antenna is in the (y, z) plane, at 37° from the z axis. The $+X$ and $-X$ antennas are separated by 120° . The $(+X, -X)$ antenna plane makes a 70° angle with the Z antenna. In the Dipole mode, the $+X$ and $-X$ antennas are coupled together in a dipole D .

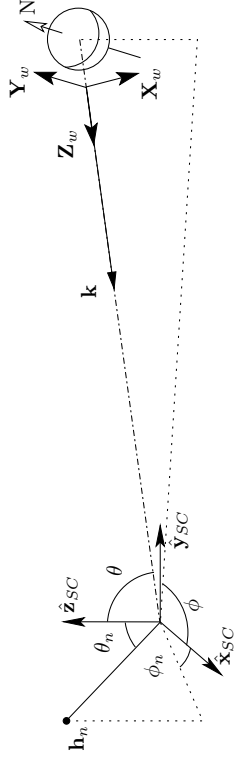


FIGURE 2: The wave frame. $(\mathbf{X}_w, \mathbf{Y}_w, \mathbf{Z}_w)$: \mathbf{Z}_w is colinear to the wave vector \mathbf{k} . \mathbf{Y}_w is in the plane containing \mathbf{Z}_w and a relevant axis of the object studied (e.g. Jupiter's rotational or magnetic axis). The source is in the (θ, ϕ) direction. $(\mathbf{X}_{SC}, \mathbf{Y}_{SC}, \mathbf{Z}_{SC})$ is the spacecraft reference frame. One antenna \mathbf{h}_n is shown with its colatitude θ_n and azimuth ϕ_n .

where $\Omega_n = (\mathbf{h}_n, \mathbf{X}_w)/h_n$ and $\Psi_n = (\mathbf{h}_n, \mathbf{Y}_w)/h_n$ are the coordinates of the n th antenna unit vector projected on the wave plane $(O, \mathbf{X}_w, \mathbf{Y}_w)$ (see figure 2 for the definition of $\mathbf{X}_w, \mathbf{Y}_w$ and \mathbf{Z}_w), (S, Q, U, V) are the wave Stokes parameters. Ω_n and Ψ_n can be expressed in terms of the antenna parameters and of the source direction :

$$\Omega_n = \cos \theta_n \sin \theta - \sin \theta_n \cos \theta \cos(\phi - \phi_n) \quad (2)$$

$$\Psi_n = -\sin \theta_n \sin(\phi - \phi_n) \quad (3)$$

where θ_n and ϕ_n are the colatitude and azimuth of the n th antenna, and θ and ϕ the colatitude and azimuth of the source direction. These expressions are valid whatever the coordinate system is.

The Stokes polarization parameters can be related to parameters such as the degree of polarization, sense of circular polarization and orientation of the plane of linear polarization (see Kraus (1966); Hamaker and Bregman (1996)).

antenna parameters and the unknowns are the wave parameters as discussed in section 2.1. In the calibration mode, we assume that we know some of the wave parameters and some of the antenna parameters, as discussed in section 2.2. Error sources and their propagation throughout the DF equations are studied in section 3. Data selection criteria that have to be applied to achieve the expected accuracy for both DF analysis and antenna calibration are then discussed in section 4, as well as ways to improve the accuracy of the DF and possible extensions of the method.

2 DF Analytical Inversion

Considering RPWS antennas as short electrical dipoles, the output voltage at the n th antenna can be written $V_n = (\mathbf{h}_n, \mathbf{E})$, where \mathbf{h}_n is the effective electrical antenna vector and \mathbf{E} the electric field of the incoming wave. The receiver measures quantities such as $\langle V_n V_k^* \rangle$. These are time-averaged correlations between the voltages on the h_n and h_k antennas. The 7 measurements used in the DF mode are the autocorrelations on the 3 antennas ($A_{+XX} = \langle V_{+X} V_{+X}^* \rangle$, $A_{-XX} = \langle V_{-X} V_{-X}^* \rangle$, $A_{ZZ} = \langle V_Z V_Z^* \rangle$) and the cross-correlations between the $(+X, Z)$ pair of antenna and the $(-X, Z)$ one; the last 2 quantities are complex numbers corresponding to 4 real measurements : $C_{+XZ}^r = \text{Re}(\langle V_{+X} V_Z^* \rangle)$, $C_{+XZ}^i = \text{Im}(\langle V_{+X} V_Z^* \rangle)$, $C_{-XZ}^r = \text{Re}(\langle V_{-X} V_Z^* \rangle)$ and $C_{-XZ}^i = \text{Im}(\langle V_{-X} V_Z^* \rangle)$.

As done in (Ladreitner et al., 1995), the modeled measurements can be written in the following way :

$$A_{+XX} = \frac{S h_{+X}^2}{2} [(1+Q)\Omega_{+X}^2 + 2U\Omega_{+X}\Psi_{+X} + (1-Q)\Psi_{+X}^2] \quad (1a)$$

$$A_{-XX} = \frac{S h_{-X}^2}{2} [(1+Q)\Omega_{-X}^2 + 2U\Omega_{-X}\Psi_{-X} + (1-Q)\Psi_{-X}^2] \quad (1b)$$

$$A_{ZZ} = \frac{S h_Z^2}{2} [(1+Q)\Omega_Z^2 + 2U\Omega_Z\Psi_Z + (1-Q)\Psi_Z^2] \quad (1c)$$

$$C_{+XZ}^r = \frac{S h_{+X} h_Z}{2} [(1+Q)\Omega_{+X}\Omega_Z + U(\Omega_{+X}\Psi_Z + \Omega_Z\Psi_{+X}) + (1-Q)\Psi_{+X}\Psi_Z] \quad (1d)$$

$$C_{+XZ}^i = \frac{S h_{+X} h_Z}{2} V [-\Omega_{+X}\Psi_Z + \Omega_Z\Psi_{+X}] \quad (1e)$$

$$C_{-XZ}^r = \frac{S h_{-X} h_Z}{2} [(1+Q)\Omega_{-X}\Omega_Z + U(\Omega_{-X}\Psi_Z + \Omega_Z\Psi_{-X}) + (1-Q)\Psi_{-X}\Psi_Z] \quad (1f)$$

$$C_{-XZ}^i = \frac{S h_{-X} h_Z}{2} V [-\Omega_{-X}\Psi_Z + \Omega_Z\Psi_{-X}] \quad (1g)$$

2.1 Direction Finding Analysis

Assuming that the 9 antenna parameters are known, a 3-antenna data-set contains enough information to carry out the DF analysis. Inversion methods based on least square model fitting have been developed by Ladreiter et al. (1995) and Vogl et al. (2004). Equations (1a) to (1g) are not linear with respect to the unknowns. The χ^2 defined as the weighted sum of the squared differences from model to measurements will thus not be linear too and neither its first derivative. The principle of a χ^2 minimization is to follow the steepest gradients on the χ^2 hypersurface to converge from the initial conditions towards the χ^2 minimum. Ladreiter proposed to differentiate the first derivative of the χ^2 to get a linear relationship which can be inverted with a SVD (Singular-Value Decomposition) method, in order to compute the steepest gradient directions at each step. Vogl used a Powell algorithm to obtain the same result, adding the ability to use several 3-antenna data-sets together. We present here a fully analytical inversion. This method has advantages and drawbacks that will be discussed in section 3.1. Two inversions are presented for 3-antenna data-sets. One works in the general case when $V \neq 0$, except for some very particular geometrical configurations. The other one deals with purely circularly polarized waves (i.e. $Q = 0$ and $U = 0$), including the unpolarized wave case (i.e. $V = 0$, $Q = 0$ and $U = 0$). We could not find an analytical inversion that works in the case of a purely linearly polarized wave (i.e. $V = 0$, $Q \neq 0$ and/or $U \neq 0$). Additionally, we discuss partial DF inversions on 2-antenna data-sets (assuming some wave parameters to be known).

2.1.1 General case

The system of 7 equations (1a)-(1g) can be simplified by using an appropriate coordinate frame. We define here an 'antenna frame' which is defined as follows : the \hat{z} axis is chosen along the Z antenna and the +X and -X antennas have supplementary azimuths ($\phi_{-X} = \pi - \phi_{+X}$). The (\hat{y}, \hat{z}) plane is bisecting the ($\mathbf{h}_{+X}, \mathbf{h}_Z$) and ($\mathbf{h}_{-X}, \mathbf{h}_Z$) planes as shown on figure 3. We can always build such a reference frame whatever the actual geometry of the physical monopoles. Notice that the colatitudes of the +X and -X antennas need not to be the same, as it is in general the case.

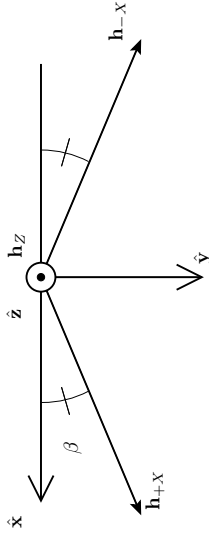


FIGURE 3: The antenna frame. The \hat{z} axis is along the \mathbf{h}_Z antenna direction. \hat{x} and \hat{y} are chosen so that the \mathbf{h}_{+X} and \mathbf{h}_{-X} antennas have supplementary azimuths. The \mathbf{h}_{+X} and \mathbf{h}_{-X} antenna colatitudes need not to be the same.

In such a coordinate system, the cartesian coordinates of the 3 antennas are :

$$\mathbf{h}_Z = (h_Z, 0, 0) \quad (4a)$$

$$\mathbf{h}_{+X} = (h_{+X} \sin \theta_{+X} \cos \phi_{+X}, h_{+X} \sin \theta_{+X} \sin \phi_{+X}, h_{+X} \cos \theta_{+X}) \quad (4b)$$

$$\mathbf{h}_{-X} = (-h_{-X} \sin \theta_{-X} \cos \phi_{+X}, h_{-X} \sin \theta_{-X} \sin \phi_{+X}, h_{-X} \cos \theta_{-X}). \quad (4c)$$

In this particular frame, we can derive easily the source direction from the measurements. The useful expressions are A_{ZZ} , C_{+XZ}^v , C_{+XZ}^i , C_{-XZ}^v , C_{-XZ}^i , which are then written:

$$A_{ZZ} = \frac{Sh_Z^2}{2} [(1+Q) \sin^2 \theta] \quad (5a)$$

$$C_{+XZ}^v = \frac{Sh_{+X}h_Z}{2} [(1+Q)(\cos \theta_{+X} \sin \theta - \sin \theta_{+X} \cos \theta \cos(\phi - \phi_{+X})) \sin \theta] \quad (5b)$$

$$C_{+XZ}^i = -S \frac{h_{+X}h_Z}{2} V \sin \theta \sin \theta_{+X} \sin(\phi - \phi_{+X}) \quad (5c)$$

$$C_{-XZ}^v = \frac{Sh_{-X}h_Z}{2} [(1+Q)(\cos \theta_{-X} \sin \theta + \sin \theta_{-X} \cos \theta \cos(\phi + \phi_{+X})) \sin \theta] \quad (5d)$$

$$C_{-XZ}^i = \frac{Sh_{-X}h_Z}{2} V \sin \theta \sin \theta_{-X} \sin(\phi + \phi_{+X}) \quad (5e)$$

Hence, the colatitude and azimuth of the source direction are given by :

$$\tan \phi = \frac{h_{+X} \sin \theta_{+X} C_{-XZ}^i - h_{-X} \sin \theta_{-X} C_{+XZ}^i}{h_{+X} \sin \theta_{+X} C_{-XZ}^v + h_{-X} \sin \theta_{-X} C_{+XZ}^v} \quad (6)$$

can be written in terms of a product of matrices :

$$\begin{bmatrix} A_{ZZ} \\ (h_z/h_{\pm X})^2 \\ (h_z/h_{\pm X}) \\ (h_z/h_{\pm X}) \\ C_{\pm XX}^r \\ C_{\pm XZ}^i \end{bmatrix} = \mathcal{M} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix}, \quad (8)$$

with

$$\mathcal{M} = \begin{bmatrix} \Omega_Z^2 + \Psi_Z^2 & \Omega_Z^2 - \Psi_Z^2 & 2\Omega_Z\Psi_Z & 0 \\ \Omega_{\pm X}^2 + \Psi_{\pm X}^2 & \Omega_{\pm X}^2 - \Psi_{\pm X}^2 & 2\Omega_{\pm X}\Psi_{\pm X} & 0 \\ \Omega_Z\Omega_{\pm X} + \Psi_Z\Psi_{\pm X} & \Omega_Z\Omega_{\pm X} - \Psi_Z\Psi_{\pm X} & \Omega_{\pm X}\Psi_Z + \Omega_Z\Psi_{\pm X} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\Omega_{\pm X}\Psi_Z + \Omega_Z\Psi_{\pm X} \end{bmatrix} \quad (9)$$

This system can be solved when the matrix \mathcal{M} is not singular. The determinant of \mathcal{M} is :

$$\det(\mathcal{M}) = -2(\Omega_{\pm X}\Psi_Z - \Omega_Z\Psi_{\pm X})^4 \quad (10)$$

When $\det(\mathcal{M}) \neq 0$ we can find the Stokes parameters' vector :

$$\begin{bmatrix} 1 \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \mathcal{M}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} A_{ZZ} \\ (h_z/h_{\pm X})^2 \\ (h_z/h_{\pm X}) \\ (h_z/h_{\pm X}) \\ C_{\pm XX}^r \\ C_{\pm XZ}^i \end{bmatrix}. \quad (11)$$

with

$$\mathcal{M}^{-1} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \\ \frac{\Omega_{\pm X}^2 + \Psi_{\pm X}^2}{2(\Omega_{\pm X}\Psi_Z - \Omega_Z\Psi_{\pm X})} & \frac{\Omega_Z^2 + \Psi_Z^2}{2(\Omega_{\pm X}\Psi_Z - \Omega_Z\Psi_{\pm X})} & -\frac{\Omega_{\pm X}\Omega_Z + \Psi_{\pm X}\Psi_Z}{\Omega_{\pm X}\Psi_Z - \Omega_Z\Psi_{\pm X}} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\Omega_{\pm X}^2 - \Psi_{\pm X}^2}{2(\Omega_{\pm X}\Psi_Z - \Omega_Z\Psi_{\pm X})} & -\frac{\Omega_Z^2 - \Psi_Z^2}{2(\Omega_{\pm X}\Psi_Z - \Omega_Z\Psi_{\pm X})} & \frac{\Omega_{\pm X}\Omega_Z - \Psi_{\pm X}\Psi_Z}{\Omega_{\pm X}\Psi_Z - \Omega_Z\Psi_{\pm X}} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\Omega_{\pm X}\Psi_Z - \Omega_Z\Psi_{\pm X}}{\Omega_{\pm X}\Psi_Z - \Omega_Z\Psi_{\pm X}} & -\frac{\Omega_Z\Psi_Z - \Omega_Z\Psi_{\pm X}}{\Omega_{\pm X}\Psi_Z - \Omega_Z\Psi_{\pm X}} & \frac{\Omega_{\pm X}\Psi_Z + \Omega_Z\Psi_{\pm X}}{\Omega_{\pm X}\Psi_Z - \Omega_Z\Psi_{\pm X}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Omega_{\pm X}\Psi_Z - \Omega_Z\Psi_{\pm X} & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}. \quad (12)$$

10

and

$$\tan \theta = \frac{A_{ZZ}h_+h_- \sin \theta_{+X} \sin \theta_{-X} \sin(2\phi_{+X})}{(h_+A_{ZZ} \cos \theta_{+X} - h_z C_{+XZ}^r)h_- \sin \theta_{-X} \sin(\phi_+ + \phi_{+X}) + (h_-A_{ZZ} \cos \theta_{-X} - h_z C_{-XZ}^r)h_+ \sin \theta_{+X} \sin(\phi_- - \phi_{+X})} \quad (7)$$

As the tangent function is defined over an interval of π , we must have an initial guess value for the azimuth ϕ (an ephemeris coordinate of the observed object, for instance). There is no such need for the colatitude θ which is already defined over an interval of π .

The azimuth ϕ is obtained from the imaginary parts of cross-correlations. When $V = 0$ equation 6 is thus undefined and ϕ cannot be computed. This case deserves thus a specific treatment, which is discussed in section 2.1.2.

All the wave parameters could be computed within the antenna frame but as the U and Q Stokes parameters depends on the orientation of the frame (see Kraus (1966); Hamaker and Bregman (1996)), we choose to compute the wave Stokes parameters in the so-called wave frame, fixed relative to the radio source studied. The wave frame is defined as follows: \mathbf{Z}_w is the normalized \mathbf{k} vector of the incoming wave; we choose \mathbf{Y}_w in the plane containing \mathbf{k} and a typical axis of the observed object appropriate to the study (for instance the rotational or magnetic axis of the observed planet, with orientation along the South-North direction); the \mathbf{X}_w axis completes the right hand triad. Geometry of this wave frame relative to the spacecraft frame is illustrated in Figure 2.

Knowing of the antennas directions (θ_n, ϕ_n) and of the source direction (θ, ϕ) implies that the parameters Ω_n and Ψ_n are known. The set of equations becomes thus a linear system with respect to the Stokes parameters and can be solved algebraically. We can retrieve the 4 Stokes parameters from each single 2-antenna data-set. In the following equations, the ' \pm ' index represents the pair of antenna used for the computation ($+XZ$ or $-XZ$). When Ω_n and Ψ_n are known, the correlations

9

Alternately, the latter system of equation can be formulated explicitly, in the antenna frame (where $\Psi_Z = 0$) for S_{\pm} and V_{\pm} :

$$S_{\pm} = \frac{A_{\pm XX} h_{\pm}^2 \Omega_{\pm}^2 - 2C_{\pm}^i h_{\pm} h_{\pm X} \Omega_{\pm} h_Z \Omega_Z + A_{ZZ} h_{\pm}^2 (\Omega_{\pm X}^2 + \Psi_{\pm X}^2)}{h_{\pm}^2 \Omega_{\pm}^2 h_{\pm X}^2 \Psi_{\pm X}} \quad (13)$$

$$V_{\pm} = \frac{2C_{\pm}^i XZ}{S_{\pm} h_Z \Omega_Z h_{\pm X} \Psi_{\pm X}} \quad (14)$$

and in any frame (antenna, spacecraft or wave frame) for Q_{\pm} and U_{\pm} :

$$U_{\pm} = \frac{A_{ZZ} h_{\pm}^2 (\Omega_{\pm X}^2 - \Psi_{\pm X}^2) - A_{\pm XX} h_{\pm}^2 (\Omega_{\pm}^2 - \Psi_{\pm}^2)}{S_{\pm} h_{\pm X} h_{\pm}^2 (\Omega_{\pm X} \Omega_Z + \Psi_{\pm X} \Psi_Z) (\Psi_Z \Omega_{\pm X} - \Psi_{\pm X} \Omega_Z)} - \frac{\Psi_Z \Omega_{\pm X} + \Psi_{\pm X} \Omega_Z}{\Omega_{\pm X} \Omega_Z + \Psi_{\pm X} \Psi_Z} \quad (15)$$

$$Q_{\pm} = \frac{2(A_{\pm XX} h_{\pm}^2 \Omega_Z \Psi_Z - A_{ZZ} h_{\pm}^2 \Omega_{\pm X} \Psi_{\pm X})}{S_{\pm} h_{\pm}^2 h_{\pm}^2 (\Omega_{\pm X} \Omega_Z + \Psi_{\pm X} \Psi_Z) (\Psi_Z \Omega_{\pm X} - \Psi_{\pm X} \Omega_Z)} - \frac{\Omega_{\pm X} \Omega_Z - \Psi_{\pm X} \Psi_Z}{\Omega_{\pm X} \Omega_Z + \Psi_{\pm X} \Psi_Z} \quad (16)$$

We present separately the cases of S_{\pm} , V_{\pm} and of Q_{\pm} , U_{\pm} as the latter depend on the orientation of the frame while the former do not. S_{\pm} and V_{\pm} are derived in the antenna frame because equations (5a) to (5e) are easier to invert in this frame.

2.1.2 Case of a purely circularly polarized wave

As seen above, the general inversion does not work when the imaginary parts of cross-correlations are both zero. This occurs when $\theta = 0$ or π , or $V = 0$. The case $\theta = 0$ or π can be solved in the general case: the azimuth is then undefined and equation 7 gives the correct colatitude. The case $V = 0$ leads to an underdetermination except if we also have $U = 0$ and $Q = 0$, i.e. if the wave is not polarized. In this section we study the case of a purely circularly polarized incoming wave. The case $V = 0$ is included in this assumption. It does have a practical interest because many radio emissions are unpolarized : solar type III bursts (Dulk et al., 1998), lightning radio signatures (SED, i.e. Saturnian Electrical Discharges (Zarka and Pedersen, 1983)), etc.

Within the antenna frame, the expressions of correlations induced by a purely circularly polarized incoming wave read :

$$A_{ZZ} = \frac{S_{\pm}^2}{2} \sin^2 \theta \quad (17a)$$

$$A_{+XX} = \frac{S_{+X}^2}{2} ((\cos \theta_{+X} \sin \theta - \sin \theta_{+X} \cos \theta \cos(\phi - \phi_{+X}))^2 + (\sin \theta_{+X} \sin(\phi - \phi_{+X}))^2) \quad (17b)$$

$$A_{-XX} = \frac{S_{-X}^2}{2} ((\cos \theta_{-X} \sin \theta + \sin \theta_{-X} \cos \theta \cos(\phi + \phi_{+X}))^2 + (\sin \theta_{-X} \sin(\phi + \phi_{+X}))^2) \quad (17c)$$

$$C_{+XZ}^i = \frac{S_{+X} h_Z}{2} (\cos \theta_{+X} \sin \theta - \sin \theta_{+X} \cos \theta \cos(\phi - \phi_{+X})) \sin \theta \quad (17d)$$

$$C_{+XZ}^c = -\frac{S_{+X} h_Z}{2} V \sin \theta \sin \theta_{+X} \sin(\phi - \phi_{+X}) \quad (17e)$$

$$C_{-XZ}^i = \frac{S_{-X} h_Z}{2} (\cos \theta_{-X} \sin \theta + \sin \theta_{-X} \cos \theta \cos(\phi + \phi_{+X})) \sin \theta \quad (17f)$$

$$C_{-XZ}^c = \frac{S_{-X} h_Z}{2} V \sin \theta \sin \theta_{-X} \sin(\phi + \phi_{+X}) \quad (17g)$$

We are left with 4 unknowns (S , V , θ and ϕ). We introduce the quantities B_{+} and B_{-} :

$$B_{+X} = A_{+XX} - \frac{(C_{+XZ}^i)^2}{A_{ZZ}} = \frac{S h_{+X}^2}{2} \sin^2 \theta_{+X} \sin^2(\phi - \phi_{+X}) \quad (18)$$

$$B_{-X} = A_{-XX} - \frac{(C_{-XZ}^i)^2}{A_{ZZ}} = \frac{S h_{-X}^2}{2} \sin^2 \theta_{-X} \sin^2(\phi + \phi_{+X}). \quad (19)$$

These expressions can be normalized as:

$$\tilde{B}_{+X} = 2B_{+X} / (h_{+X}^2 \sin^2 \theta_{+X}) \quad (20)$$

$$\tilde{B}_{-X} = 2B_{-X} / (h_{-X}^2 \sin^2 \theta_{-X}) \quad (21)$$

Combining them we obtain:

$$\tilde{B}_{+X} + \tilde{B}_{-X} = S(1 - \cos 2\phi \cos 2\phi_{+X}) \quad (22)$$

$$\tilde{B}_{+X} - \tilde{B}_{-X} = S(-\sin 2\phi \sin 2\phi_{+X}) \quad (23)$$

This leads to:

$$\cos 2\phi \cos 2\phi_{+X} - \frac{\tilde{B}_{+X} + \tilde{B}_{-X}}{\tilde{B}_{+X} - \tilde{B}_{-X}} \sin 2\phi \sin 2\phi_{+X} = 1 \quad (24)$$

2.1.3 Partial Inversions with 2-antenna data-sets

The 2 inversions discussed in this section are not full DF inversions as they only retrieve partial informations on the wave, assuming some wave parameters to be known. These partial inversions are useful when the receiver is not in the specific DF mode (i.e. on Cassini, when RPWS is not switching between the $(+X, Z)$ and $(-X, Z)$ pairs of monopoles). In case of the loss of one of the $\pm X$ monopoles, these partial inversions will be the only inversions applicable to the data. In the dipole mode for instance, the $+X$ and $-X$ monopoles antennas are connected to a single terminal and used as a dipole D together with the monopole Z on the 2nd channel. We can also apply a partial inversion when the 2 successive autocorrelations A_{ZZ} of a 3-antenna data-set are significantly different (this means that the emission has changed between the two $(+X, Z)$ and $(-X, Z)$ successive measurements).

The two partial inversions to be considered are:

Polarimeter mode If the position of the source is known (e.g. very far from a planet, when its radio sources can be considered to coincide with the planet's center), we can retrieve the 4 Stokes parameters by using the same inversion technique as used in the general DF analytical inversion (see section 2.1.1), but skipping the source direction determination steps.

Circular Polarization mode In case of a purely circularly polarized wave, the Stokes parameters U and Q which describe the linear polarization are zero. An analytical inversion in then possible on 2-antenna data-sets ([A. Lecacheux, RPWS team meeting presentation, 2000]). This inversion solves the system for S , V , θ and ϕ . It can also be used when $V = 0$. When the receiver is in DF mode (i.e. using 3-antenna data-sets), the method presented in section 2.1.2 is more robust because it is combining together more measurements.

which is solved introducing Θ as:

$$\tan 2\Theta = (\tilde{B}_{+X} + \tilde{B}_{-X}) / (\tilde{B}_{+X} - \tilde{B}_{-X}) \tan 2\phi_{+X}. \quad (25)$$

This implies:

$$\cos [2(\phi + \Theta)] = \frac{\cos 2\Theta}{\cos 2\phi_{+X}} \quad (26)$$

and we finally obtain the azimuth ϕ as:

$$\phi = \frac{1}{2} \arccos \left(\frac{\cos 2\Theta}{\cos 2\phi_{+X}} \right) - \Theta \quad (27)$$

The flux S is computed from ϕ , \tilde{B}_{+X} and \tilde{B}_{-X} :

$$S = \tilde{B}_{+X} + \tilde{B}_{-X} - \frac{\tilde{B}_{+X} - \tilde{B}_{-X}}{\tan 2\phi \tan 2\phi_{+X}} \quad (28)$$

and the colatitude θ from S and $A_{ZZ(\pm)}$ (the last \pm index refers to pair of antenna from which the A_{ZZ} autocorrelation comes):

$$\theta_{\pm} = \arcsin \left[\left(\frac{2A_{ZZ(\pm)}}{Sh_2^2} \right)^{1/2} \right]. \quad (29)$$

The resulting source position angles θ_{\pm} and ϕ have to be compared with ephemeris data as in the general case to remove all angular indeterminations.

Finally, the circular polarization rate V is obtained through:

$$V_{\pm} = \frac{\mp C_{\pm XZ}^i}{\sqrt{\tilde{B}_{\pm X} A_{ZZ}}} \quad (30)$$

The source colatitude θ_{\pm} and the circular polarization rate V_{\pm} can be computed with either 2-antenna data-sets or the 3-antenna data-set.

2.2 Antenna Calibration

The physical parameters (length and orientation) of the antennas are known by construction. Those parameters would be identical to the electrical axes if the antennas were real short dipoles isolated in space — i.e. not perturbed by the conducting spacecraft structure. “Short” means that the electric field of an incoming wave is spatially homogeneous over the antenna length. The voltage induced by this electric field \mathbf{E} can thus be written: $V = \int_h \mathbf{E}(x) dx = \mathbf{h} \cdot \mathbf{E}$ where \mathbf{h} is the antenna vector. This is the case if $2h \ll \lambda/2$. Practically, we consider that the short antenna hypothesis is verified for $h < \lambda/10$, i.e. $f < 3 \text{ MHz}$ for a 10 m antenna as on Cassini. Above the first antenna resonance ($h = \lambda/4$), the antenna pattern becomes multi-lobed and the electric field is not homogeneous along the antenna (it may have several nulls); then the induced voltage is not proportional to the electric field intensity and the interpretation of the measurements becomes difficult.

In the case of Cassini/RPWS, the antennas are monopoles. A monopole is equivalent to a dipole if it is made of straight conducting wire against an infinite conducting plane perpendicular to the wire direction. The real RPWS antennas are 10 m-monopoles (actually tubular conducting booms) placed in front of a non-planar conducting surface whose dimensions are roughly $4 \times 12 \text{ m}$. We assume that for $f < 3 \text{ MHz}$ we can find an equivalent set of electrical dipoles to this set of monopole antennas. We present here an analytical way to solve the equations of system (1a)-(1g) for antenna parameters. This process is called the antenna calibration. A first antenna calibration has been made by Rucker et al. (1996), using a rheometric analysis on a scaled model (1/30th) of the Cassini spacecraft.

The rheometric analysis consists of measuring the antenna responses on a scaled model of the spacecraft immersed in a tank filled with a dielectric medium (water in the case of the Cassini model rheometry) (Rucker et al., 1996). A static electric field is imposed in the tank. The static field induces a voltage $V = \mathbf{h} \cdot \mathbf{E}$ on the antenna, similarly to the voltage induced in the short dipole hypothesis. The antenna response is measured in function of the model orientation. The electric antenna direction is given by the zero-response direction ($\mathbf{h} \perp \mathbf{E}$) or by the maximum-response direction ($\mathbf{h} // \mathbf{E}$). The effective antenna length is also retrieved, but the numbers are not reliable because of the poor modelization of the antenna feed and fixation (which defines the antenna base

capacitance).

The antenna response of a short electrical dipole of length L is proportional $L \sin^2 \theta$, where θ is the source colatitude (with respect to the antenna direction). This implies that determining the antenna length is best done when $\theta \sim 90^\circ$ (maximum response). The antenna lengths will thus be calibrated for source-antenna configuration for which $45^\circ \lesssim \theta \lesssim 135^\circ$. When $\theta \approx 0$ or 180° , the antenna response is highly sensitive to θ . The antenna angles will thus be calibrated when $\theta \lesssim 45^\circ$ or $\theta \gtrsim 135^\circ$. As those geometrical configurations are mutually exclusive, we will calibrate first the antenna lengths and then the antenna directions using different source-antenna configurations. Moreover, each antenna direction can be calibrated separately as the angular separation between any 2 antennas is $\sim 90^\circ$.

The analytical calibration inversion presented below assumes purely circularly polarized emissions (i.e. $U = 0$ and $Q = 0$). This choice is justified by the fact that: (i) the system of equations can be inverted in that case with 2-antenna data-sets, and (ii) the calibration of Cassini/RPWS has been carried out using circularly polarized jovian emissions (Vogl et al., 2004).

In the wave frame (figure 2), a purely circularly polarized wave induces the following responses of the receiver :

$$A_{XX} = 1/2 S h_X^2 \sin^2 \theta_X \quad (31a)$$

$$A_{ZZ} = 1/2 S h_Z^2 \sin^2 \theta_Z \quad (31b)$$

$$C_{XX}^V = 1/2 S h_X h_Z \sin \theta_X \sin \theta_Z \cos(\phi_X - \phi_Z) \quad (31c)$$

$$C_{XZ}^V = 1/2 S V h_X h_Z \sin \theta_X \sin \theta_Z \sin(\phi_X - \phi_Z) \quad (31d)$$

Note that the X index represents either the $+X$, $-X$ or D , depending the antenna pair involved in the 2-antenna data-set. In case of antenna length calibration, we solve the system for h_X/h_Z . In case of antenna direction calibration, we solve it for θ_i and ϕ_i (with $i \in \{X, Z\}$). Additionally, in that case, we can compute V and S .

dipole direction to be far from those directions). The Z antenna orientation derived here is in the wave frame, so it has to be rotated back in the spacecraft frame or in any other relevant frame.

The X antenna is calibrated in the same way:

$$\theta_X = \frac{\pi + \varepsilon_\theta}{2} \left[\frac{\pi - \arcsin \left(\sqrt{\frac{A_{XX}}{A_{ZZ}}} \frac{h_Z^2}{h_X^2} \sin^2 \theta_Z \right)}{2} \right] \quad (34a)$$

$$\phi_X = \phi_Z - \varepsilon_\theta \arccos \left(\frac{C_{XZ}}{\sqrt{A_{ZZ} A_{XX}}} \right) \quad (34b)$$

$$S/h_Z^2 = \frac{2A_{ZZ}}{\sin^2 \theta_Z} \quad (34c)$$

$$V = \frac{-\varepsilon_\theta C_{XZ}}{\sqrt{A_{ZZ} A_{XX}} - (C_{XZ})^2} \quad (34d)$$

with similar definitions for ε_θ and ε_ϕ definitions. The same remarks as for the Z antenna calibration apply.

3 Error Analysis and Data Selection

The DF inversions presented are analytical. Studying errors and their propagation is thus easy to carry out through simulations. The different sources of error are: analytical indeterminations, digitization, signal to noise ratio (SNR), error on preset-parameters and emission variation between 2 successive $(+X, Z)$ and $(-X, Z)$ 2-antenna measurements. For each case we have carried out a forward modelling analysis (i.e. a complete simulation of modeled measurements exploring the whole space of unknowns parameters) to quantify the effect of the corresponding error. We have simulated a series of 3-antenna data-sets, covering the whole wave parameter space with convenient stepping for each type of error study. In case of SNR or digitization, we have computed a series of simulated measurements with variable flux, then we have applied the corresponding alteration to the simulated measurements and finally we applied the DF inversions on them. In case of preset-parameters bias, we have computed a series of simulated measurements and we applied the DF inversions with an altered set of preset-parameters. Each source of error has been isolated and simulated separately.

Some useful angular distances have to be defined first:

18

2.2.1 Antenna lengths

Combining equations (31a) and (31b), we get :

$$h_Z/h_X = \sqrt{\frac{A_{ZZ} \sin^2 \theta_X}{A_{XX} \sin^2 \theta_Z}} \quad (32)$$

This equation gives the antenna ratios h_Z/h_{+X} , h_Z/h_{-X} or h_Z/h_D , depending on the antennas pair used for the measurement. It is not possible to obtain absolute antenna lengths with DF measurements, as they always appear in a product S/h^2 with S a priori unknown (Jovian radio flux density is very sporadic). Approximate lengths can be estimated from the frequency of the first resonance observed or from the analysis of observations of a radiosource of known flux density (as the galactic background noise) (see Zarka et al., 2004).

2.2.2 Antenna directions

With our assumptions, a set of 4 unknowns remains to be determined: S , V , θ_i and ϕ_i (with $i \in \{+X, -X, D, Z\}$) depending on which antenna we are calibrating). The flux intensity S cannot be isolated from a squared antenna length in the present inversion. Hence we only retrieve S/h_Z^2 (the h_Z antenna length has been arbitrarily chosen as a reference length).

The Z antenna is calibrated as follows :

$$\theta_Z = \frac{\pi + \varepsilon_\theta}{2} \left[\frac{\pi - \arcsin \left(\sqrt{\frac{A_{ZZ}}{A_{XX}}} \frac{h_X^2}{h_Z^2} \sin^2 \theta_X \right)}{2} \right] \quad (33a)$$

$$\phi_Z = \phi_X + \varepsilon_\theta \arccos \left(\frac{C_{XZ}}{\sqrt{A_{ZZ} A_{XX}}} \right) \quad (33b)$$

$$S/h_Z^2 = \frac{h_X^2 2A_{XX}}{h_Z^2 \sin^2 \theta_X} \quad (33c)$$

$$V = \frac{-\varepsilon_\theta C_{XZ}}{\sqrt{A_{ZZ} A_{XX}} - (C_{XZ})^2} \quad (33d)$$

where $\varepsilon_\theta = \text{sign}(\theta_Z^0 - \pi/2)$ and $\varepsilon_\phi = \text{sign}(\phi_Z^0 - \phi_X)$ with $\phi_Z^0 - \phi_X \in [-\pi, \pi]$. Those 2 last expressions require an initial guess for the antenna direction defined by its colatitude θ_Z^0 and azimuth ϕ_Z^0 , which can be the physical or the rheometrical value (see Rucker et al., 1996) (we don't expect the electrical

17

- α_i is the angular distance from the source direction to the i th electrical antenna direction ($i \in \{+X, -X, D, Z\}$).
- β_{XZ} is the angular distance from the source direction to the (X, Z) electrical antenna plane, where $X \in \{+X, -X, D\}$.

3.1 Errors affecting the DF inversions

Both DF inversions (general case and circular polarization case) have been studied and the same error analysis has been carried out: numerical errors, error on antenna parameters, digitization error, signal to noise ratio (SNR), changing in the emission between the 2 successive 2-antenna data-sets. We express the alteration of the results in terms of 4 quantities : the angular distance between the resulting and the input source position ($\delta\theta$), the difference between the resulting and input flux (δS_{\pm}), linear polarization rate (δL_{\pm} , where $L_{\pm} = (U_{\pm}^2 + Q_{\pm}^2)^{1/2}$) and circular polarization rate (δV_{\pm}). The results presented below have all been computed with the $(+X, Z)$ pair of antennas. Similar results have been obtained for the $(-X, Z)$ or (D, Z) pairs of antennas. All the results are summarized in table 2. We will first study the general case inversion and then the circular polarization case.

3.1.1 General Case Inversion

Analytical indetermination Equation 6 is defined only when $V \neq 0$ and $\theta \neq 0$ or π . As seen above, the former is taken into account in the circular polarization case inversion and the latter is actually a solvable case. The second indetermination occurs when $\det(\mathcal{M}) = 0$ which is equivalent to:

$$\Omega_{+X}\Psi_Z - \Psi_{+X}\Omega_Z = 0 \quad (35)$$

This last relation is also equivalent to $\beta_{+XZ} = 0$, i.e. when the source direction lies in the $(+X, Z)$ antenna plane. The geometrical configuration defined by equation 35 is the $(+X, Z)$ antenna plane (see figure 4, left plot). The matrix \mathcal{M} (see eq. 9) is then singular so that only

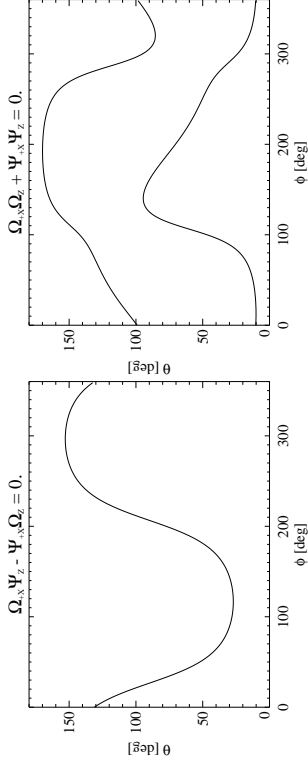


FIGURE 4: Left : the curve is the locus of the points for which $\Omega_{+X}\Psi_Z - \Psi_{+X}\Omega_Z = 0$. Right : the 2 curves are the locus of the points for which $\Omega_{-X}\Omega_Z + \Psi_{-X}\Psi_Z = 0$. The θ and ϕ coordinates are the colatitude and azimuth in the spacecraft frame. These curves correspond to undetermined configurations in the general case DF analytical inversion.

the position (θ, ϕ) of the source can be computed. A third indetermination occurs for:

$$\Omega_{\pm X}\Omega_Z + \Psi_{\pm X}\Psi_Z = 0 \quad (36)$$

(see eqs. 15 and 16). In this later case, S and V can be computed accurately but neither U nor Q . The corresponding directions are displayed in figure 4 (right).

Digitization These errors are introduced by the receiver. An Automatic Gain Control (AGC) loop permanently adjusts the voltage input level to the 32-bit digitization ramp. The digitized signals are then correlated to obtain the measurements which are compressed on 8-bit words, using a pseudo-log coding. The dynamic of this whole system is 90 dB. Errors are introduced by the AGC at low level signals (the AGC is not linear when $S \lesssim 10^{-17} V^2 / Hz$) and by the 8-bit log-compression on the whole dynamic range. We have simulated digitization errors based on the RPWS receiver characteristics. As the future STEREO/SWAVES receiver will have a similar AGC loop but with a 12-bit log-compression, we have also carried out the simulations in this case.

- Figure 5 shows histograms of the error induced by digitization on the A_{ZZ} autocorrelation normalized to the flux intensity (taken here to be $S = 10^{-16}$ or $10^{-14} V^2 / Hz$). The

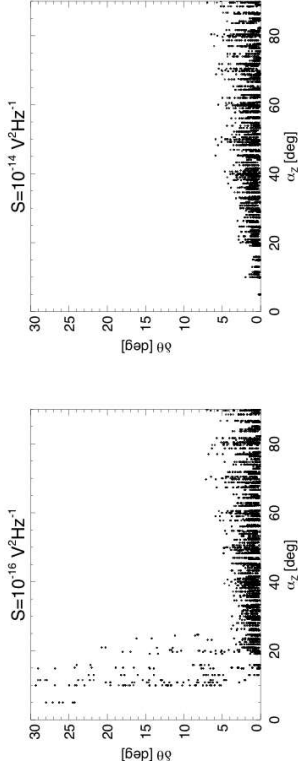


FIGURE 6: $\delta\theta$ vs. α_Z in case of RPWS-like (8-bit) digitization errors for 2 flux intensities $S = 10^{-16} V^2/H_z$ (left) and $10^{-14} V^2/H_z$ (right).

case, the figure shows that: (i) the probability to have errors higher than $\sim 5^\circ$ is 1%; (ii) the probability to have errors lower than $\sim 1^\circ$ is 50%; (iii) the probability to have errors lower than $\sim 0.5^\circ$ is 50% for $\alpha_Z^{lim} < 30^\circ$.

- Finally, comparing the results obtained with 8-bit and 12-bit digitization on figure 7b, we observe that the error probability levels are separated by a factor ~ 16 which is $2^{12}/2^8$, as expected.

• Figure 8 shows the DF results dispersion for flux (δS_{\pm}), linear and circular polarization rate (δL_{\pm} and δV_{\pm}) versus β_{+XZ} , which appears to be the relevant parameter here. The results shown are for the $(+X, Z)$ pair of antennas inversion. The same results are obtained with $(-X, Z)$ pair of antennas inversion. The plots show a high level dispersion at low β_{+XZ} . If $\beta_{\pm XZ} \sim 0$, δS_{\pm} can be as high as 100 dB and non physical polarization rates (> 1) can be obtained. Selecting over β_{+XZ} improves the DF results:

- $\beta_{+XZ} > 20^\circ$ gives $\delta S_{\pm} < 1$ dB, $\delta L_{\pm} < 30\%$ and $\delta V_{\pm} < 10\%$.
- $\beta_{+XZ} > 40^\circ$ gives $\delta S_{\pm} < 0.5$ dB, $\delta L_{\pm} < 10\%$ and $\delta V_{\pm} < 5\%$.

Note that these results do not depend on the flux intensity S .

Signal to Noise Ratio The noise added to the autocorrelations is a gaussian noise distribution with a width $\sigma = S_{bg}/\sqrt{B\tau}$ where S_{bg} is the background intensity level, B and τ the frequency

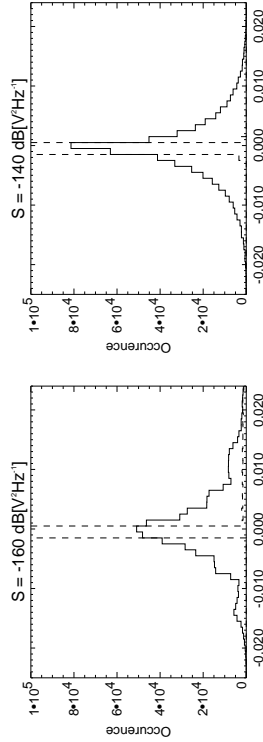


FIGURE 5: Histograms of the simulated A_{ZZ} dispersion caused by a RPWS-like digitization process. The dispersion is normalized to the input flux intensity $S = 10^{-16} V^2/H_z$ (left) and $10^{-14} V^2/H_z$ (right). Plain line corresponds to an 8-bit digitization process and dashed ones to 12-bit. The total number of points for each simulation is 524575 points.

width of the histogram is ~ 0.01 , which is equivalent to a ~ 20 dB SNR value. Similar plots for other measurements (A_{XX} , C_{XZ}^* and C_{XZ}^*) show exactly the same dispersion. The flux intensity does not change the histogram width except for $S \lesssim 10^{-16} V^2/H_z$; such low intensity implies low measurement values that are out of the AGC linear range.

• Figure 6 shows the dispersion of DF results for the source position ($\delta\theta$), as induced by the digitization. The plots show $\delta\theta$ versus α_Z for 2 different simulated intensities ($S = 10^{-16}$ and $10^{-14} V^2/H_z$).

- For low S ($\lesssim 10^{-16} V^2/H_z$) and low α_Z ($< 30^\circ$), $\delta\theta$ can be as high as 90° .
- For higher flux intensities ($S \gg 10^{-16} V^2/H_z$), the $\delta\theta$ envelope versus α_Z does not vary with S . Moreover $\delta\theta$ decreases with α_Z . Selecting source direction that corresponds to α_Z lower than a fixed α_Z^{lim} value will improve the accuracy on the source position. For each angular selection, we compute the histogram of $\delta\theta$ (see figure 7a) which gives the error probability level at 50% and 1% (i.e. the probability that the error exceeds that limit). Figure 7b shows the error probability levels (50% and 1%) versus the α_Z^{lim} selection criterion. This figure shows 4 series of points. The labels on the right side gives the corresponding error level probability for 8-bit and 12-bit digitization. For the 8-bit

bandwidth and integration time of the measurement. Note that we use background intensity level and not total intensity level to compute the noise width. This comes from the fact that we are using single measurements of the flux S and not a series of successive measurements. The uncertainty of the measurement is then the one of the level of the background intensity. The typical values for those parameters are $S_{bg} = 10^{-16} V^2/Hz$, $B = 25 kHz$ and $\tau = 16 ms$ for typical measurements with RPWS. These values lead to $\sigma = 5 \cdot 10^{-18} V^2/Hz$. We have simulated measurements for 4 flux intensity levels $S = 5 \cdot 10^{-17}$, $2.5 \cdot 10^{-16}$, 10^{-15} and $10^{-14} V^2/Hz$, corresponding respectively to SNRs of 10 dB, 17 dB, 23 dB and 33 dB.

- Figure 9 shows the error probability levels for different angular selections and different SNRs, using a similar method as for figure 7. As the error probability level increases when α_Z^{lim} is getting closer to zero, the angular selections are $\alpha_Z > \alpha_Z^{lim}$ in this case. In all cases, at $\alpha_Z \sim 0$ (i.e. when the source is in the Z antenna direction), $\delta\theta$ can be as high as 90° .
- at 33 dB, the probability to have $\delta\theta < 1^\circ$ is 50% for any α_Z^{lim} and 1% for $\alpha_Z^{lim} > 25^\circ$.
- at 23 dB, the probability to have $\delta\theta < 1^\circ$ is 50% for $\alpha_Z^{lim} > 40^\circ$; for $\delta\theta < 2^\circ$, the 50% level is reached for $\alpha_Z^{lim} > 20^\circ$; and for $\delta\theta < 5^\circ$ the 50% level is reached for any α_Z^{lim} , the 1% level for $\alpha_Z^{lim} > 60^\circ$.
- at 17 dB, $\delta\theta < 2^\circ$ cannot be reached but the probability to have $\delta\theta < 5^\circ$ is 50% for $\alpha_Z^{lim} > 35^\circ$.
- at 10 dB, no accurate source position measurements ($\delta\theta < 2^\circ$) can be done.

In summary, accurate source position measurements at a 50% error probability level ($< 2^\circ$) require a SNR $\gtrsim 20 dB$ and $\alpha_Z^{lim} < 20^\circ$. For a SNR $\gtrsim 30 dB$, the source position accuracy is as low as $\delta\theta < 1^\circ$ with a 50% probability (except for $\alpha_Z = 0$).

- Concerning the flux and polarization measurements accuracy, table 1 summarizes the envelope of the clouds of points of figure 8 (which corresponds well to the 1% error probability levels) for δS_{\pm} , δL_{\pm} and δV_{\pm} , with a $\beta_{\pm XZ} > 20^\circ$ angular selection. Flux measurements can be done with a 1 dB accuracy for SNR as low as 17 dB, but no accurate polarization measurements can be done for SNR $< 23 dB$.

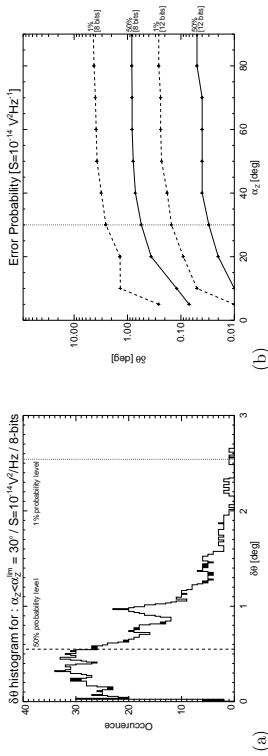


FIGURE 7: Error probability levels on the source position $\delta\theta$ caused by the digitization. (a) histogram of $\delta\theta$ for $\alpha_Z < \alpha_Z^{lim} = 30^\circ$, $S = 10^{-14} V^2/Hz$ and a 8-bit digitization. 50% and 1% probability levels are shown. (b) error probability levels for different α_Z^{lim} and 8-bit/12-bit digitization. The vertical dotted line corresponds to the results illustrated on (a).

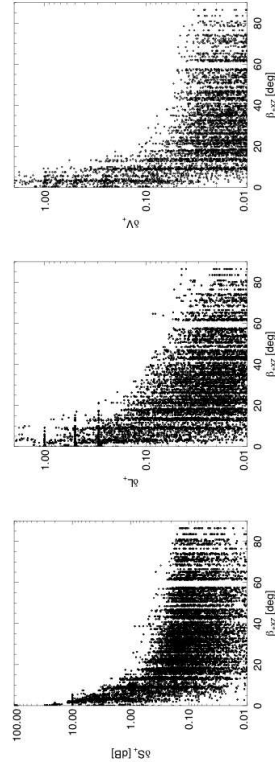


FIGURE 8: δS_{\pm} , δL_{\pm} and δV_{\pm} vs. $\beta_{\pm XZ}$ in case of RPWS-like digitization errors.

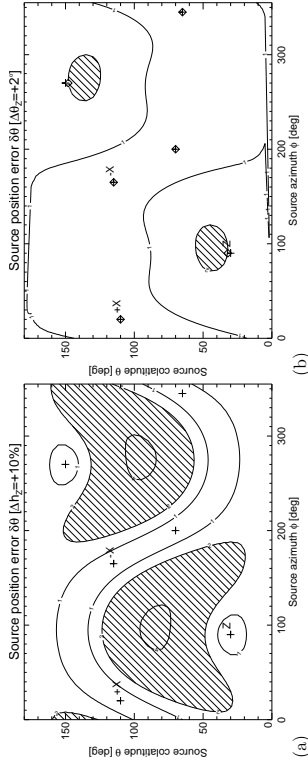


FIGURE 10: Error on the source position $\delta\theta$ introduced by a +10% bias on the Z antenna length h_z (a), and a +2° bias on the Z antenna colatitude θ_z (b). The region in which $\delta\theta > 2^\circ$ has been hatched. The crosses (+) and the diamonds (◊) represents respectively the input and biased the antenna directions. Boldface symbols corresponds to the antenna direction, lightface ones to the opposite directions. Lines are iso-contours in degree.

Preset-parameters bias In case of errors on preset-parameters — i.e. antenna calibration error in the general case DF inversion — there are 2 possible types of errors : on antenna effective length or on electric antenna direction.

- introducing a +10% bias on the Z antenna length: we find $\delta\theta_{\max} = 4.2^\circ$. Figure 10a shows the bias induced on the source position. The region for which $\delta\theta < 2^\circ$ has been hatched.
- With no angular selection, we have $\delta S < 0.82 \text{ dB}$, $\delta L_{\pm} < 0.11$ and $\delta V_{\pm} < 0.05$.
- selecting source positions for which $\alpha_z < 40^\circ$, we obtain $\delta S_{\pm} < 0.5^\circ$, $\delta L_{\pm} < 0.06$ and $\delta V < 0.03$.
- introducing a +2° bias on the +X antenna colatitude: The bias induced on the source position results is displayed on figure 10b and is of the order of 1° in all directions, except in the hatched region. The other parameters are altered with deviations of $\delta S_{\pm} < 0.22 \text{ dB}$, $\delta L_{\pm} < 0.040$ and $\delta V_{\pm} < 0.015$ for all source positions.

Source temporal variability A last source of error is the variation of the wave parameters between 2 successive (+X, Z) and (−X, Z) 2-antenna data-sets used in the DF mode. In

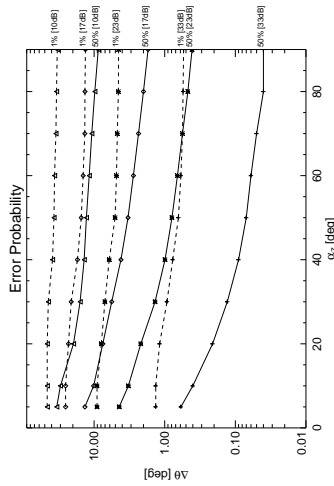


FIGURE 9: Error probability levels on the source position $\delta\theta$ caused by the SNR. The figure shows the errors probability levels for different α_z^{lim} and different SNRs: (Δ) 10 dB; (\diamond) 17 dB; ($*$) 23 dB; (+) 33 dB. Plain lines are for 50% error probability levels and dashed lines for 1% levels.

SNR	δS_{\pm} [dB (V^2/H_z)]	δL_{\pm}	δV_{\pm}
10 dB	2.0	$\gg 100\%$	$\gg 100\%$
17 dB	1.0	100%	100%
23 dB	0.15	10%	2%
33 dB	$\ll 0.1$	1%	$\ll 1\%$

TABLE 1: 1% error probability levels for δS_{\pm} , δL_{\pm} and δV_{\pm} , with a $\beta_{\pm XZ} > 20^\circ$ angular selection. Flux intensities are measured accurately ($\delta S_{\pm} < 1 \text{ dB}$) for SNR $> 17 \text{ dB}$. Polarization measurements are accurate ($< 10\%$) for SNR $> 23 \text{ dB}$. Note that non-physical polarization rates may be found for SNR $\lesssim 17 \text{ dB}$.

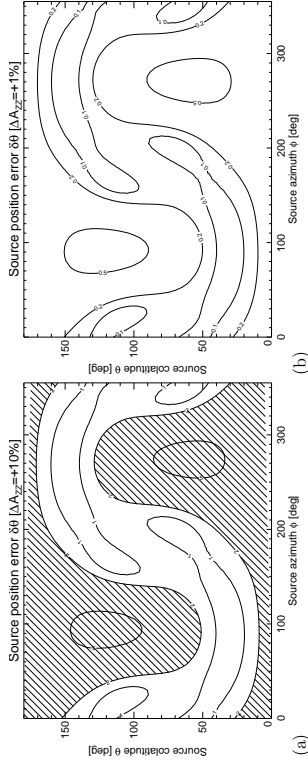


FIGURE 11: Error on source position $\delta\theta$ in case of a 10% (a) and 1% (b) increase of the flux intensity S between the 2 successive 2-antenna data-sets in DF mode. The region for which $\delta\theta > 2^\circ$ has been hatched. The $\delta\theta$ errors are proportional to the flux variation. Lines are iso-contours in degree.

this particular mode, the Z antenna autocorrelation A_{ZZ} is measured twice (once in each 2-antenna data-sets). In practice, we compare the 2 values of A_{ZZ} to check if the emission did not significantly vary between the 2 successive 2-antenna data-sets. Many factors can lead to a variation in A_{ZZ} but it is most likely the flux S that will vary in case of planetary or solar radio emissions which are intrinsically sporadic.

We have simulated a 10% increase of S between the 1st and 2nd 2-antenna data-sets. The resulting source position error is displayed on figure 11a: the source positions for which we have $\delta\theta > 2^\circ$ are hatched. The maximum value of $\delta\theta$ is $\delta\theta_{\max} = 6^\circ$. For a 1% increase, errors are similar but 1 order of magnitude smaller, as seen on figure 11b.

Concerning the flux and polarization measurements, taking $\beta_{\pm XZ} > 20^\circ$ leads to the following accuracy: $\delta S_{\pm} < 1 \text{ dB}$, $\delta L_{\pm} < 12\%$ and $\delta V_{\pm} < 6\%$. Note that the angular selection defined in figure 11 is totally incompatible with $\beta_{\pm XZ} > 20^\circ$. Taking $\Delta A_{ZZ} < 1\%$ will ensure that errors are lower than $\delta\theta < 0.6^\circ$, $\delta S_{\pm} < 0.1 \text{ dB}$, $\delta L_{\pm} < 2\%$ and $\delta V_{\pm} < 1\%$.

In summary, with antenna directions known with an accuracy of 2° and effective length with a 1% accuracy, we obtain a maximum error of 1° on the source position (with a 50% error probability level). With a selection on the source position, $\beta_{\pm XZ} > 20^\circ$, we obtain $\delta S_{\pm} < 1.0 \text{ dB}$, $\delta L_{\pm} < 10\%$

Error Type	Level	Data Selection	$\delta\theta$	$\delta S_{\pm}^{(a)}$	$\delta L_{\pm}^{(a)}$	$\delta V_{\pm}^{(a)}$
Digitization	8-bit	$\beta_{\pm XZ} > 20^\circ$	$(a) 5^\circ / (b) 1^\circ$	1.0 dB	$(a) 0.30$	0.10
	12-bit	$\beta_{\pm XZ} > 40^\circ$	$(a) 5^\circ / (b) 1^\circ$	0.5 dB	0.10	0.05
SNR	33 dB	$\beta_{\pm XZ} > 20^\circ$	$(a) 0.3^\circ$	0.5 dB	0.10	$\ll 0.01$
	23 dB	$\beta_{\pm XZ} > 20^\circ$	$(a) 1.2^\circ$	$\ll 0.1 \text{ dB}$	0.01	$\ll 0.01$
	10 dB	$\beta_{\pm XZ} > 20^\circ$	$(a) 5^\circ / (b) 2^\circ$	0.15 dB	0.10	0.02
ΔA_{ZZ}	+10%	$\beta_{\pm XZ} > 20^\circ$	6°	1.0 dB	0.12	0.06
	+1%	$\beta_{\pm XZ} > 10^\circ$	0.6°	0.1 dB	0.02	0.01
h_z/h_x	+10%	hatched region of fig.10a removed	2°	0.82 dB	0.11	0.05
	+2%	$\alpha_Z < 40^\circ$	4°	0.5 dB	0.06	0.03
θ_Z	+2%	hatched region of fig.10b removed	1°	0.22 dB	0.040	0.015

TABLE 2: Direction-finding inversion (general case) : order of magnitudes for all types of errors. We display the maximum error value for the following parameters : $\delta\theta$ is the angular distance between the input and resulting source position, δS the difference between input and resulting flux intensity, δL_P and δP the differences between input and resulting linear and total (respectively) polarization rates. The results are valid within the following angular selection on the position of the source : $\beta_{\pm XZ} > 20^\circ$ and $S \gg 10^{-16} \text{ V}^2 / \text{Hz}$. Notes: (a) 1% error probability level; (b) 50% error probability level. (1) with a 50% error probability error, $\delta L_{\pm} \sim 0.10$ in this case.

DF Inversion	Data Selection	$\delta\theta$	δS_{\pm}	δL_{\pm}	δV_{\pm}
General Case	$\beta_{\pm XZ} > 20^{\circ}$	1°	$1.0 dB$	0.10	0.10
Circular Polarization	$\beta_{\pm XZ} > 20^{\circ}$ and $\alpha_Z < 50^{\circ}$	1°	$1.0 dB$	—	0.10

TABLE 3: DF inversions summary: order of magnitudes of errors.

and $\delta V_{\pm} < 10\%$. All the error analysis results for the general case DF inversion are displayed in table 2, and summarized in table 3.

Circular polarization inversion In this case, errors occur mainly in the Z antenna direction and in the plane perpendicular to the Z antenna, see eqs (18), (19) and (29). The results are summarized in table 3.

Digitization The analysis have been carried out as for the general case DF inversion. Figure 12 shows the error probability level computed the same way as for the general case DF inversion. The figure shows that $\delta\theta_{\pm} < 1^{\circ}$ with a 50% error probability level for $\alpha_Z < 50^{\circ}$.

Concerning the flux and polarization errors, $\delta S < 1 dB$ and $\delta V_{\pm} < 0.10$ at a 1% error probability level for $\beta_{\pm XZ} > 20^{\circ}$.

Other errors All the other sources of error give the same angular selection criteria and the same errors order of magnitudes on the results. With a selection $\beta_{\pm XZ} > 20^{\circ}$ and $|\alpha_Z - 90^{\circ}| > 20^{\circ}$ (i.e. excluding a 20° region around the plan perpendicular to the Z antenna), we obtain: $\delta S < 0.2 dB$, $\delta\theta < 1^{\circ}$ and $\delta V_{\pm} < 0.01$.

3.2 Errors affecting the antenna calibration

The same error analysis has been done with the antenna calibration inversion. As the antenna calibration aims at getting the antenna parameters, we focused on the antenna parameters errors even if the inversion provides results for S and V . Moreover, considering that we observed Jupiter emissions with many antenna configuration, that the polarization characteristics of the source are stable and that the unknowns antenna parameters are stable, data selection can be very strict. The

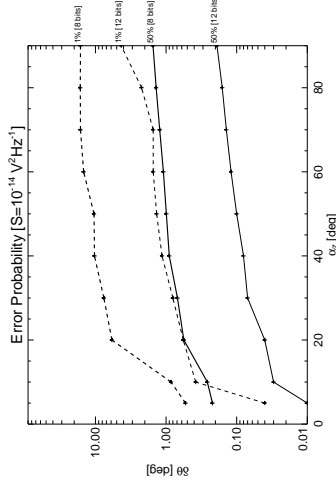


FIGURE 12: Error probability levels on the source position $\delta\theta$ caused by the digitization for the Circular Polarization DF inversion. The errors probability levels are displayed for different α_Z^{lim} and 8-bit/12-bit digitization.

error analysis has been performed on all antenna parameters determination but we present only results for the h_z antenna. The results for the 2 other antennas are very similar. Quantitative results are gathered in table 4.

Analytical indeterminations They occur within 2 ranges of source directions in the case of angle determination : $\alpha_Z \sim 90^{\circ}$ (plane perpendicular to the Z antenna) and $\beta_{XZ} \sim 0^{\circ}$ (plane defined by the (X, Z) pair of antennas). Excluding a 10° -wide region along these 2 planes leads to a 0.0001° accuracy on angular results. Considering the antenna length ratio determination, analytical indeterminations occur mainly in the antenna directions, where $h.E \sim 0$.

Digitization The RPWS digitization has been simulated as above. The 8-bit digitization (corresponding to the Cassini-RPWS receiver) introduces a dispersion in the antenna direction results. The statistical dispersion σ is of the order of $\sim 0.60^{\circ}$ with the following angular selection: $\alpha_Z < 45^{\circ}$ and $\beta_{XZ} > 10^{\circ}$. Note that the mean value is still zero.

Signal to Noise Ratio It has been simulated the same way as for the DF inversion error analysis.

We have simulated signals with 10, 13, 20 and 30 dB SNR. We define the data selection as follows: The dispersion induced on the final results must be of the order of the digitization one (which is not tunable), with a similar or less restrictive angular selection. These conditions are satisfied when $\text{SNR} \geq 20 \text{ dB}$. The angular selection is then $15^\circ < \alpha_Z < 70^\circ$ and $\beta_{XZ} > 5^\circ$.

Preset-parameter bias The errors on the fixed parameters have been studied. In the case of the h_Z antenna calibration, the parameters h_Z/h_X , θ_X , ϕ_X , θ , U and Q are assumed to be known. An error on each of these parameters results in a broadening of the θ_Z and ϕ_Z cloud of points when representing them versus α_Z . Qualitative specificity for each case is described below, referring to figure 13 (quantitative results are given in table 4):

- An error on the antenna length ratio (see figure 13a,b for a 10% higher Z antenna) leads to a spindle shape in the $(\theta_Z, \phi_Z, \alpha)$ space. At low α_Z ($< 30^\circ$), the simulated points are distributed over a cone whose projection along the (θ_Z, α_Z) or (ϕ_Z, α_Z) planes gives a 'c'-like distribution.
- Errors on θ_X or ϕ_X also result in a conic shape at low α_Z (see figure 13c,d). Deviation from the real antenna direction can be as high as 90° if $\alpha_Z \sim 80^\circ$.
- Errors on linear polarization (residual component for instance) also result in a broadening of the θ_Z and ϕ_Z cloud of points when representing them versus α_Z . At $\alpha_Z \sim 60^\circ$, we observe deviation from the real antenna direction with a wide 's'-like shape (see figure 13e,f).
- Errors on the source position (see figure 13g,h) alter the electrical antenna direction results, even at $\alpha_Z \sim 0^\circ$. An error of 2° on the source colatitude leads to a broadening of the cloud of points, as for the other errors on preset-parameters, but at low α_Z we get two branches at $\pm 2^\circ$ from the input θ_Z value. In the case of a 2° error on the source azimuth, the effect is observed on the resulting ϕ_Z value.

Quantitative results are listed in table 4. In each case, 3 numbers are given:

- $\delta = < \theta_Z - \theta_Z^0 >$, the mean relative error of variable X for $\alpha_Z < \alpha_Z^{lim}$, with θ_Z^0 an initial guess for the Z antenna colatitude;

Error	level	Data Selection	θ_Z		ϕ_Z	
			δ	Δ	δ	Δ
AGC	8-bit	$\alpha_Z < 45^\circ, \beta_{XZ} > 10^\circ$	0.01°	0.60°	-0.02°	0.96°
	12-bit	$\alpha_Z < 80^\circ, \beta_{XZ} > 10^\circ$	0.00°	0.10°	0.00°	0.16°
SNR	10 dB	$40^\circ < \alpha_Z < 50^\circ, \beta_{XZ} > 10^\circ$	1.42°	2.41°	-2.86°	43.67°
	13 dB	$25^\circ < \alpha_Z < 50^\circ, \beta_{XZ} > 10^\circ$	0.16°	1.13°	-0.78°	1.54°
	20 dB	$15^\circ < \alpha_Z < 70^\circ, \beta_{XZ} > 5^\circ$	0.02°	0.23°	-0.01°	0.32°
	30 dB	$5^\circ < \alpha_Z < 85^\circ, \beta_{XZ} > 5^\circ$	0.00°	0.00°	0.01°	0.04°
h_Z/h_X	+10%	$\alpha_Z < 45^\circ$	-1.18°	2.22°	0.00°	3.90°
	+20%	$\alpha_Z < 45^\circ$	-2.05°	4.28°	0.00°	7.17°
θ_X	+2°	$\alpha_Z < 45^\circ$	-0.16°	0.52°	0.19°	1.02°
	+2°	$\alpha_Z < 45^\circ$	0.02°	0.59°	0.74°	1.43°
U, Q	0.01	$\alpha_Z < 45^\circ$	-0.05°	0.19°	-0.02°	0.35°
	0.05	$\alpha_Z < 45^\circ$	-0.26°	0.95°	-0.08°	1.78°
	0.10	$\alpha_Z < 45^\circ$	-0.49°	1.92°	-0.17°	3.61°

TABLE 4: Antenna calibration : colatitude θ_Z and azimuth ϕ_Z results dispersion for all kind of errors. The presented results corresponds to the Z antenna calibration inversion. Similar results can be found for the X antenna calibration. Note that errors on the azimuth ϕ_Z are always approximately twice the errors on the colatitude θ_Z : this is a geometrical effect due to the Z antenna direction used for our simulation ($\theta_Z = 30^\circ$, $\phi_Z = 90^\circ$).

- $\sigma = < (\theta_Z - \theta_Z^0)^2 > - < \theta_Z - \theta_Z^0 >^2$, the statistical dispersion of the X distribution for $\alpha_Z < \alpha_Z^{lim}$;
- $\Delta = \max(\theta_Z) - \min(\theta_Z)$, the total width of the X distribution for $\alpha_Z < \alpha_Z^{lim}$.

The same numbers can be defined for ϕ_Z . The upper limit angle α_Z^{lim} has been fixed at a value of 45° because it is the upper α_Z limit angle in case of the 8-bit digitization of RPWS/HFR (see above).

In summary, the data selection that must be used for antenna calibration is the following :

$$15^\circ < \alpha_Z < 45^\circ, \beta_{XZ} > 10^\circ, \text{SNR} \geq 20 \text{ dB} \quad (37)$$

	+X antenna	-X antenna	Z antenna
h/h_z	1.21	1.19	1.0
θ	108.3°	108.0°	29.3°
ϕ	17.0°	163.8°	90.6°

TABLE 5: colatitude and azimuth of the RPWS antennas in the spacecraft frame, to be used as operational values for the RPWS DF analysis (from Vogl et al. (2004)).

where the lower limit on α_Z comes from the 20 dB limit on SNR, and the upper limit on α_Z comes from the digitization process, as does restriction on β_{XZ} . Within this selection, errors on angles are $\lesssim 1^\circ$ if the residual linear polarization level is low ($< 5\%$). Note that the angular selection ($\alpha_Z < 45^\circ$) is consistent with the preliminary assumption on source positions set according to the dipole antenna pattern (see section 2.2).

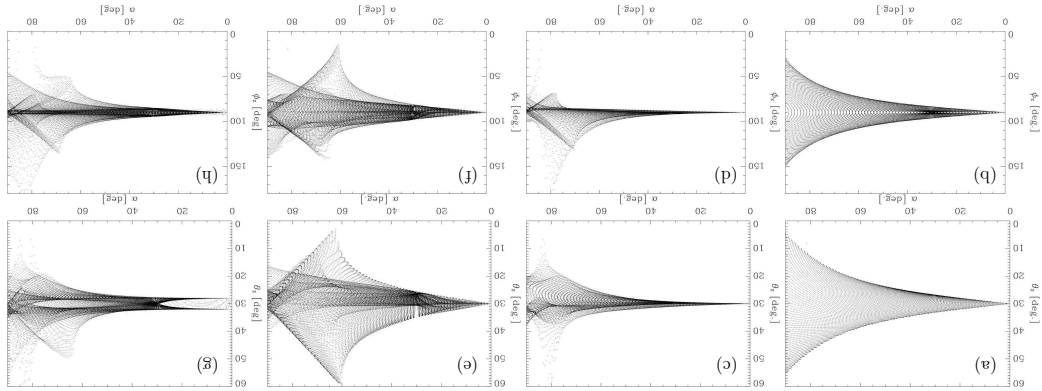
4 Discussion

The error analysis carried out in the previous section shows that the error amplitude depends mainly on the direction of arrival of the wave with respect to the antenna directions. This leads us to add a data selection criterion to the classical SNR one: some wave directions of arrival have to be excluded to have a good confidence in the results. For the general case DF inversion, the source directions ranges for which we have accurate results are : $\beta_{+XZ} > 20^\circ$ and $\beta_{-XZ} > 20^\circ$; and for the circular polarization case : $\alpha_Z < 50^\circ$ and $\beta_{+XZ} > 20^\circ$, $\beta_{-XZ} > 20^\circ$. Within these regions the order of magnitudes of the errors are the one presented in table 3.

Concerning the antenna calibration, the angular selection used for the results is given in eq. (37). It is the data selection actually used for antenna calibration discussed by Vogl et al. (2004). The final calibration results are given in table 5.

Improving the accuracy of the DF analysis results is possible through several means: antenna calibration, orientation of the antennas with respect to the source direction, high SNR (this condition is trivial and will not be discussed here) and finer digitization.

FIGURE 13: Alteration of θ_Z and ϕ_Z calibration for different biases on preset parameters. From left to right: +10% bias on the Z antenna length h_z , +2° bias on the +X antenna colatitude θ_{+X} , 10% residual linear polarization and +2° bias on the source position colatitude θ . Upper row: Z antenna co-latitude θ_Z vs α_Z ; lower row: Z antenna azimuth ϕ_Z vs α_Z .



• First of all, an accurate antenna calibration is necessary: electrical antenna direction known at $\sim 1^\circ$ and relative effective lengths at $\sim 1\%$. The antenna calibration carried out during the Cassini Jupiter fly-by was done using 2 inversions techniques (the one presented here and a least square model fitting (see Vogl et al., 2004)). The results were confronted and the final results show an agreement within 1% for antenna effective lengths and 2° for electrical directions. This latter resolution is larger than the expected one which is $\lesssim 1^\circ$. Using the whole set of data recorded during the calibration maneuvers at Jupiter, we computed the Z antenna colatitude θ_Z and represented it versus α_Z (see figure 14). It is noticeable that the shape of the cloud of points is very similar with the one presented on figure 13e. One possibility to explain the 2° accuracy on the antenna calibrations results is thus that the emissions used for the antenna calibration may contain some residual linear polarization of the maximum order of 10% (which is actually the accuracy expected for the DF inversion). The assumption that the source position is known can also be tested. As shown on figure 13g, an indetermination on the source position will influence the antenna calibration results. During the calibration periods programmed at Jupiter, the HOM jovian radio sources that have been selected as calibration sources can be up to 0.6° away from Jupiter's center. The errors induced on the results will thus be of the order of 1° , which will reduce the expected accuracy of the calibration inversion. These effects are at the same order of magnitude as the one induced by the SNR which is $\sim 20\text{ dB}$ in the calibration data and by the receiver digitization.

- The source direction of arrival with respect to the electrical antenna directions is critical. The source positions are generally approximately known and it is thus possible to adapt the spacecraft attitude to the observed source, putting the latter into the favorable angular configurations defined in the previous sections, see table 3 and eq. (37).
- Finally, the digitization stage is the most critical one. The RPWS/HFR receiver output data is coded over 8 bits. Added together with an AGC device, RPWS/HFR has a 90 dB dynamic range. However we have shown that the 8-bit coding alters the results as would do a $\sim 20\text{ dB}$ equivalent SNR. In the future missions, such as STEREO/WAVES, which radio receiver is an evolution of the receiver built for RPWS/HFR, the receiver will code the output over 12

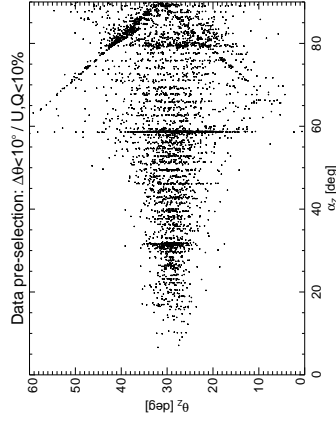


FIGURE 14: RPWS Calibration data at Jupiter : resulting Z antenna colatitude (θ_Z) versus α_Z . The data pre-selection applied to the data is the following : the angular distance from the wave direction of arrival to the position of Jupiter is $< 10^\circ$; the linear polarization rates U and Q are $< 10\%$. These wave parameters come from a preliminary DF inversion run on the data. The shape of the cloud of points is very similar to the one simulated for a 10% residual linear polarization (see figure 13e). Thick vertical lines (at $\alpha_Z \sim 30^\circ$ and $\alpha_Z \sim 60^\circ$) corresponds to unwanted emissions still selected by our data pre-selection (e.g. solar Type III bursts, that have no polarization and comes from the Sun direction, opposite to the Jupiter direction).

- R. Boström, G. Gustafsson, J.-E. Wahlund, L. Aahlen, H. O. Rucker, H.-P. Ladreiter, W. Machner, L. J. C. Woolliscroft, H. Alleyne, M. L. Kaiser, M. D. Desch, W. M. Farrell, C. C. Harvey, P. Louam, P. J. Kellogg, K. Goeth, and A. Pedersen. The Cassini radio and Plasma wave science investigation. *Space Sci. Rev.*, In press 2003.
- J. P. Hamaek and J. D. Bregman. Understanding radio polarimetry. III. Interpreting the IAU/IEE definitions of the Stokes parameters. *Astron. Astrophys., Suppl. Ser.*, 117:161–165, May 1996.
- J. D. Kraus. *Radio Astronomy*. McGraw-Hill, New York, 1966.
- H. P. Ladreiter, P. Zarka, and A. Lecacheux. Direction finding study of Jovian hectometric and broadband kilometric radio emissions: Evidence for their auroral origin. *Planet. Space Sci.*, 42: 919–931, November 1994.
- H. P. Ladreiter, P. Zarka, A. Lecacheux, W. Machner, H. O. Rucker, R. Manning, D. A. Gurnett, and W. S. Kurth. Analysis of electromagnetic wave direction finding performed by spaceborne antennas using singular-value decomposition techniques. *Radio Sci.*, 30:1699–1712, November 1995.
- A. Lecacheux. Direction Finding of a Radiosource of Unknown Polarization with Short Electric Antennas on a Spacecraft. *Astron. Astrophys.*, 70:701–706, 1978.
- R. Manning and J. Fainberg. A new method of measuring radio source parameters of a partially polarized distributed source from spacecraft observations. *Space Sci. Inst.*, 5:161–181, 1980.
- H. O. Rucker, W. Machner, R. Manning, and H. P. Ladreiter. Cassini model rheometry. *Radio Sci.*, 31:1299–1312, November 1996.
- O. Santolík, M. Parrot, and F. Lefèvre. Singular value decomposition methods for wave propagation analysis. *Radio Sci.*, 38:10–1, February 2003.
- D. F. Vogl, B. Cecconi, W. Machner, P. Zarka, H.-P. Ladreiter, P. Fédou, A. Lecacheux, T. F. Averkamp, G. Fischer, H. O. Rucker, D. A. Gurnett, W. S. Kurth, and G. B. Hospodarsky. In-flight calibration of the Cassini RPWS antenna system for direction-finding and polarization measurements. *J. Geophys. Res.*, In press 2004.

bits with a similar dynamic range. This will lower the errors introduced by the digitization stage by a factor of 16 ($= 2^{12}/2^8$).

The inversion presented in this paper can be applied to any 3-antenna radio receiver that stores instantaneously at least 3 auto- and 2 cross-correlations over its antennas. The STEREO/SWAVES receiver will be able to measure 3 autocorrelations and 3 cross-correlations, as any pair of monopoles can be used on its 2 channels. The information will be redundant and thus more robust, but the same inversion as above will be applicable. Having those 9 measurements will also permit the use of electromagnetic wave propagation analysis algebraic methods such as described in Santolík et al. (2003).

The next step in the development of DF analytical inversions is to take into account extended radio sources. Manning and Fainberg (1980) have proposed an inversion technique for extended sources on spinning spacecrafts. In the case of a stabilized spacecraft, the inversion should also be possible as we add only 1 parameter (the extension σ of the source) to the 6 wave parameters. We then have 7 parameters for 7 equations (9 equations in the case of the STEREO/WAVES experiment). If the system of equation is not degenerated it will be possible to solve it either analytically or through a least square model fitting.

The present paper should be considered as a toolkit to exploit at best RPWS DF measurements at Saturn during the Cassini tour (2004–2008), as it allows: (i) to define the data selections that will be applied to obtain the most accurate results and (ii) to quantify the corresponding measurements errors (any larger fluctuations can thus be attributed to the radiosource itself).

References

- G. A. Dulk, Y. Leblanc, P. A. Robinson, J.-L. Bougeret, and R. P. Lin. Electron beams and radio waves of solar type III bursts. *J. Geophys. Res.*, 103:17223–17234, August 1998.
- D. A. Gurnett, W. S. Kurth, D. L. Kirchner, G. B. Hospodarsky, T. F. Averkamp, P. Zarka, A. Lecacheux, R. Manning, A. Roux, P. Cann, N. Cornilleau-Wehrlin, P. Galopeau, A. Meyer,

P. Zarka, B. Cecconi, and W. S. Kurth. Jupiter's low frequency radio spectrum from Cassini/RPWS absolute flux density measurements. *J. Geophys. Res.*, In press 2004.

P. Zarka and B. M. Pedersen. Statistical study of Saturn electrostatic discharges. *J. Geophys. Res.*, 88:9007-9018, November 1983.

ANNEXE C

[Vogl et al., *J. Geophys. Res.*, 2004]

Article à paraître dans le numéro spécial Cassini–Jupiter du JGR.

Référence bibliographique :

D. F. Vogl, **B. Cecconi**, W. Macher, P. Zarka, H. P. Ladreiter, P. Fédou, A. Lecacheux, T. Averkamp, G. Fischer, H. O. Rucker, D. A. Gurnett, W. S. Kurth, and G. B. Hospodarsky. In-flight calibration of the Cassini RPWS antenna system for direction-finding and polarization measurements. *J. Geophys. Res.*, sous presse, 2004.

In-flight calibration of the Cassini-Radio and Plasma Wave Science (RPWS) antenna system for direction-finding and polarization measurements

Dieter F. Vogl,¹ Baptiste Cecconi,² Wolfgang Macher,¹ Philippe Zarka,²
Hans Peter Ladreiter,¹ Pierre Fédou,² Alain Lecacheux,² Terry Averkamp,³ Georg Fischer,¹
Helmut O. Rucker,¹ Donald A. Gurnett,³ William S. Kurth,³ and George B. Hospodarsky³

Received 30 September 2003; revised 10 February 2004; accepted 12 February 2004; published 9 July 2004.

[1] One major objective of the Cassini mission is the analysis of Saturnian radio emissions of magnetospheric (auroral) as well as atmospheric (lightning) origin. The Radio and Plasma Wave Science (RPWS) experiment is designed to measure the full polarization and the wave vector of the incoming radio waves, allowing us to retrieve information on source locations and emission modes. For that purpose, RPWS uses a two-channel receiver, connected to two electric monopoles (selected among three), which measures the voltages induced by the electric field of the incident waves and their various correlations. The accuracy of retrieved source locations depends directly on the precise knowledge of the orientation of the three effective monopole axes and lengths, which do not coincide with the physical ones owing to interaction with the spacecraft body. Antenna calibration aims at determining the so-called effective length vector of each antenna (combining orientation and length information). For that purpose, roll maneuvers of the Cassini spacecraft were performed before and after the Jupiter flyby, at distances such that Jovian radio sources can be identified with the planet's center but still provide a high signal-to-noise ratio. The resulting modulations of the measured signals allow us to derive the orientation and length of the effective antennas. The analysis is performed in two steps: first, the Stokes parameters (wave polarization) are determined using approximate antenna orientations derived from laboratory measurements on a scale model of the spacecraft. Second, measurements with high signal-to-noise ratio and pure circular polarization are selected and used for the determination of the effective length vectors of the RPWS antennas. Two methods have been developed for inverting the system of equations relating antenna parameters, wave parameters, and measurements (least squares fit and analytical inversion), both of which provide consistent results and present different advantages and limitations which are discussed. A final set of antenna parameters to be used for direction finding studies with the RPWS experiment is obtained. *INDEX TERMS:* 0609 Electromagnetics: Antennas; 6969 Radio Science: Remote sensing; 7534 Solar Physics, Astrophysics, and Astronomy: Radio emissions; 6994 Radio Science: Instruments and techniques; 6944 Radio Science: Nonlinear phenomena; *KEYWORDS:* antenna calibration, direction-finding, Cassini/RPWS, wave polarization, effective length vectors

Citation: Vogl, D. F., et al. (2004), In-flight calibration of the Cassini-Radio and Plasma Wave Science (RPWS) antenna system for direction-finding and polarization measurements, *J. Geophys. Res.*, *109*, A09S17, doi:10.1029/2003JA010261.

1. Introduction

[2] In 1997 the Cassini spacecraft was launched carrying 18 scientific instruments to investigate the Saturnian system

and its largest moon Titan. One major objective of the Cassini mission is the analysis of various types of Saturnian radio emissions, i.e., magnetospheric (auroral) as well as atmospheric (lightning) emissions, which will be recorded by the Radio and Plasma Wave Science (RPWS) experiment. This experiment uses a set of receivers connected to three nearly orthogonal electric antenna elements u , v , and w (as illustrated in Figure 1) for electric field measurements, three orthogonal search coil magnetometers for magnetic field measurements, and a Langmuir probe for electron density and temperature measurements (a detailed description of the receivers as well as the instrumental setup is given by Gurnett *et al.* [2004]. The portion of the instru-

¹Space Research Institute, Austrian Academy of Sciences, Graz, Austria.

²Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique, Observatoire de Paris, Meudon, France.

³Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, Iowa, USA.

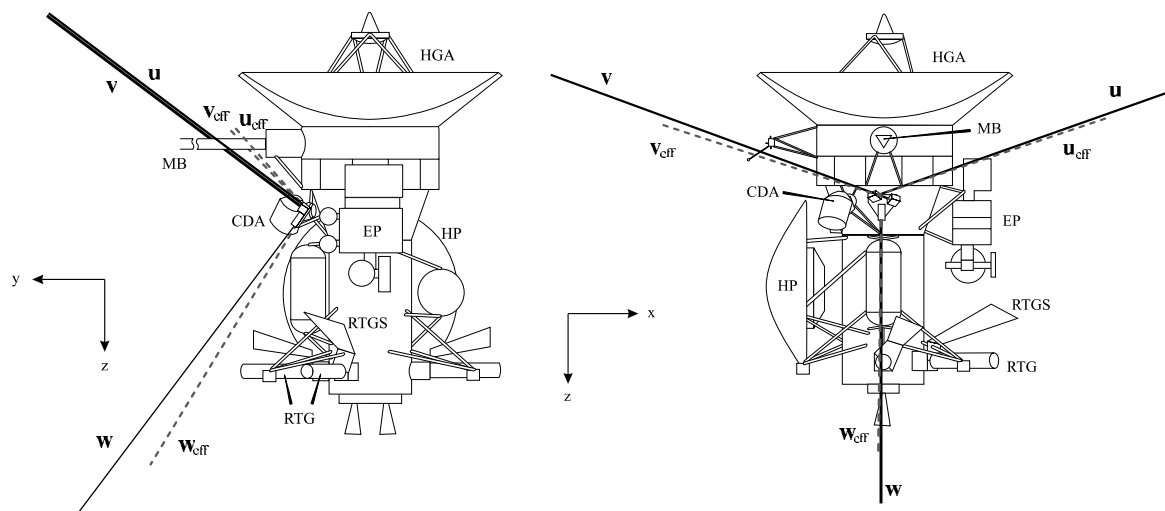


Figure 1. Sketch of the Cassini spacecraft adapted from *Rucker et al.* [1996]. Abbreviations are Magnetometer Boom (MB), Cosmic Dust Analyzer (CDA), Huygens Probe (HP), shades of the Radioisotope Thermoelectric Generators (RTG-S), Experimental Platform (EP), and High-Gain Antenna (HGA). The mechanical antenna elements are drawn as solid lines, and the corresponding effective antenna axes derived in this paper are shown as dashed lines.

ment of interest here is the High-Frequency Receiver (HFR), which consists of a pair of identical receivers analyzing the received signal in a number of frequency channels tunable from 3.5 kHz up to 16 MHz. The two receivers are connected to two electric antennas selected among the three electric monopoles (for more details, see *Gurnett et al.* [2004]).

[3] In the standard “survey” analysis mode, the u and v monopoles are combined into an “ x ” electric dipole, connected to one receiver, while the second receiver is connected to the w monopole. The special mode of operation of interest here is the so-called direction-finding (DF) mode, in which the HFR receivers switch between the (u, w) and the (v, w) pairs of electric monopoles at each measured frequency. Simultaneous measurements of complex voltage autocorrelation and cross-correlations are performed for each pair of antennas. The real and imaginary part of the correlations can be expressed as a function of the wave polarization, the wave vector (\mathbf{k}) orientation, i.e., the source direction, and the antenna geometry.

[4] The accuracy of the wave DF technique will directly depend on the accuracy of the antenna parameters. While the geometrical length and orientation of the physical monopoles are very well known by construction [*Gurnett et al.*, 2004], this is not the case for the electrically effective antennas, whose offsets with respect to the physical monopoles result from their interaction with the conducting spacecraft body. The resulting antenna axes and lengths are equivalent, at low frequencies where the antennas are short compared with the wavelength, to perfect electric dipoles with orientations and lengths somewhat different from the physical antennas. The most important quantity in dealing with short antennas is the effective length vector, representing the directional dependence of the reception properties of an antenna as well as the effective antenna length. It is thus

necessary to determine with maximum accuracy the nine antenna parameters (two angles and a length for each of the three antennas) to ensure precise wave DF capability for the RPWS instrument.

[5] A first attempt at determining the effective length vectors of the RPWS antennas was done by *Rucker et al.* [1996] based on the concept of rheometry, an experimental determination of effective length vectors of antennas. This method consists in performing electrolytic tank measurements with a scale model of the antenna spacecraft system. A completely different approach is based on wire-grid modeling of the spacecraft body and antennas using computer codes (e.g., the Antenna Scatterers Analysis Program, ASAP, or the Numerical Electromagnetic Code, NEC) to solve the governing field integral equations for the current distribution on the spacecraft and the antennas [see *Fischer et al.*, 2001], from which the effective axes are determined as the direction of minimum gain. Table 1 summarizes the corresponding results. Note that no effective lengths of the antennas are given because both techniques were applied assuming open feeds with no base capacitances connected. Nevertheless, these approaches yield realistic effective axes (directions). A realistic estimation of an effective antenna length can only be obtained taking into account capacitances: the measured voltages are determined by a capacitive divider consisting of the base and the antenna capacitance as described by *Gurnett et al.* [2004]. In-flight calibration thus overcomes these difficulties, since the whole reception system, consisting of receivers, antennas and interfering spacecraft body, is implicitly taken into account.

[6] In parallel, *Ladreitner et al.* [1995] developed an inversion method based on the singular value decomposition technique (SVD) to solve iteratively the set of nonlinear equations relating measurements to wave and antenna

Table 1. Physical Directions and Effective Antenna Axes of the RPWS Antenna System Obtained by Rheometry Measurements and Wire-Grid Modeling With and Without the Huygens Probe (HP)^a

Quantity	<i>u</i> Antenna	<i>v</i> Antenna	<i>w</i> Antenna
<i>Physical Direction</i>			
h/h_w	1.0	1.0	1.0
θ	107.5°	107.5°	37.0°
ϕ	24.8°	155.2°	90.0°
<i>Rheometry (HP On)</i>			
h/h_w	0.91	0.91	1.0
θ	107.9°	107.3°	31.4°
ϕ	16.5°	162.7°	91.2°
<i>Rheometry (HP Off)</i>			
h/h_w	0.91	0.91	1.0
θ	107.6°	106.4°	30.8°
ϕ	16.3°	163.5°	92.9°
<i>ASAP (HP On)</i>			
h/h_w	-	-	-
θ	106.4°	106.6°	29.6°
ϕ	16.0°	164.2°	89.5°
<i>ASAP (HP Off)</i>			
h/h_w	-	-	-
θ	106.2°	105.7°	28.4°
ϕ	15.3°	165.6°	91.7°

^aAfter Rucker et al. [1996] and Fischer et al. [2001]. Angles θ and ϕ are the colatitude and azimuth (in degrees) with respect to the coordinate system as shown in Figure 1. Note that for ASAP simulations, the effective length ratios are strongly dependent on the capacitive load at the antenna feeds.

parameters. These authors performed simulation studies of the effect of measurement accuracy and of the geometrical position of the source relative to the antennas on the antenna parameter determination.

[7] So far no measurements from the Cassini spacecraft have been included in all the mentioned approaches yet. As is discussed in the next section, we use radio wave observations of Jupiter during the Cassini Jupiter flyby to derive the effective length vectors of the RPWS antennas. Section 3 gives a description of the data processing. The mathematical description regarding the DF technique is then presented in section 4. Two approaches regarding the antenna calibration

mode are discussed in section 5. Finally, the last section is devoted to conclusions and outlook.

2. Overview of the Cassini-RPWS Antenna Calibration

[8] It was planned by the RPWS team to take advantage of the December 2000 flyby of Jupiter assuming Jupiter to be a point-like source of radio emissions with stable polarization characteristics. Jupiter is known to possess several intense radio sources of auroral origin: the broadband kilometer (bKOM), the hectometer (HOM), and the decameter (DAM) emissions. In addition, the interaction between Io and Jupiter induces specific decameter emissions (Io-DAM) [see, e.g., Zarka, 1998].

[9] As an illustrative example, Figure 2 shows the dynamic spectrum from the roll maneuver done by the Cassini spacecraft on 15 November 2000. Various emission types are detected: the decameter component (“DAM”), the hectometer component (“HOM”), the auroral broadband kilometer component (“bKOM”), and the narrowband emission (“nKOM”). The calibration sources and the distance of the observation must be chosen in a way that (1) the radio sources are located within $\approx 0.5^\circ$ of Jupiter’s center so that the source direction may be taken with a good accuracy as the position of Jupiter’s center and (2) radio emissions are observed with a signal-to-noise ratio ≥ 10 dB. These two conditions led to define an optimum range of a Cassini-Jupiter distance of 300 to 600 R_J ($R_J = \text{Jupiter radius} = 71,400$ km) to perform the antenna calibration (AC).

[10] From the known average spectrum of Jupiter’s radio components [see, e.g., Zarka, 1998], the signal-to-noise ratio (SNR) is expected to exceed 10 dB at distances up to 600 R_J . Sources located at $r \leq 3 R_J$ from Jupiter’s center are seen at a maximum angular distance of $\approx 0.6^\circ$ at 300 R_J and $\approx 0.3^\circ$ at 600 R_J . Therefore $r \leq 3 R_J$ is a reasonable restriction for sources to get suitable angular accuracy for the antenna calibration. With an electron gyrofrequency of about 25 to 30 MHz at the surface of the planet at high latitudes, decreasing with R^{-3} in the distance (dipolar field), a maximum distance of 3 R_J corresponds to a minimum frequency of about 1 MHz. To be on the safe side, we will not use data with frequencies less than 600 kHz in this work.

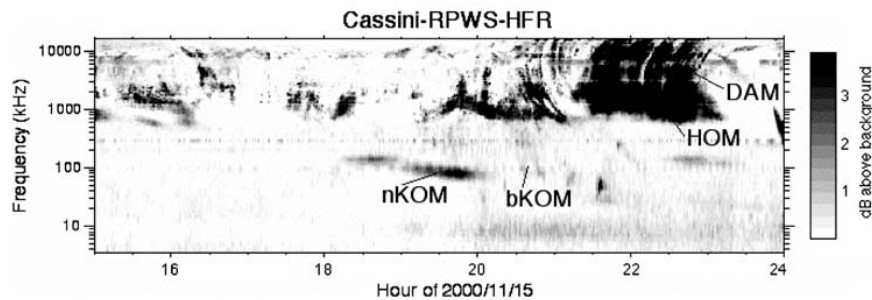


Figure 2. Dynamic spectrum as observed by Cassini on 15 November 2000 indicating various emission types from Jupiter: the decameter component (“DAM”), the hectometer component (“HOM”), the auroral broadband kilometer component (“bKOM”), and the narrowband emission (“nKOM”).

Table 2. List of Roll Maneuvers Performed by Cassini for the Purpose of RPWS Antenna Calibration^a

Date (Year DOY)	SCET (Hour: Begin-End)	Antennas
<i>Inbound</i>		
2000 320	15–25	<i>u, v</i>
2000 325	15–25	<i>u, v</i>
2000 330	15–24	<i>u, v</i>
2000 335	14–24	<i>u, v</i>
2000 340	14–24	<i>u, v</i>
<i>Outbound</i>		
2001 022	01–11	<i>w</i>
2001 027	00–11	<i>w</i>
2001 036	13–23	<i>w</i>
2001 037	00–10	<i>w</i>

^aAntennas passing near the source direction during the roll maneuvers are indicated in the third column.

[11] Within the mentioned distance range, a series of spacecraft rolls (duration ≈ 1 hour/roll) were performed for the purpose of RPWS antenna calibration. During these roll maneuvers, one or several of the three antennas are expected to point close to the source direction, implying strong variations of the antenna's response to incoming radio waves (an electric dipole has power response proportional to $\sin^2(\theta)$, with θ being the angle between the \mathbf{k} vector of the incoming wave and the dipole axis, hence a zero response along its axis). This configuration has been shown to be an optimum for the position angles (θ_i, ϕ_i) (for $i = u, v, w$) of the corresponding antenna [see *Ladreiter et al.*, 1995] from the view of maximum angular sensitivity of the measurements, but it is also the position of minimum voltage sensitivity and so of largest bias due to background noise and not complete dipole-like behavior of the antennas. Therefore appropriate data selection is a delicate issue (see below). A total of nine roll maneuvers of the spacecraft were performed along the inbound and outbound trajectories, as listed in Table 2. During these roll maneuvers, the HFR performed continuously 30-s sweeps of its whole frequency range, from 3.5 kHz up to 16.125 MHz, in the antenna-switching (DF) mode.

3. Data Processing and Preselection

[12] A full set of DF data at any HFR frequency, consisting of (u, w) and (v, w) consecutive measurements, corresponds to a set of autocorrelations $\langle V_i V_i^* \rangle$ with $i = u, v, w$ (noted as A_{uu} , A_{vv} , and A_{ww}) and two pairs of real and imaginary parts of cross-correlation signals accordingly noted as C_{uv} , C_{vw} , I_{uv} , and I_{vw} . These values, corresponding to seven equations (one per measurement) and depending on six wave parameters (S, Q, U, V, θ , and ϕ) and nine antenna parameters (h_i, θ_i, ϕ_i , with $i = u, v, w$), are considered to be measured simultaneously, while they consist in fact of two subsets of four measurements each (A_{vw} is obtained twice, thus denoted as A_{vw} and \tilde{A}_{vw}) separated by 10 to 160 ms depending on the HFR status. The tilde sign refers to the second subset of measurements.

[13] Assuming that the polarization of the observed radio emissions does not change between the two subsets of measurements, the mean value of the two A_{vw} measurements could be used. However, the observed signal might

be the sum of different fluctuating sources [see *Ortega-Molina and Lecacheux*, 1991], leading to a change of its apparent state of polarization between measurement subsets. Therefore we use both subsets of measurements separately. This is a much more favorable situation than the DF measurements performed on a rotating spacecraft because we need not the assumption that the observed radio source has a stable emission during a complete roll period (some seconds for fast-spinning spacecraft; 1 hour in the case of the Cassini spacecraft) which is generally not true [see, e.g., *Ladreiter et al.*, 1994]. Information on the Stokes parameters S (characterizing the wave intensity), Q and U (characterizing linear polarization), and V (characterizing circular polarization) is essential to deduce source brightness temperature, emitted power, and mode of emission.

[14] In Figure 3 we show as an illustrative example the induced voltages on the RPWS antenna system during the inbound roll maneuver done on 15 November (DOY 320) 2000, as a function of spacecraft event time (SCET). From top to bottom we plot the frequencies (in kHz) of the observed electromagnetic wave intensities, the autocorrelations, A_{uu} , A_{vv} , A_{ww} , and \tilde{A}_{vw} (in V^2/Hz) and the normalized cross-correlation signals C_{uv} , C_{vw} , I_{uv} , and I_{vw} , respectively. The normalization of the cross-correlations is done for convenience, e.g., quantity C_{uv} is divided by $\sqrt{A_{uu}A_{vv}}$. Note that the measurements correspond to a signal-to-noise ratio greater than 20 dB within the full frequency range of 475 kHz up to 4075 kHz. The autocorrelations are plotted in units of $10^{-15} V^2/\text{Hz}$ and a background noise, whose determination is discussed by *Zarka et al.* [this issue], is subtracted from the data (see also Appendix A).

[15] In the Cassini coordinate system the model-predicted values are given as (after *Ladreiter et al.* [1995])

$$\Re(\langle V_i V_j^* \rangle) = \frac{Sh_i h_j}{2} \left[(1 + Q)\Omega_i \Omega_j - U \sin \theta_i \sin(\phi - \phi_i)\Omega_j - U \sin \theta_j \sin(\phi - \phi_j)\Omega_i + (1 - Q) \cdot \sin \theta_i \sin \theta_j \sin(\phi - \phi_i) \sin(\phi - \phi_j) \right] \quad (1)$$

and

$$\Im(\langle V_i V_j^* \rangle) = \frac{Sh_i h_j}{2} V \left[\sin \theta_i \sin(\phi - \phi_i)\Omega_j - \sin \theta_j \sin(\phi - \phi_j)\Omega_i \right]. \quad (2)$$

Here, $\Omega_i = \cos \theta_i \sin \theta - \sin \theta_i \cos \theta \cos(\phi - \phi_i)$, the quantity V_i represents the analytic signals of the voltages at each receiver input [see *Born and Wolf*, 1993], $\langle \dots \rangle$ denotes the time-averaging operation, and the asterisk refers to the complex conjugate. Parameters θ and ϕ are the colatitude and azimuth of the source direction in the spacecraft reference frame, quantities θ_i and ϕ_i are the colatitude and azimuth of the corresponding electric antennas, and h_i are their effective lengths, respectively. The angular position of Jupiter is obtained by using the orbit position of Cassini in the Jupiter-Solar-Ecliptic (JSE) coordinate system (X points from Jupiter to the Sun, Z is normal to Jupiter's orbital plane, and Y completes the right-handed triad).

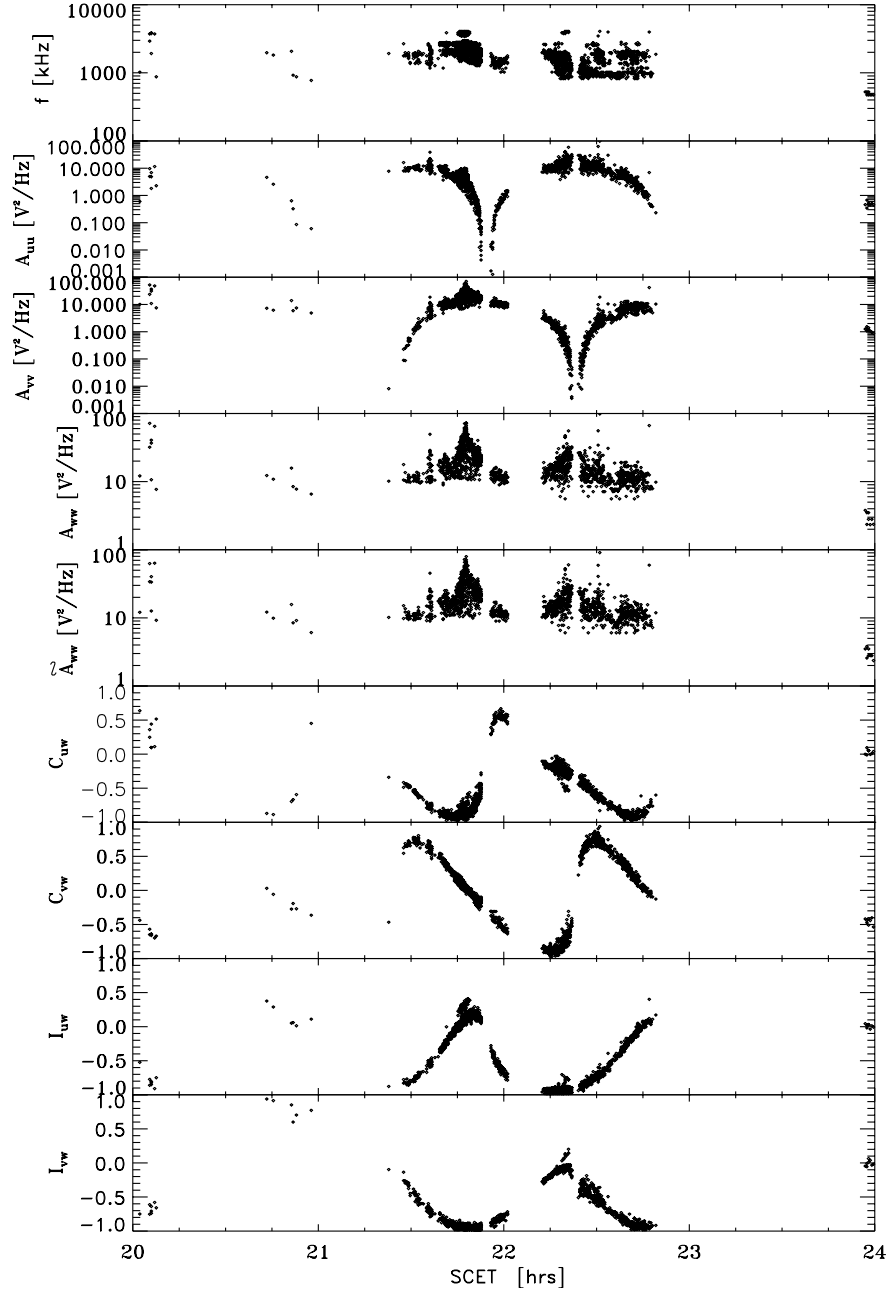


Figure 3. Autocorrelation and cross-correlations as observed by the Cassini spacecraft on 15 November (DOY 320) 2000 (first roll maneuver according to Table 2). From top to bottom we show the frequencies within the range $475 \leq f \leq 4075$ kHz, and the autocorrelation and normalized cross-correlations as a function of spacecraft event time (SCET). The autocorrelations are plotted in units of 10^{-15} V²/Hz. Note that the measurements correspond to a signal-to-noise ratio greater than 20 dB.

[16] For both the DF and the AC analysis, we search for solutions, where the weighted least squares sum of the difference between the wave observations, y_i^{obs} (i autocorrelation and cross-correlation measured by the RPWS antenna system, as shown in Figure 3), and the model-

predicted values, y_i^{mod} becomes a minimum [see Ladreiter et al., 1995],

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \mathcal{W}_i \left[y_i^{obs} - y_i^{mod}(\mathbf{X}) \right]^2 = Min. \quad (3)$$

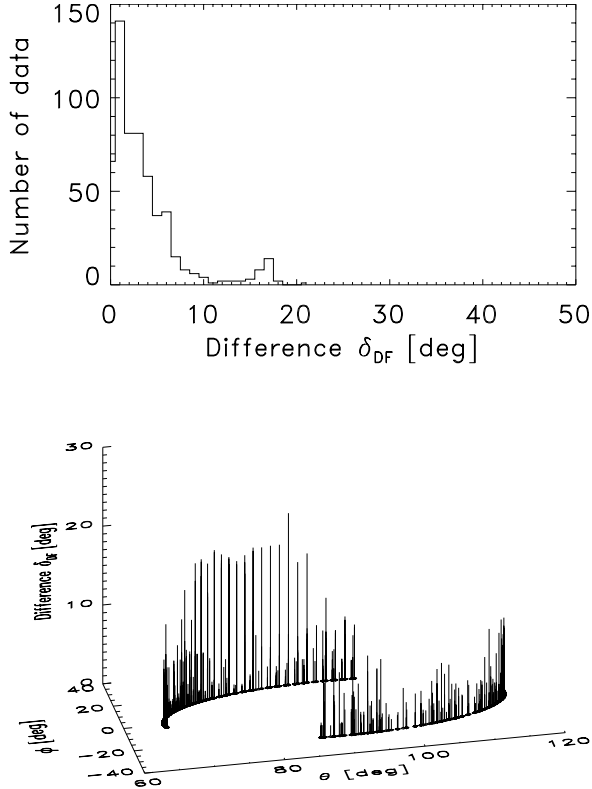


Figure 4. Difference (solid lines) between the DF retrieved values and Jupiter's position. The top panel shows the error occurrences as a function of the error magnitude. The bottom panel gives these errors as a function of the source position (ephemeris data).

Here, the quantity \mathbf{X} contains the wave parameters S , Q , U , V , θ , and ϕ (DF mode) or the antenna parameters h_u/h_w , θ_u , ϕ_u , h_v/h_w , θ_v , ϕ_v , θ_w , and ϕ_w , respectively (AC mode). Note that only the ratios of the lengths of the u and v antennas with respect to the w antenna can be obtained because the intensity (S) of the incident waves is not known a priori and appears as a multiplying factor. Quantity \mathcal{W} refers to the weights reflecting the uncertainty of each measurement, $\mathcal{W} = \sigma^{-2}$, where σ is the standard deviation of the corresponding measurements, which includes the intrinsic receiver noise level of a maximum of $\sim 10^{-16}$ V²/Hz [see Gurnett et al., 2004; Zarka et al., this issue].

[17] Before proceeding in the analysis we preselect only measurements where the angular distances, δ_i , from the position of Jupiter (ephemeris data) to each RPWS antenna is at least 15° ,

$$\delta_i = \arccos[\sin \theta \sin \theta_{rheo,i} \cos(\phi_{rheo,i} - \phi) + \cos \theta \cos \theta_{rheo,i}]. \quad (4)$$

Here, quantities $\theta_{rheo,i}$ and $\phi_{rheo,i}$ represent the angles of the respective effective axes from the rheometry experiment (see Table 1) and θ and ϕ are the Jupiter ephemeris. As discussed above, this criterion is applied to exclude data observed when one of the antennas is quite insensitive and

so great errors due to noise and nonapplicability of the quasi-static length vector occur. The latter effect plays a role for all directions, anyway, if the frequencies are too high, i.e., if the wave length is not much greater than antenna dimensions. Therefore another preselection of the observations is done with respect to the frequency range, namely a restriction to the frequency interval $0.6 < f < 1.35$ MHz. At higher frequencies the effective length vectors become complex, with both direction and frequency dependencies [Ortega-Molina and Daigne, 1984].

[18] So the whole procedure of in-flight calibration can be shortly summarized as follows: (1) Data preselection: $0.6 < f < 1.35$ MHz, angle between Jupiter and each antenna axes $> 15^\circ$, SNR > 20 dB. (2) Computation of wave parameters (Stokes parameters and direction of the incident waves) by keeping the antenna parameters fixed, i.e., the rheometry values are used as input parameters, further assuming the source to be located at the center of Jupiter. (3) Data selection with regard to the state of polarization and direction of the incident waves. (4) The actual calibration deals with the computation of the effective length vectors by setting the wave parameters to fixed known values (superposition of circularly polarized waves) using a least squares fit and an analytical inversion method.

4. Direction-Finding Analysis

[19] In the DF analysis we search for the parameters Q , U , V , θ , and ϕ by keeping the values of the effective length vectors constant, namely the results from the rheometry experiment are used as input parameters (see Table 1). We also assume that the state of polarization does not change much between the two subsets of measurements; therefore we define the quantity \bar{A}_{ww} as the mean value of the autocorrelations A_{ww} and \bar{A}_{ww} of both subsets of measurements. Starting values for the wave parameters are $Q = 0$, $U = 0$, $V = 0$, and the ephemeris data for the directions of the incident waves.

[20] As an illustrative example, Figure 4 shows the difference (in degrees) between the DF retrieved values and the ephemeris data, θ and ϕ for all inbound observations (see Table 2). The ephemeris data are plotted as black dots in the ϕ - θ plane (bottom). The length of each solid line gives the corresponding angular difference δ_{DF} (in degrees) between the computations and Jupiter's position. The histogram (top of the figure) shows the distribution of the angular errors. As it is seen from the figure, some DF results considerably deviate from the ephemeris. The small peak above 15 degrees corresponds to sporadic emissions from other sources, e.g., solar type III emissions. Therefore we only consider those voltage measurements where this difference is less than 10 degrees, which contains 93% of the data. Within this interval, 80% of the data show an error less than 5 degrees. This error distribution will be typical for future direction finding analysis based on the antenna parameters determined by in-flight calibration.

[21] Another selection is done with respect to the state of polarization. We use the so-called degree of linear polarization, $P_{lin} = \sqrt{Q_{DF}^2 + U_{DF}^2}$, and select the RPWS measurements for P_{lin} being less than 0.2. This is justified

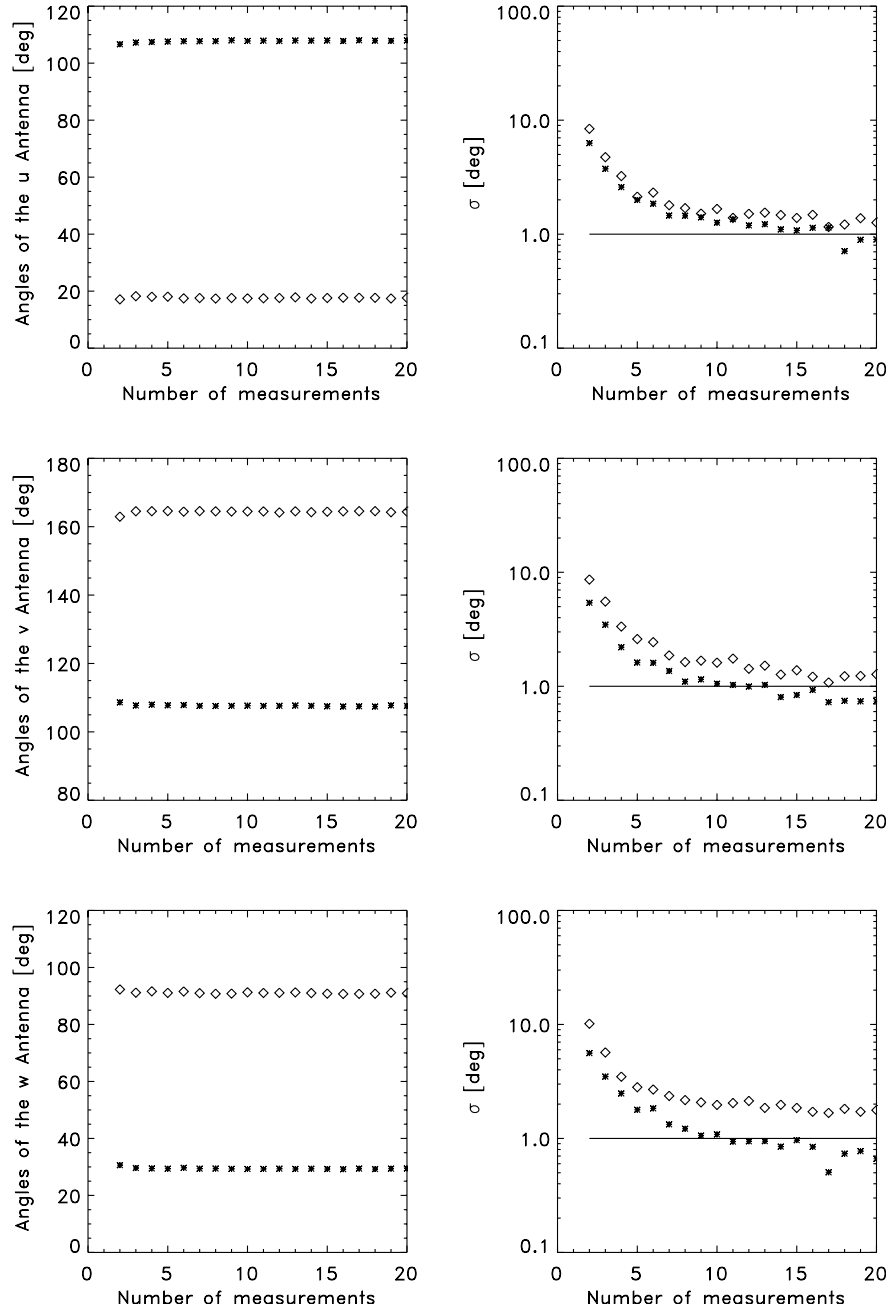


Figure 5. The left panels show averaged values of the colatitude (star symbol) and azimuth (diamond symbol) for the u antenna (top), the v antenna (middle), and the w antenna (bottom) versus the number of data sets to be used. The right panels give the corresponding standard deviations.

by former observations of the Hectometer emission of Jupiter (for more detail see *Ortega-Molina and Lecacheux* [1991]). We note that all these restrictions (frequency range, signal-to-noise ratio, distance between Jupiter's position and the DF retrieved values of colatitude and azimuth of wave incidence, degree of linear polarization) reduce all observations (according to Table 2) down to

1189 data sets, which are then finally used for the estimation of the effective length vectors.

5. Antenna Calibration

[22] Using the selected voltage measurements, we next focus on the estimation of the effective length vectors of the

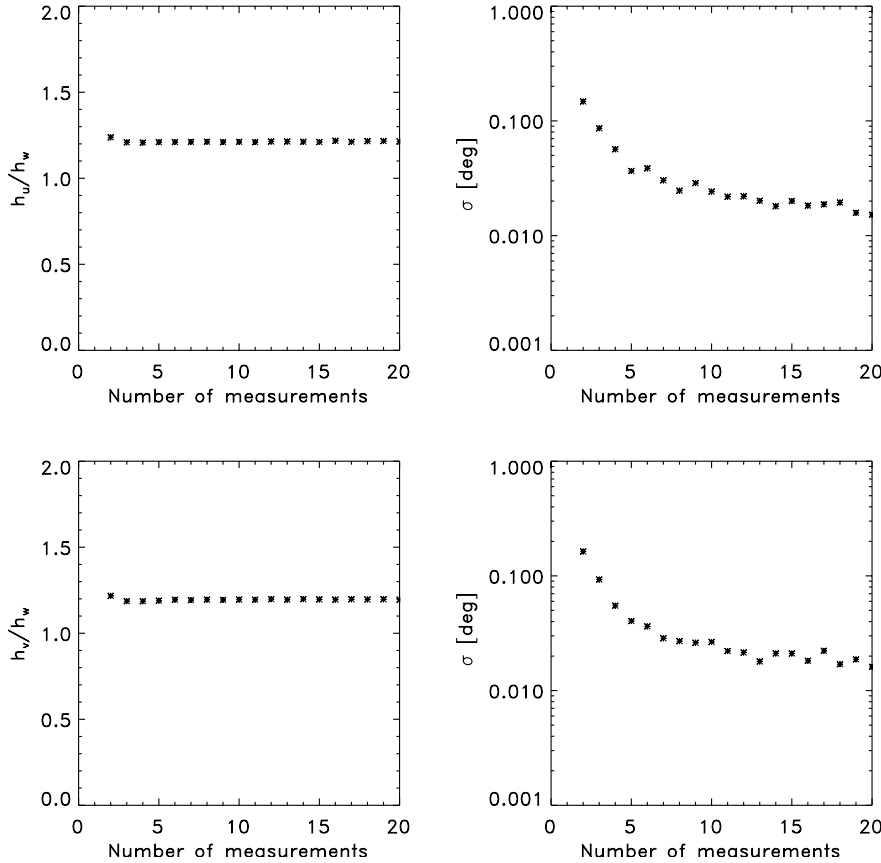


Figure 6. Length ratios of the RPWS antennas versus the number of data sets to be used.

RPWS antennas by introducing two different methods, a least squares fit and an analytical inversion method.

5.1. Least Squares Fit Method

[23] Similar to the DF analysis, we search for the weighted least squares difference between the observations and modeled quantities (equations (1) and (2)). The set of equations in the DF mode is overdetermined (seven equations are given for six unknown wave parameters), but this is not the case in the AC mode. For a set of autocorrelation and cross-correlations at a measured frequency, eight antenna parameters have to be derived using only seven equations. Our least squares model thus works as follows: We consider a possible changing of the state of polarization during the switching time of the two receivers and use both subsets of measurements. Moreover, we do not take into account the cross-correlations I_{uv} and I_{vw} according to equation (2), since it only introduces the parameter V without any further information on the unknown antenna parameters. Additionally, the equations are normalized so that no information on the parameter S is needed (dropping from the set of equations). The relevant mathematical formalism is given in detail in Appendix D.

[24] As a matter of fact, the problem is reduced to four equations for given eight unknown antenna parameters. Hence to avoid an underdetermined configuration we use

$M \geq 2$ sets of autocorrelation and cross-correlations simultaneously. These voltage measurements are furthermore randomly chosen from the measurement sets available after selection. Thus for $M=2$ at least (1) two inbound, or (2) two outbound, or (3) one inbound and one outbound measurement set are used in one step of computation. For a total of N measurement sets we therefore get N/M independent solutions for the antenna parameters (for simplicity we here assume that N is a multiple of M), which defines one cycle of computations. For each M (number of data to be used simultaneously) from 2 to 20, similar computations are performed giving a total of 18 cycles of computations, the results of which are displayed in Figure 5.

[25] From top to bottom the left panels show the averaged values of the azimuth, ϕ (diamond symbol), and the colatitude, θ (star symbol) of the u (top), v (middle), and w (bottom) antenna versus the number of data sets to be used. The right panels show the corresponding standard deviations of these angles versus the number of data sets to be used. For example if one takes 10 data sets simultaneously ($M=10$), the corresponding single diamond and star symbol in each left panel represent the averaging of 118 estimations of the colatitude and azimuth of each antenna. The averaged values of the directions (and corresponding standard deviations) are then in this case $\theta_u = 107.8^\circ$ ($\sigma_{\theta_u} = 1.3^\circ$), $\theta_v = 107.7^\circ$ ($\sigma_{\theta_v} = 1.1^\circ$), $\theta_w = 29.3^\circ$

Table 3. Colatitude, Azimuth, and Length of the RPWS Antennas as Derived From Induced Voltage Measurements During the Jupiter Flyby of Cassini Using the χ^2 Method

	u Antenna	($\pm\sigma$)	v Antenna	($\pm\sigma$)	w Antenna	($\pm\sigma$)
h/h_w	1.21	(± 0.02)	1.19	(± 0.02)	1.0	(± 0.0)
θ	107.9°	($\pm 1.2^\circ$)	107.6°	($\pm 1.0^\circ$)	29.3°	($\pm 1.0^\circ$)
ϕ	17.6°	($\pm 1.5^\circ$)	164.4°	($\pm 1.5^\circ$)	90.9°	($\pm 2.0^\circ$)

($\sigma_{\theta_u} = 1.1^\circ$), $\phi_u = 17.5^\circ$ ($\sigma_{\phi_u} = 1.7^\circ$), $\phi_v = 164.5^\circ$ ($\sigma_{\phi_v} = 1.6^\circ$), and $\phi_w = 91.3^\circ$ ($\sigma_{\phi_w} = 2.0^\circ$), respectively. Note that the accuracy is improved with M .

[26] Analogously, Figure 6 gives the averaged values (left panels) and standard deviations (right panels) of the lengths of the u antenna (top) and v antenna (bottom) with respect to h_w versus the number of data sets to be used (note that $h_w = 1.0$). The computations clearly show that the w antenna is shorter than the u and v antennas, quite different to the rheometry experiment. Again, using 10 data sets simultaneously, the lengths are $h_u = 1.21$ ($\sigma_{h_u} = 0.03$) and $h_v = 1.19$ ($\sigma_{h_v} = 0.03$). Similar results are deduced from observed resonance frequencies [cf. Zarka *et al.*, this issue]. Initial guesses for iteration process to obtain the antenna axes are the physical axes, but we have checked that the same results are obtained by using the results from the rheometry experiment as initial guesses.

[27] We further found that a low number of data sets used yields a higher standard deviation and thus a bigger scatter of the derived angles and lengths. For an increase of the number of sets of used measurements, the standard deviation goes down to values between one and two degrees and stays fairly constant between the range of ten up to twenty used measurements. Note that the variance is proportional to $1/N$. This proportionality is approximately given for a low number but not for a higher number of data sets to be used (see right panels in Figures 5 and 6). The asymptotic values of the standard deviations (between one and two degrees) is then due to systematic errors like the assumption that the radio source is emitted from the center of Jupiter (see section 3) or the oscillation of each antenna.

[28] Therefore we provide a best estimation for the effective length vectors by taking the average over all derived angles in the range of eight up to eighteen used measurements. The results are summarized in Table 3.

5.2. Analytical Inversion Method

[29] Parallel to the least squares fit method, a fully analytical inversion (AI) method has been developed for both the direction-finding and the antenna calibration analysis. As seen from equations (1) and (2), the expressions of the modeled autocorrelation and cross-correlations are complicated in the spacecraft reference frame. For the sake of simplicity and without loss of generality, we change from the spacecraft reference frame to the so-called wave frame, in which the z axis is the normalized wave vector, $\mathbf{z} = \hat{\mathbf{k}}$. Then we choose the y axis in the plane containing the $\hat{\mathbf{k}}$ vector and Jupiter's rotation axis (with orientation along the South-North direction). The x axis completes the right-hand triad. The geometry of the wave frame relative to the spacecraft frame is illustrated in Figure E1 (see Appendix E).

[30] The relevant equations are discussed in Appendix E. Antenna calibration is performed with two-antenna data

sets, assuming $U = 0$ and $Q = 0$ (no linear polarization as in the previous method). A critical step conditioning the accuracy of the results is an appropriate data selection (according to signal-to-noise ratio, polarization, and especially source position relative to the antennas), which depends on the specific antenna parameter to be determined. One antenna is calibrated at a time, with appropriate data selection and assuming that we know the other antenna in the pair.

[31] The main benefit of the analytical inversion, besides the fact that it allows fast computation of results over large data sets, is that for each set of measurement there is one single solution. Errors on derived parameters can be related to errors on the measurements (analytically or through simulation).

[32] The analysis of these errors performed by B. Cecconi *et al.* (Direction-finding and antenna calibration through analytical inversion of radio measurements performed using a system of 2 or 3 electric dipole wire antennas, submitted to *Radio Science*, 2004, hereinafter referred to as Cecconi *et al.*, submitted manuscript, 2004) reveals that some specific geometrical configurations (source \leftrightarrow RPWS antennas) are very unfavorable for antenna calibration and thus lead to very large errors in the results. These configurations must be excluded in the process of data selection as discussed below. For example, with the selection criteria used below, a $\pm 2^\circ$ error on the u or v antenna direction results in an error on the w colatitude and azimuth of 3.5° and 7° , respectively, and 2% on antenna length ratio. The final error given on the antenna parameters is directly linked to the width of the resulting cloud of points (see Figure 7).

[33] The selection criteria applied to the data incorporate several geometrical conditions in addition to those described in section 4. We define α_i ($i = u, v, w$) as the angular distance between the i th antenna and the source direction. We further define β_u as the angular distances between the plane containing the u and the w antennas and the source direction. Similarly, β_v is the angular distances between the plane containing the v and the w antennas and the source direction. With these definitions, geometrical selection criteria consist

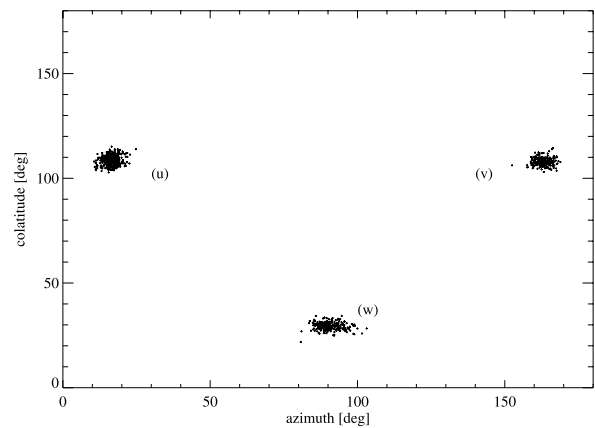


Figure 7. Results of the antenna calibration with the analytical inversion model. Each cloud of points has been derived analytically from the selected data sets described in the text.

Table 4. Colatitude and Azimuth of the RPWS Antennas Derived by Analytical Inversion^a

	u Antenna	($\pm\sigma$)	v Antenna	($\pm\sigma$)	w Antenna	($\pm\sigma$)
h/h_w	1.20	(± 0.03)	1.18	(± 0.05)	1.0	(± 0.0)
θ	108.5°	($\pm 2.3^\circ$)	108.0°	($\pm 1.9^\circ$)	29.4°	($\pm 1.6^\circ$)
ϕ	16.5°	($\pm 1.8^\circ$)	163.1°	($\pm 2.4^\circ$)	90.3°	($\pm 3.3^\circ$)

^aTwo values are given for the w antenna. Since we do the calibration on two-antenna data sets, we can use either the (u , w) or the (v , w) pair of antennas.

in excluding (1) directions close to the antennas ($\alpha_i < 15^\circ$) resulting in low SNR and (2) directions perpendicular to the antenna to be calibrated ($\alpha_i > 50^\circ$), for which data poorly constrain the antenna angles.

[34] In addition, selections described in section 4 are made using the following thresholds: $\text{SNR}(A_{wv}) > 20$ dB for u or v antenna calibration, and $\text{SNR}(A_{ii}) > 20$ dB ($i = u, v$) for w antenna calibration, $P_{lin} < 0.2$, and angular distance from the source direction to the position of Jupiter $< 10^\circ$.

[35] We thus end with 479 four-measurement data sets for the u antenna calibration, 243 data sets for the v antenna calibration, and 288 for the w antenna calibration. These data sets are extracted from all roll maneuvers according to Table 2. However, in the case of the w antenna calibration, slightly different results are obtained for θ_w and ϕ_w with the (u , w) pair of antennas (145 data sets leading to $\theta_w = 29.0^\circ \pm 1.5^\circ$ and $\phi_w = 89.9^\circ \pm 2.6^\circ$) and the (v , w) pair of antennas (143 data sets leading to $\theta_w = 29.7^\circ \pm 1.6^\circ$ and $\phi_w = 90.7^\circ \pm 4.0^\circ$). The origin of these differences is not well understood. It could be due to residual systematic errors resulting from correlations between the antenna parameters in the four-equation sets not perfectly corrected by data selection.

[36] The results are summarized in Table 4 where averages are given for the w antenna. Results for antenna colatitude and azimuth are plotted in Figure 7. Error bars in Table 4 correspond to the dispersions of the cloud of points.

6. Discussion and Conclusion

[37] We analyze voltage measurements induced by the RPWS antennas on board the Cassini spacecraft during several roll maneuvers at the Jupiter flyby to determine the effective length vectors of the three electric antennas. For that purpose two methods have been developed by the RPWS team, a least squares fit method and an analytical inversion technique. Several restrictions to the induced voltage measurements are made and applied to the models.

[38] First we restrict the autocorrelation and cross-correlations to a frequency range of $600 < f < 1350$ kHz. This frequency range covers parts of the hectometer radio emissions from Jupiter. This frequency range is chosen since (1) at higher frequencies the effective length vectors become complex and at lower frequencies the source distance from Jupiter can be too large to have sufficient angular accuracy, (2) it is related to a superposition of circularly polarized electromagnetic waves, and (3) does not include any resonance between the antennas and the spacecraft body (quasi-static range). The analysis using the least squares method is performed in two steps: First, we derive the wave

information, i.e., the Stokes parameters and the wave direction are obtained by keeping the antenna parameters constant (values for the antenna parameters are taken from the rheometry experiment). Second, considering the degree of linear polarization less than 0.2 (as derived from the DF analysis) the effective length vectors of the three antennas are determined by setting $Q = 0$ and $U = 0$ (for both methods).

[39] The least squares fit method includes the intrinsic receiver noise of a maximum of 10^{-16} V²/Hz for both, the direction-finding and the antenna calibration analysis. Several further restrictions to the set of observations are made: (1) the angular distance from the position of Jupiter (ephemeris data) to each RPWS antenna is at least 15° , (2) the distance between Jupiter's position and the derived values from the DF analysis is less than 10° , and (3) the angular distances between the plane containing the u and the w antennas and the source direction, β_i , is in the AI model additionally considered.

[40] In the second part of the analysis the effective length vectors of the three RPWS monopoles are derived assuming $Q = 0$ and $U = 0$ as input values. Moreover, we chose as an initial guess for the antenna parameters (lengths, colatitude, and azimuth) the physical directions, as reported in Table 1. Additionally, we take into account that the state of polarization might change between the switching time of the two receivers; therefore we use both subsets in the antenna calibration. The main benefits of the specific least squares method, i.e., fitting of normalized autocorrelation and cross-correlations, are that (1) the total flux and the error from the automatic gain control of the receiver do not influence these computations and (2) up to 20 measurements are used simultaneously and randomly (various combinations of inbound and outbound measurements), giving well conditions for stable results. Furthermore, no assumptions on the antenna parameters are initially made in the actual calibration, so the results are independent of former applied methods.

[41] The derived values of the colatitude and azimuth, presented in Table 3, are compared with previous results. We found that the directions of the effective length vectors are slightly different from rheometric measurements and wire-grid modeling, but we emphasize that the results are consistent within the inherent standard deviations. The effective axis of the w antenna is less accurately determined than those of the u and v antennas because the w antenna is closer to the spacecraft body and therefore more influenced by the induced surface currents. Nevertheless, the direction of the w antenna found by in-flight calibration is very close to the rheometric results. As no comparable effective length ratios from rheometry and wire-grid modeling for realistic base capacitances exist, a comparison of the effective length ratios with those from the analytical inversion technique is worthwhile.

[42] So, parallel to the least squares method, an analytical inversion technique is developed. The main benefit of the analytical inversion is the fact that a single solution is obtained for each set of measurements. With the same restrictions to the induced voltage measurements on the RPWS antennas, the effective length vectors of the RPWS antennas are derived for each measured autocorrelation and cross-correlation set. Similar to the least squares analysis, we assume that parameters Q and U are zero; therefore a

Table 5. Colatitude and Azimuth of the RPWS Antennas to be Used as Operational Values for the RPWS Direction-Finding Until Huygens Probe is Released

	<i>u</i> Antenna	<i>v</i> Antenna	<i>w</i> Antenna
h/h_w	1.21	1.19	1.0
θ	108.3°	107.8°	29.3°
ϕ	17.0°	163.8°	90.6°

residual linear polarization component may induce some bias on the results. The results of the analytical inversion technique are summarized in Table 4.

[43] As shown, all derived values for the colatitude and azimuth of each antenna gives a difference from 0.5° up to 1.5°, which is in the range of the standard deviation in both methods. Moreover, we found that the effective length ratios as obtained from the two applied methods are practically the same: the *u* and *v* antenna are approximately 20 percent larger than the *w* antenna and the *u* antenna is only slightly larger than the *v* antenna ($h_u/h_w = 1.21$ and $h_v/h_w = 1.19$) within the inherent precision.

[44] Table 5 gives the final values of the effective length vectors to be used as operational values for the RPWS direction-finding until the Huygens probe is released. These values are averages from the results obtained with the two methods. Typical error bars are 0.5 to 1 degree on the angles and 0.02 to 0.05 on the length ratios.

[45] Finally, we note that the derived values for the effective length vectors will have to be revised after Huygens Probe release, right after the beginning of the Saturnian tour, since the Huygens Probe additionally influences the behavior of the antennas (see Table 1). Therefore after the probe is released to Titan it will be necessary to repeat the analysis. The same procedure as described here will be applied to observations of Saturnian radio emissions performed near apo-apsis. They will provide the corrections (expected to be small) to the “operational values of the antenna parameters to be used for the RPWS direction-finding”

Appendix A: Aspects of Background Determination

[46] In order to perform reliable DF analysis on RPWS-HFR observations of Jupiter’s radio emissions, the signal used should be only that coming from Jupiter. A frequency-dependent background should thus be subtracted from the data, which includes galactic background noise and receiver noise (Pg + Pr). This background was derived as follows: (1) several intervals of a few hours were selected, all with a very low level of solar and planetary radio activity (i.e., far before and after the Jupiter flyby period) and a low level of spacecraft interference; (2) at each frequency, the statistical fluctuations of the background level appear as a well-defined gaussian distribution centered on the average value of (Pg + Pr) at that frequency.

[47] The background noise spectrum derived in this way is little dependent on the various HFR setups used (i.e., frequency range, temporal and spectral resolutions, etc.), which are taken into account by the “zero level” calibration step through which HFR data numbers are converted to

V²/Hz with a relative accuracy better than 1–2 dB. Conversely, the dipole and monopole antennas (furthermore perturbed by the large spacecraft body) have very different spectral responses. Measurements performed with dipole and monopole antennas should then be processed separately. Figure A1 accordingly displays the resulting curves (Pg + Pr)(*f*) for measurements performed with *u* and *v* monopole antennas, which are those relevant for DF studies (similar curves are obtained for *u* or *v* separately).

[48] The main electrical resonance at 9.5 MHz corresponds to the imaginary part of the antenna impedance becoming inductive and cancelling the base capacitance [see Zarka *et al.*, this issue]. Secondary peaks also appear on the measured background spectrum. Some of them (at 3 MHz and above 13 MHz) are due to quasi-permanent spacecraft interference, others (at 6.3 and 7.5 MHz) are secondary electrical resonances resulting from the interaction between the antenna and the conductive spacecraft structure, especially the ≈10 m-long magnetometer boom placed symmetrically between the *u* and *v* monopoles. In the monopole mode the resonance frequency is found to vary with time (between 9.4 and 9.6 MHz for the main one) and in amplitude (by a few dB), probably due to moving parts on the spacecraft (as the Cosmic Dust Analyzer and soon the Huygens Probe). This constitutes a major limitation on the accuracy of the background determination. The internal HFR calibrations periodically carried out in-flight do not help in this case because the problem arises from the variation of the antenna response.

[49] In order to achieve better accuracy, it is thus necessary to compute the galactic spectrum measured at the time of the observations we want to calibrate. During the ±6 months around Jupiter’s flyby, the nearly continuous

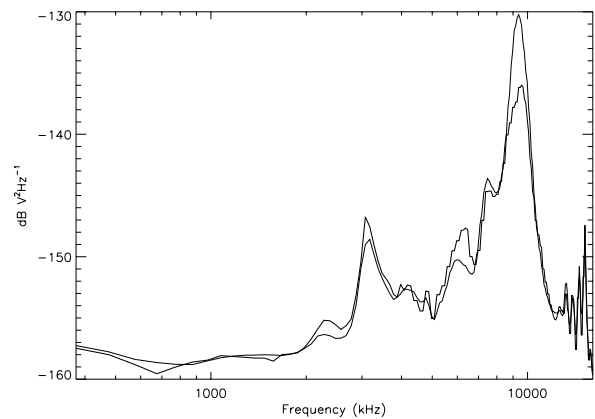


Figure A1. Background noise spectrum (including galactic plus receiver noise) measured by the RPWS-HFR with the monopole antennas during “quiet” intervals of a few hours far from Jupiter (lightface line). The boldface line was computed as the lower 5% occurrence level detected at each frequency during a 6 month interval centered on the Jupiter flyby. It serves as our reference for the background spectrum (Pg + Pr)(*f*) for Jupiter studies. For more details, see Appendix A.

Jovian radio activity does not leave room for quiet intervals of a few hours. However, we noticed that the limit of the lower 5% occurrence level in histograms of the distribution of intensities at each frequency, which takes advantages of quiet periods frequency per frequency and independent of their duration, is always close (within 1 dB) of the galactic and receiver background level determined during the above “quiet” periods. Thus we compute in this way the background noise spectrum measured during the Jupiter flyby, which is displayed on Figure A1 as the boldface line. This plot confirms that significant variations are observed near the resonances. This latter spectrum (boldface) has been used as reference background ($Pg + Pr$)(f) over the Jupiter flyby period.

Appendix B: Basic Equations for the Direction-Finding Analysis and Antenna Calibration

[50] For deriving the wave information and the antenna parameters we first give the relevant equations. As discussed in section 3, the real and imaginary parts of the model-predicted values are given as

$$\begin{aligned} \Re(\langle V_i V_j^* \rangle) &= \frac{Sh_i h_j}{2} \left[(1 + Q)\Omega_i \Omega_j - U \sin \theta_i \sin(\phi - \phi_i) \Omega_j \right. \\ &\quad \left. - U \sin \theta_j \sin(\phi - \phi_j) \Omega_i + (1 - Q) \right. \\ &\quad \left. \cdot \sin \theta_i \sin \theta_j \sin(\phi - \phi_i) \sin(\phi - \phi_j) \right] \end{aligned} \quad (B1)$$

and

$$\Im(\langle V_i V_j^* \rangle) = \frac{Sh_i h_j}{2} V \left[\sin \theta_i \sin(\phi - \phi_i) \Omega_j - \sin \theta_j \sin(\phi - \phi_j) \Omega_i \right], \quad (B2)$$

where $\Omega_i = \cos \theta_i \sin \theta - \sin \theta_i \cos \theta \cos(\phi - \phi_i)$. For the sake of simplicity we introduce $\Psi_i = \sin \theta_i \sin(\phi_i - \phi)$, $S_1 = SQ$, $S_2 = SU$, and $S_3 = SV$, respectively. Thus the equations (B1) and (B2) transform to

$$\langle V_u V_u^* \rangle = \frac{h_u^2}{2} \left[S(\Omega_u^2 + \Psi_u^2) + S_1(\Omega_u^2 - \Psi_u^2) + 2S_2 \Omega_u \Psi_u \right], \quad (B3)$$

$$\langle V_v V_v^* \rangle = \frac{h_v^2}{2} \left[S(\Omega_v^2 + \Psi_v^2) + S_1(\Omega_v^2 - \Psi_v^2) + 2S_2 \Omega_v \Psi_v \right], \quad (B4)$$

$$\langle V_w V_w^* \rangle = \frac{h_w^2}{2} \left[S(\Omega_w^2 + \Psi_w^2) + S_1(\Omega_w^2 - \Psi_w^2) + 2S_2 \Omega_w \Psi_w \right], \quad (B5)$$

$$\begin{aligned} \Re(\langle V_u V_w^* \rangle) &= \frac{h_u h_w}{2} \left[S(\Omega_u \Omega_w + \Psi_u \Psi_w) + S_1(\Omega_u \Omega_w - \Psi_u \Psi_w) \right. \\ &\quad \left. + S_2(\Psi_u \Omega_w + \Omega_u \Psi_w) \right], \end{aligned} \quad (B6)$$

$$\begin{aligned} \Re(\langle V_v V_w^* \rangle) &= \frac{h_v h_w}{2} \left[S(\Omega_v \Omega_w + \Psi_v \Psi_w) + S_1(\Omega_v \Omega_w - \Psi_v \Psi_w) \right. \\ &\quad \left. + S_2(\Psi_v \Omega_w + \Omega_v \Psi_w) \right], \end{aligned} \quad (B7)$$

$$\Im(\langle V_u V_w^* \rangle) = \frac{h_u h_w}{2} S_3 \left[\Omega_u \Psi_w - \Omega_w \Psi_u \right] \quad (B8)$$

$$\Im(\langle V_v V_w^* \rangle) = \frac{h_v h_w}{2} S_3 \left[\Omega_v \Psi_w - \Omega_w \Psi_v \right]. \quad (B9)$$

The retrieval of the parameters is based finding the weighted least squares sum of the difference between the wave observations, y_i^{obs} , and the model-predicted values, y_i^{mod} , [Ladreiter et al., 1995]

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \mathcal{W}_i \left[y_i^{obs} - y_i^{mod}(\mathbf{X}) \right]^2 = Min, \quad (B10)$$

where the model-predicted values are described via equations (B3) through (B9). The weights \mathcal{W} reflect the uncertainty of each modeled value, simply expressed via the corresponding standard deviations, $\mathcal{W} = 1/\sigma^2$. Note that σ contains the intrinsic receiver noise level, $\Delta_{rec} = 10^{-16} \text{ V}^2/\text{Hz}$. For the direction-finding (DF) analysis, the retrieved vector \mathbf{X} contains the wave parameters and for the antenna calibration (AC) \mathbf{X} contains the effective length vectors.

Appendix C: Direction-Finding Analysis Using the Least Squares Method

[51] In the following we assume that the state of polarization does not change within the switching time of the receivers. Hence the autocorrelation A_{ww} is the mean value of autocorrelations of the two subsets, $A_{ww} = (A_{ww} + \tilde{A}_{ww})/2$ (more explanations on A_{ww} are given in section 3). We further normalize the observations and the model-predicted values by the squared sum of autocorrelations. Hence equation (B10) reads

$$\begin{aligned} \chi^2 &= \sum_i^N \left[\mathcal{W}_1 \left(\frac{A_{uu}}{N_{obs}} - \frac{\langle V_u V_u^* \rangle}{N_{mod}} \right)^2 \right]_i + \left[\mathcal{W}_2 \left(\frac{A_{vv}}{N_{obs}} - \frac{\langle V_v V_v^* \rangle}{N_{mod}} \right)^2 \right]_i \\ &\quad + \left[\mathcal{W}_3 \left(\frac{\bar{A}_{ww}}{N_{obs}} - \frac{\langle V_w V_w^* \rangle}{N_{mod}} \right)^2 \right]_i + \left[\mathcal{W}_4 \left(\frac{C_{uw}}{N_{obs}} - \frac{\Re(\langle V_u V_w^* \rangle)}{N_{mod}} \right)^2 \right]_i \\ &\quad + \left[\mathcal{W}_5 \left(\frac{C_{vw}}{N_{obs}} - \frac{\Re(\langle V_v V_w^* \rangle)}{N_{mod}} \right)^2 \right]_i \\ &\quad + \left[\mathcal{W}_6 \left(\frac{I_{uw}}{N_{obs}} - \frac{\Im(\langle V_u V_w^* \rangle)}{N_{mod}} \right)^2 \right]_i \\ &\quad + \left[\mathcal{W}_7 \left(\frac{I_{vw}}{N_{obs}} - \frac{\Im(\langle V_v V_w^* \rangle)}{N_{mod}} \right)^2 \right]_i, \end{aligned} \quad (C1)$$

where index i counts the observations (N being the total number of observed autocorrelation and cross-correlations). The normalization factors are given by

$$N^{obs} = \sqrt{A_{uu}^2 + A_{vv}^2 + \tilde{A}_{ww}^2}, \quad (C2)$$

$$N^{mod} = \sqrt{\langle V_u V_u^* \rangle^2 + \langle V_v V_v^* \rangle^2 + \langle V_w V_w^* \rangle^2},$$

and the weights are simply expressed as

$$W_1 = \left[\frac{\Delta_{rec} \sqrt{\langle V_v V_v^* \rangle^2 + \langle V_w V_w^* \rangle^2}}{\langle V_u V_u^* \rangle^2 + \langle V_v V_v^* \rangle^2 + \langle V_w V_w^* \rangle^2} \right]^{-2}, \quad (C3)$$

$$W_2 = \left[\frac{\Delta_{rec} \sqrt{\langle V_u V_u^* \rangle^2 + \langle V_w V_w^* \rangle^2}}{\langle V_u V_u^* \rangle^2 + \langle V_v V_v^* \rangle^2 + \langle V_w V_w^* \rangle^2} \right]^{-2}, \quad (C4)$$

$$W_3 = \left[\frac{\Delta_{rec} \sqrt{\langle V_u V_u^* \rangle^2 + \langle V_v V_v^* \rangle^2}}{\langle V_u V_u^* \rangle^2 + \langle V_v V_v^* \rangle^2 + \langle V_w V_w^* \rangle^2} \right]^{-2}, \quad (C5)$$

$$W_4 = \left[\frac{\Delta_{rec} \sqrt{\langle V_u V_u^* \rangle^2 + \langle V_v V_v^* \rangle^2 + \langle V_w V_w^* \rangle^2 + \Re(\langle V_u V_w^* \rangle)^2}}{\langle V_u V_u^* \rangle^2 + \langle V_v V_v^* \rangle^2 + \langle V_w V_w^* \rangle^2} \right]^{-2}, \quad (C6)$$

$$W_5 = \left[\frac{\Delta_{rec} \sqrt{\langle V_u V_u^* \rangle^2 + \langle V_v V_v^* \rangle^2 + \langle V_w V_w^* \rangle^2 + \Re(\langle V_u V_w^* \rangle)^2}}{\langle V_u V_u^* \rangle^2 + \langle V_v V_v^* \rangle^2 + \langle V_w V_w^* \rangle^2} \right]^{-2}, \quad (C7)$$

$$W_6 = \left[\frac{\Delta_{rec} \sqrt{\langle V_u V_u^* \rangle^2 + \langle V_v V_v^* \rangle^2 + \langle V_w V_w^* \rangle^2 + \Im(\langle V_u V_w^* \rangle)^2}}{\langle V_u V_u^* \rangle^2 + \langle V_v V_v^* \rangle^2 + \langle V_w V_w^* \rangle^2} \right]^{-2}, \quad (C8)$$

$$W_7 = \left[\frac{\Delta_{rec} \sqrt{\langle V_u V_u^* \rangle^2 + \langle V_v V_v^* \rangle^2 + \langle V_w V_w^* \rangle^2 + \Im(\langle V_v V_w^* \rangle)^2}}{\langle V_u V_u^* \rangle^2 + \langle V_v V_v^* \rangle^2 + \langle V_w V_w^* \rangle^2} \right]^{-2}. \quad (C9)$$

Quantity χ^2 (equation (C1)) is then iteratively minimized for the parameter vector \mathbf{X} which contains the Stokes parameters Q , U , and V , and the directions of incidence of the received wave by using Powell's method [see *Press et al.*, 1986]. The normalization is essential because it eliminates the Stokes parameter S , which can not be

retrieved due to the unknown absolute magnitude of the effective antenna lengths (only the ratios h_u/h_w and h_v/h_w can be determined accurately).

Appendix D: Antenna Calibration Mode Using the Least Squares Method

[52] In the AC mode we consider the two subsets of measurements separately (allowing thus a change of the wave parameters between the two measurement times) and do not take into account equations (B8) and (B9) as they introduce the unknown parameter V . The first subset contains the RPWS measurements A_{uu} , A_{vv} , C_{uw} , and the second subset analogously A_{vv} , \tilde{A}_{ww} , C_{vw} . We assume no linear polarization, $Q = 0$ and $U = 0$ (justified by considerations of *Ortega-Molina and Lecacheux* [1991]), and the modeled autocorrelation and cross-correlations simply read

$$\langle V_u V_u^* \rangle = \frac{h_u^2}{2} \left[S(\Omega_u^2 + \Psi_u^2) \right], \quad (D1)$$

$$\langle V_v V_v^* \rangle = \frac{h_v^2}{2} \left[S(\Omega_v^2 + \Psi_v^2) \right], \quad (D2)$$

$$\langle V_w V_w^* \rangle = \frac{h_w^2}{2} \left[S(\Omega_w^2 + \Psi_w^2) \right], \quad (D3)$$

$$\Re(\langle V_u V_w^* \rangle) = \frac{h_u h_w}{2} \left[S(\Omega_u \Omega_w + \Psi_u \Psi_w) \right], \quad (D4)$$

$$\Re(\langle V_v V_w^* \rangle) = \frac{h_v h_w}{2} \left[S(\Omega_v \Omega_w + \Psi_v \Psi_w) \right]. \quad (D5)$$

Hence the least squares sum is then given as

$$\chi^2 = \sum_i^N \left[\mathcal{W}_{11} \left(\frac{A_{uu}}{\sqrt{A_{uu}^2 + A_{ww}^2}} - \frac{\langle V_u V_u^* \rangle}{\sqrt{\langle V_u V_u^* \rangle^2 + \langle V_w V_w^* \rangle^2}} \right)^2 \right]_i$$

$$+ \left[\mathcal{W}_{22} \left(\frac{A_{vv}}{\sqrt{A_{vv}^2 + \tilde{A}_{ww}^2}} - \frac{\langle V_v V_v^* \rangle}{\sqrt{\langle V_v V_v^* \rangle^2 + \langle V_w V_w^* \rangle^2}} \right)^2 \right]_i$$

$$+ \left[\mathcal{W}_{13} \left(\frac{C_{uw}}{\sqrt{A_{uu}^2 + A_{ww}^2}} - \frac{\Re(\langle V_u V_w^* \rangle)}{\sqrt{\langle V_u V_u^* \rangle^2 + \langle V_w V_w^* \rangle^2}} \right)^2 \right]_i$$

$$+ \left[\mathcal{W}_{23} \left(\frac{C_{vw}}{\sqrt{A_{vv}^2 + \tilde{A}_{ww}^2}} - \frac{\Re(\langle V_v V_w^* \rangle)}{\sqrt{\langle V_v V_v^* \rangle^2 + \langle V_w V_w^* \rangle^2}} \right)^2 \right]_i, \quad (D6)$$

where the sum is over N measurements, equations (D1)–(D5) have to be taken into account, and the weights \mathcal{W}_{11} , \mathcal{W}_{22} , \mathcal{W}_{13} , and \mathcal{W}_{23} are given as

$$\mathcal{W}_{11} = \left[\frac{\Delta_{rec} |\langle V_w V_w^* \rangle|}{\langle V_u V_u^* \rangle^2 + \langle V_w V_w^* \rangle^2} \right]^{-2}, \quad (D7)$$

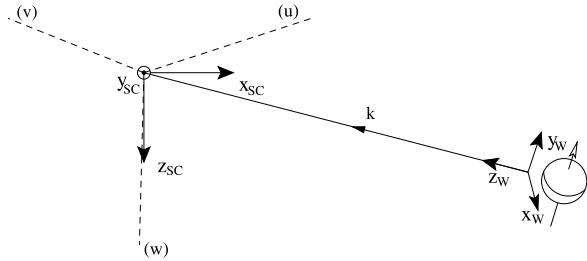


Figure E1. Wave frame ($\mathbf{x}_w, \mathbf{y}_w, \mathbf{z}_w$) and spacecraft frame ($\mathbf{x}_{sc}, \mathbf{y}_{sc}, \mathbf{z}_{sc}$). The antenna directions are shown in dashed lines. Quantity \mathbf{z}_w is colinear to the wave vector $\hat{\mathbf{k}}$ and \mathbf{y}_w is in the plane containing $\hat{\mathbf{k}}$ and the rotational axis of the observed planet.

$$W_{22} = \left[\frac{\Delta_{rec} \langle |V_w V_w^*| \rangle}{\langle V_u V_u^* \rangle^2 + \langle V_w V_w^* \rangle^2} \right]^{-2}, \quad (D8)$$

$$W_{13} = \left[\Delta_{rec} \frac{\Re(\langle V_u V_w^* \rangle)}{\sqrt{\langle V_u V_u^* \rangle^2 + \langle V_w V_w^* \rangle^2}} \right]^{-2} \times \sqrt{\frac{1}{\langle V_u V_u^* \rangle^2 + \langle V_w V_w^* \rangle^2} + \frac{1}{\Re(\langle V_u V_w^* \rangle)^2}}, \quad (D9)$$

$$W_{23} = \left[\Delta_{rec} \frac{\Re(\langle V_v V_w^* \rangle)}{\sqrt{\langle V_v V_v^* \rangle^2 + \langle V_w V_w^* \rangle^2}} \right]^{-2} \times \sqrt{\frac{1}{\langle V_v V_v^* \rangle^2 + \langle V_w V_w^* \rangle^2} + \frac{1}{\Re(\langle V_v V_w^* \rangle)^2}}. \quad (D10)$$

Again, χ^2 from equation (D5) is minimized using Powell's method [see *Press et al.*, 1986]. Here the retrieved parameter vector \mathbf{X} contains the directions $\theta_u, \theta_v, \theta_w, \phi_u, \phi_v, \phi_w$ of the effective antenna axes and the antenna length ratios h_u/h_w and h_v/h_w .

Appendix E: Antenna Calibration Mode Using the Analytical Inversion Method

[53] The analytical inversion method consists in solving analytically the equations (B3) to (B9) in order to derive wave parameters (if antenna parameters are known) or vice versa. For being able to do so, we have to find a suitable reference frame in which this set of equations can be simplified. As shown by Cecconi et al. (submitted manuscript, 2004), direction-finding (determination of wave parameters) can be done in the general case, i.e., whatever the wave polarization. By contrast, antenna calibration (determination of antenna parameters) can be done analytically only if one assumes the absence of wave linear polarization ($U = 0, Q = 0$), and it consists in this case in solving a set of four equations (e.g., equations (B3), (B5), (B5), and (B8)). A critical step conditioning the accuracy of the results is an appropriate data selection (according to

signal-to-noise ratio, polarization, and especially source position relative to the antennas), which depends on the specific antenna parameter to be determined. We present below the detailed equations leading to determination of antenna parameters. Direction-finding equations as well as an extensive study of the errors as a function of data selection are outside the scope of this paper. The interested reader is referred to Cecconi et al. (submitted manuscript, 2004).

[54] We start from equations (B3) to (B9). Assuming a purely circularly polarized wave ($U = 0, Q = 0$), S_1 and S_2 thus become zero and we obtain the following equations

$$\langle V_u V_u^* \rangle = \frac{h_u^2}{2} S(\Omega_u^2 + \Psi_u^2), \quad (E1)$$

$$\langle V_v V_v^* \rangle = \frac{h_v^2}{2} S(\Omega_v^2 + \Psi_v^2), \quad (E2)$$

$$\langle V_w V_w^* \rangle = \frac{h_w^2}{2} S(\Omega_w^2 + \Psi_w^2), \quad (E3)$$

$$\Re(\langle V_u V_w^* \rangle) = \frac{h_u h_w}{2} S(\Omega_u \Omega_w + \Psi_u \Psi_w), \quad (E4)$$

$$\Re(\langle V_v V_w^* \rangle) = \frac{h_v h_w}{2} S(\Omega_v \Omega_w + \Psi_v \Psi_w), \quad (E5)$$

$$\Im(\langle V_u V_w^* \rangle) = \frac{h_u h_w}{2} S V(\Omega_u \Psi_w - \Omega_w \Psi_u) \quad (E6)$$

$$\Im(\langle V_v V_w^* \rangle) = \frac{h_v h_w}{2} S V(\Omega_v \Psi_w - \Omega_w \Psi_v). \quad (E7)$$

[55] By working in the so-called wave frame (in which the z axis is the normalized wave vector, the y axis is in the plane containing the $\hat{\mathbf{k}}$ vector and Jupiter's rotation axis with orientation along the South-North direction and the x axis completes the right-hand triad; see Figure E1), we can write $\Omega_i = \sin\theta_i \cos\phi_i$ and $\Psi_i = \sin\theta_i \sin\phi_i$, where θ_i, ϕ_i , and h_i ($i = u, w$) are the colatitude, azimuth, and length of the i th antenna, respectively.

[56] We can simplify the above equations (E1) to (E7) so that an analytical inversion becomes possible. We discuss here the full solution of the set of four equations corresponding to the (u, w) pair of antennas. Solution for the (v, w) pair is obtained in the same way, replacing terms with index u by the same terms with index v .

[57] In the wave frame we obtain thus the four following equations for the (u, w) pair:

$$\langle V_u V_u^* \rangle = S h_u^2 \sin^2 \theta_u, \quad (E8)$$

$$\langle V_w V_w^* \rangle = S h_w^2 \sin^2 \theta_w, \quad (E9)$$

A09S17

VOGL ET AL.: RPWS ANTENNA CALIBRATION

A09S17

$$\Re(\langle V_u V_w^* \rangle) = Sh_u h_w \sin \theta_u \sin \theta_w \cos(\phi_u - \phi_w), \quad (\text{E10})$$

$$\Im(\langle V_u V_w^* \rangle) = SV h_u h_w \sin \theta_u \sin \theta_w \sin(\phi_u - \phi_w), \quad (\text{E11})$$

The ratio of the antennas' effective lengths is derived first, using as an input the rheometric values for antennas' azimuth and colatitude. The corresponding data selection must ensure here that the source direction is far from both antenna directions (i.e., $\alpha_i > 30^\circ$; see definition of α_i in section 5.2). Smaller values of α_i increase the error on the result because the projection of the wave electric field on the antenna becomes small. We obtain thus

$$h_u/h_w = \sqrt{\frac{A_{uu} \sin^2 \theta_w}{A_{ww} \sin^2 \theta_u}}. \quad (\text{E12})$$

[58] Derivation of antenna angles should then be done with different data selections for each antenna. For example, using the data selection appropriate for calibrating the u antenna (as described in section 5.2) and assuming that we know the w antenna parameters (for which rheometric accuracy is enough) and h_u/h_w , we solve the system for Sh_w^2 , θ_u , ϕ_u and V :

$$Sh_w^2 = \frac{A_{ww}}{\sin^2 \theta_w}, \quad (\text{E13})$$

$$\theta_u = \arcsin\left(\sqrt{\frac{A_{uu} h_w^2}{A_{ww} h_u^2} \sin^2 \theta_w}\right), \quad (\text{E14})$$

$$\phi_u = \phi_w + \arccos\left(\frac{C_{uw}}{\sqrt{A_{ww} A_{uu}}}\right), \quad (\text{E15})$$

$$V = \frac{I_{uw}}{\sqrt{A_{ww} A_{uu} - (C_{uw})^2}} \text{sign}[\sin(\phi_u - \phi_w)]. \quad (\text{E16})$$

Note that the absolute intensity flux S cannot be derived but only its product with a reference antenna length squared, chosen to be h_w^2 . From the same set of equations but using another data selection appropriate for the w antenna calibration, we derive

$$Sh_w^2 = \frac{h_w^2 A_{uu}}{h_u^2 \sin^2 \theta_u}, \quad (\text{E17})$$

$$\theta_w = \arcsin\left(\sqrt{\frac{A_{ww} h_u^2}{A_{uu} h_w^2} \sin^2 \theta_u}\right), \quad (\text{E18})$$

$$\phi_w = \phi_u - \arccos\left(\frac{C_{uw}}{\sqrt{A_{ww} A_{uu}}}\right), \quad (\text{E19})$$

$$V = \frac{I_{uw}}{\sqrt{A_{ww} A_{uu} - (C_{uw})^2}} \text{sign}[\sin(\phi_u - \phi_w)]. \quad (\text{E20})$$

In this case the angular parameters of the u antenna as well as the ratio h_u/h_w are assumed to be known. Note that analytical inversion provides one solution for each set of measurements and requires no iteration.

[59] **Acknowledgments.** Part of this work was done while D.F.V. and H.P.L. were on a research visit to the Observatoire de Paris, France, and D.F.V. was on a scientific visit to the University of Iowa, USA. We acknowledge support by the Austrian Academy of Sciences, by the Amadée project V2 from the "Österreichischer Austauschdienst" and by the University of Iowa. Cassini-RPWS activities at LESIA are supported by the French CNES (Centre National d'Etudes Spatiales). We owe much to Bob Manning, who passed away too soon (3 June 2002 at the age of 63).

[60] Arthur Richmond thanks Michael Kaiser and another reviewer for their assistance in evaluating this paper.

References

- Born, M., and E. Wolf (1993), *Principles of Optics*, Pergamon, New York.
- Fischer, G., et al. (2001), Wire-grid modeling of Cassini spacecraft for the determination of effective length vectors of the RPWS antennas, in *Planetary Radio Emissions V*, edited by H. O. Rucker, M.-L. Kaiser, and Y. Leblanc, pp. 347–356. Austrian Acad. of Sci. Press, Vienna.
- Gurnett, D. A., et al. (2004), The Cassini radio and plasma wave science investigation, *Space Sci. Rev.*, in press.
- Ladreitner, H. P., P. Zarka, and A. Lecacheux (1994), Direction finding study of Jovian Hectometric and broadband Kilometric radio emissions: Evidence for their auroral origin, *Planet. Space Sci.*, 42, 919–931.
- Ladreitner, H. P., P. Zarka, A. Lecacheux, W. Macher, H. O. Rucker, R. Manning, D. A. Gurnett, and W. S. Kurth (1995), Analysis of electromagnetic wave direction finding performed by spaceborne antennas using singular-value decomposition techniques, *Radio Sci.*, 30, 1699–1712.
- Ortega-Molina, A., and G. Daigne (1984), Polarization response of two crossed monopoles on a spacecraft, *Astron. Astrophys.*, 130, 301–310.
- Ortega-Molina, A., and A. Lecacheux (1991), Polarization of Jovian hectometric emission, *J. Geophys. Res.*, 96, 11,441–11,453.
- Press, W. H., B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, and W. T. Vetterling (1986), *Numerical Recipes, the Art of Scientific Computing*, Cambridge Univ. Press, New York.
- Rucker, H. O., W. Macher, R. Manning, and H. P. Ladreitner (1996), Cassini model rheometry, *Radio Sci.*, 31, 1299–1311.
- Zarka, P. (1998), Auroral radio emissions at the outer planets: Observations and theories, *J. Geophys. Res.*, 103, 20,159–20,194.
- Zarka P., B. Cecconi, and W. S. Kurth (2003), Jupiter's low frequency radio spectrum from Cassini/RPWS absolute flux density measurements, *J. Geophys. Res.*, 109, A09S15, doi:10.1029/2003JA010260.
- T. Averkamp, D. A. Gurnett, G. B. Hospodarsky, and W. S. Kurth, Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, IA, USA. (terrence-averkamp@uiowa.edu; donald-gurnett@uiowa.edu; george-hospodarsky@uiowa.edu; william-kurth@uiowa.edu)
- B. Cecconi, P. Fédou, A. Lecacheux, and P. Zarka, Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique, Observatoire de Paris, Place Jules Janssen, 92195 Meudon Cedex, France. (baptiste.cecconi@obspm.fr; pierre.fedou@obspm.fr; alain.lecacheux@obspm.fr; philippe.zarka@obspm.fr)
- G. Fischer, H. P. Ladreitner, W. Macher, H. O. Rucker, and D. F. Vogl, Space Research Institute, Austrian Academy of Sciences, Schmiedlstrasse 6, 8010 Graz, Austria. (georg.fischer@oeaw.ac.at; peter.ladreiter@securitykag.at; wolfgang.macher@oeaw.ac.at; helmut.rucker@oeaw.ac.at; dieter.vogl@oeaw.ac.at)

ANNEXE D

[Zarka et al., *J. Geophys. Res.*, 2004]

Article à paraître dans le numéro spécial Cassini–Jupiter du JGR

Référence bibliographique :

P. Zarka, B. Cecconi, and W. S. Kurth. Jupiter's low frequency radio spectrum from Cassini/RPWS absolute flux density measurements. *J. Geophys. Res.*, sous presse, 2004.

Jupiter's low-frequency radio spectrum from Cassini/Radio and Plasma Wave Science (RPWS) absolute flux density measurements

P. Zarka and B. Cecconi

Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique, Observatoire de Paris, Centre National de la Recherche Scientifique, Meudon, France

W. S. Kurth

Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, Iowa, USA

Received 30 September 2003; revised 5 January 2004; accepted 28 January 2004; published 14 August 2004.

[1] We apply the calibration method developed by *Dulk et al.* [2001] to the data from the Cassini/Radio and Plasma Wave Science (RPWS) High-Frequency Receiver in order to derive flux density measurements of six components of the Jovian low-frequency radio spectrum over the full frequency range of the instrument (3.5 kHz to 16.1 MHz). The estimated accuracy is better than 50%, i.e., much less than the intrinsic variations of the flux densities of these radiosources. It is mainly limited by the accuracy of the model used for the radio galactic background. Instrumental parameters such as the antennas' effective lengths and base capacitance are constrained in the calibration process. From 6 months of calibrated data centered on the Cassini-Jupiter flyby, we derive the average and peak Jovian radio spectrum between 3.5 and 16.1 MHz and its range of fluctuations, from which we deduce constraints on the beaming of the various radio components and estimate the power emitted by each component. Our calibration procedure also allows us to compare Cassini measurements of the Jovian radio spectrum with ground-based measurements performed, e.g., in Nançay above the ionospheric cutoff (10–15 MHz). It will be used to derive absolute flux measurements during the Saturn tour. **INDEX TERMS:** 6220 Planetology: Solar System Objects: Jupiter; 6954 Radio Science: Radio astronomy; 6994 Radio Science: Instruments and techniques; 2756 Magnetospheric Physics: Planetary magnetospheres (5443, 5737, 6030); 0609 Electromagnetics: Antennas; **KEYWORDS:** Jupiter, magnetosphere, radio emissions, radioastronomy, absolute flux density measurements, Cassini mission

Citation: Zarka, P., B. Cecconi, and W. S. Kurth (2004), Jupiter's low-frequency radio spectrum from Cassini/Radio and Plasma Wave Science (RPWS) absolute flux density measurements, *J. Geophys. Res.*, 109, A09S15, doi:10.1029/2003JA010260.

1. Introduction

[2] The Cassini spacecraft en route to Saturn carries an experiment dedicated to measuring radio waves and plasma waves produced by the magnetosphere of Saturn: the Radio and Plasma Wave Science experiment (RPWS) [see *Gurnett et al.*, 2004]. This instrument also performed measurements during the flybys of Venus in 1998 and 1999 [*Gurnett et al.*, 2001], of the Earth in 1999 [*Kurth et al.*, 2001], and of Jupiter in 2000–2001. It consists of a set of receivers covering altogether the frequency range from ~ 0 to 16.1 MHz. These receivers are connected to seven sensors: three electric antennas, three magnetic antennas, and a Langmuir probe. The specifically "radio" part of the instrument, also called the HFR (High-Frequency Receiver), covers the range 3.5 kHz to 16.1 MHz and can be connected to the electric antennas only (there is no need for magnetic measurements as $E/B = c = \text{constant}$ for free-space radio waves). These antennas are three wire monopoles (actually tubular booms)

called here +X, –X, and Z (the names u, v, and w can also be found, as in the work of *Gurnett et al.* [2004]). Each one is 10 m long. The booms +X and –X, forming an angle of $\sim 120^\circ$, can be used together as an electric dipole (D). The HFR has two input channels, allowing one to perform simultaneous measurements from two selectable sensors (monopole +X, –X or dipole D in channel 1 and monopole Z in channel 2). Because Cassini is not an exploratory mission like Voyager but was rather designed for in-depth studies of the Saturnian system, many experiments are programmable in a variety of operating modes optimized for specific analyses. The HFR is no exception: it can be programmed with setup parameters defining the exploration scheme of the time–frequency plane (frequency range, temporal and spectral resolutions, etc.). During the 6 month period analyzed in this paper, the HFR setup was changed at times as often as every few minutes, but at other times it could remain fixed for hours. The counterpart of this flexibility is an increased complexity of the data and of their calibration.

[3] A specific HFR setup allows one to combine simultaneous measurements from the two channels and compute autocorrelations and cross-correlations between the corres-

ponding signals, providing thus the capability to derive the full polarization (four Stokes parameters $S = \text{flux}$, U , $Q = \text{linear polarization}$, and $V = \text{circular polarization}$) and \mathbf{k} vector (characterized by an azimuth angle φ and an elevation angle θ) of the incoming radio waves: this is the “direction-finding” mode of the instrument which allows one to restore an angular resolution about $1^\circ\text{--}2^\circ$ [Ladreitner *et al.*, 1995; Vogl *et al.*, 2004]. However, the flux S intervenes here as a multiplying (scaling) factor on the measurements of all sensors, which implies that its accurate determination has to be carried out separately.

[4] The present paper describes the method that has been implemented on the data from the Cassini/RPWS HFR in order to derive absolute flux density measurements in routine with this receiver over its full frequency range, independent of its mode of operation and of the sensors used (monopole or dipole). It is then applied to 6 months of data around Cassini’s closest approach to Jupiter (30 December 2000), in order to obtain accurate measurement of the full Jovian low-frequency radio spectrum, which includes at least seven distinct radio components. The interest of absolute flux density measurements is obvious to constrain emission mechanisms, perform radio energy budgets (to be correlated with various input powers on the magnetosphere [see Zarka *et al.*, 2001b]), and derive unbiased long series of flux measurements. The latter allow one to compare the energetics of the various radio components at all the visited planets as well as to correlate with solar wind fluctuations or other possible “control” parameters of the radio emissions [see Zarka, 1998, and references therein]. This capability will be particularly useful during the Saturn tour starting mid-2004. Applied to Jupiter, it also allows us to intercompare various ground-based and space-based observations of Jupiter’s radio emissions.

2. Method

2.1. Short Antenna Calibration

[5] When the length of a wire antenna is short as compared to the wavelength ($2L$ significantly less than $\lambda/2$, where λ is the radio wavelength and L is the wire length), the antenna sees an homogeneous time-varying electric field and thus the conversion of the signal P (in $\text{V}^2 \text{Hz}^{-1}$) measured at the receiver’s input into incoming flux density S (in $\text{Wm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$) can be simply written [Manning, 2000]:

$$S = \frac{P}{Z_0 L^2 \left(\frac{c_a}{c_a + c_b} \right)^2}, \quad (1)$$

where Z_0 is the impedance of free space ($Z_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} = 120\pi = 377 \Omega$), L is the effective length of the antenna, c_a is the antenna capacitance, and c_b is the base capacitance of the antenna mount and feed. Values of P are derived from output data numbers returned by the HFR after a “zero level” calibration step (described by Manning [1999]) correcting for the specific setup of the instrument (temporal and spectral resolutions, etc.).

[6] The accuracy associated to equation (1) is linked to that on L , c_a , and c_b . The geometrical center-to-center distance of $+X$ and $-X$ booms, 9.26 m (cf. RPWS antenna calibration document, University of Iowa, available at <http://www-pw.physics.uiowa.edu/~wsk/cas/daspage/antenna.pdf>), is a good approximation of the effective length of the electric dipole D . The effective length of the monopoles is modified by the presence of the spacecraft body. The antenna capacitance, $c_a \sim 100 \text{ pF}$ for the monopoles, can be reliably computed theoretically [Manning, 2000]. The base capacitance c_b is more difficult to estimate due to its dependence on the antenna mechanism, cables, HFR input, and spacecraft structure. Computation using an antenna modeling program with an accurate representation of the geometry yielded $c_b \sim 150 \text{ pF}$ for the monopoles (both capacitance should be halved for dipole measurements) so that $c_a/(c_a + c_b) \sim 0.4$. This capacitance ratio plays thus the role of a $\sim 8 \text{ dB}$ attenuator for HFR measurements.

[7] Short antenna calibration is the standard method to derive absolute flux densities at low frequencies with a reasonable accuracy (a few tens of %) depending on the knowledge of L and of $c_a/(c_a + c_b)$. It is valid as long as $2L \ll \lambda/2$, i.e., $f \ll 8 \text{ MHz}$. We will see below that the actual limit on Cassini is in practice $f \leq 2 \text{ MHz}$. Above this frequency, c_a increases (up to $\sim \infty$ at half-wave resonance), and substantial error is made using equation (1), increasing with increasing frequency. We must then use another calibration procedure at higher frequencies.

[7] Short antenna calibration is the standard method to derive absolute flux densities at low frequencies with a reasonable accuracy (a few tens of %) depending on the knowledge of L and of $c_a/(c_a + c_b)$. It is valid as long as $2L \ll \lambda/2$, i.e., $f \ll 8 \text{ MHz}$. We will see below that the actual limit on Cassini is in practice $f \leq 2 \text{ MHz}$. Above this frequency, c_a increases (up to $\sim \infty$ at half-wave resonance), and substantial error is made using equation (1), increasing with increasing frequency. We must then use another calibration procedure at higher frequencies.

2.2. Calibration Using the Galaxy

[8] Because the background radio radiation of the galaxy largely dominates the instrumental noise above $\sim 1 \text{ MHz}$ (up to several hundreds of MHz) and thanks to the good sensitivity of the receiver, the HFR is able to detect the galactic background permanently, unless it is hidden by intense, sporadic superimposed emission from Jupiter or the Sun. The galactic background at low frequencies ($\approx 1\text{--}100 \text{ MHz}$) is known well enough to play the role of a calibration source. This is especially true when using monopole or dipole antennas, which have a very large primary beam ($8\pi/3$) and thus smooth out the weak spatial fluctuations of the galactic emission.

[9] Dulk *et al.* [2001] built an empirical analytical galactic background model based on >100 independent measurements from >20 observers (including ISEE 3, Wind/WAVES, Ulysses, BIRS, etc.) between ~ 0.5 and 20 MHz . The galactic background flux density S_g (in $\text{Wm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$) detected in a dipole’s beam thus is

$$S_g = \left[I_g f^{-0.52} \left(\frac{1 - e^{-\tau}}{\tau} \right) + I_{eg} f^{-0.8} e^{-\tau} \right] \times \Omega \times \eta, \quad (2)$$

where $I_g = 2.48 \times 10^{-20}$ is the galactic contribution, $I_{eg} = 1.06 \times 10^{-20}$ is the extragalactic contribution, $\tau(f) = 5.0 \times f^{-2.1}$ is the interstellar opacity, f is the frequency in MHz, $\Omega = 8\pi/3$ is the dipole beam, and $\eta(f)$ is a geometrical correction factor for the inhomogeneous distribution of the background radio radiation between the galactic plane and the galactic poles ($\eta = 1$ for $f \leq 3 \text{ MHz}$, and it increases by $\sim 4.3\%/ \text{MHz}$ for $f > 3 \text{ MHz}$).

[10] In addition, Manning and Dulk [2001] compiled measurements of the brightness temperature T_B of the galactic background between 200 kHz and 13 MHz with the Wind/WAVES experiment. Once converted to flux densities ($S = 2kT_B\Omega/\lambda^2$), these tabulated measurements are in perfect agreement with the above model above 500 kHz and allow us to extend it down to 200 kHz .

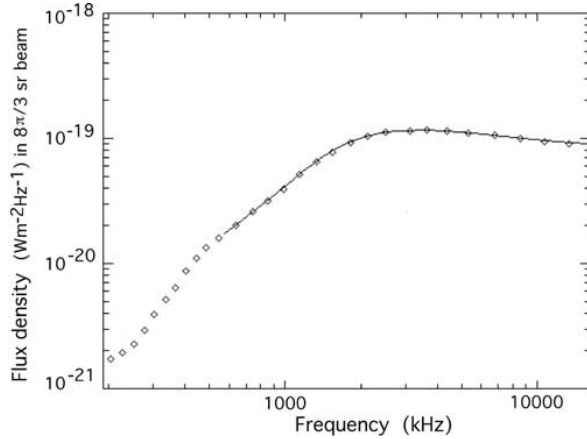


Figure 1. Galactic low-frequency model radio spectrum $S_g(f)$ derived from *Dulk et al.* [2001] (continuous line) and *Manning and Dulk* [2001] (diamonds). Their combination is our reference galactic background flux density spectrum.

[11] For the purpose of the present work, we combined the results from these two papers in a single reference galactic background flux density spectrum tabulated between 200 kHz and 16.1 MHz. This galactic low-frequency radio spectrum $S_g(f)$ is displayed in Figure 1. Conversion of the signal (P) measured at the receiver's input into incoming flux density (S) now is

$$S = \frac{P - P_g - P_r}{P_g} S_g, \quad (3)$$

with $P_g(f)$ corresponding to the measured galactic background spectrum and $P_r(f)$ corresponding to the receiver noise level.

2.3. Receiver Noise

[12] Measurements of P_r performed on the ground before launch are polluted by the electromagnetic environment of the laboratory. Therefore 1 hour of observation with RPWS was carried out 10 days after launch at instrument turn-on (25 October 1997, 0000 to 0100 UT) before deploying the antennas. A series of 119 spectra covering the full spectral range of the instrument were recorded in both HFR channels, connected to the undeployed dipole D and monopole Z, respectively. Figure 2a displays the corresponding dynamic spectrum from channel 1. Only background noise and weak interference lines were detected. The latter are attributed to various onboard activity and should thus not be included in the receiver's noise level P_r that we will use as a reference. We obtained P_r by recording the minimum level detected at each frequency during this 1-hour interval and then removing discrete interference lines (with linear interpolation through them). The corresponding noise levels for the two channels are displayed on Figure 2b. Several remarks can be made: (1) the noise level is higher by 1–2 dB in channel 1 (input of dipole D); (2) the minimum noise level corresponds to ≈ 7 –10 nV Hz^{-1/2}, consistent with expectations from the laboratory; (3) the level increases toward the lower end of each HFR subband (spectral analysis is performed through digital filtering plus automatic gain control loop in the range 3.5–320 kHz and with a swept frequency filter, heterodyne scheme, above ~ 300 kHz).

[13] The discontinuity about 300 kHz is attributed to the change of subband, implying the use of different parts of the receiver's electronics. The increase at very low frequencies (< 10 kHz) may be attributed to $1/f$ noise as well as noise generated by spacecraft subsystems (EMI is electromagnetic interference). In both cases, it should be included in P_r . The increase between ~ 1 MHz and 300 kHz may be attributed either to noise generated by spacecraft subsystems or to external noise picked up even

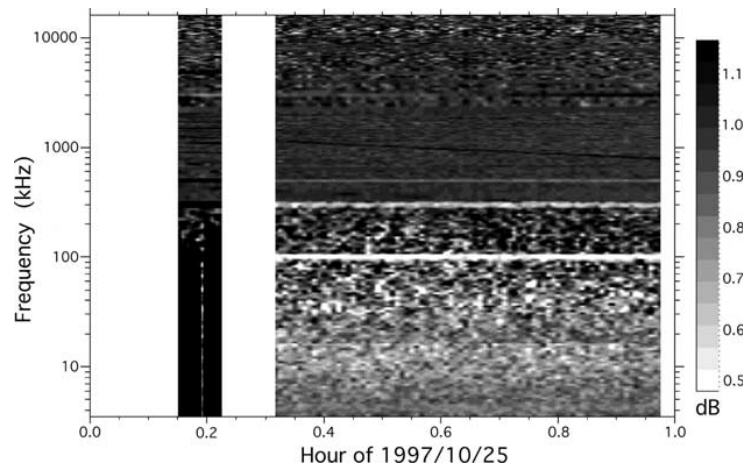


Figure 2a. Dynamic spectrum of the receiver's output in HFR channel 1 before deployment of the dipole antenna. Background noise fluctuations and weak interference lines are detected.

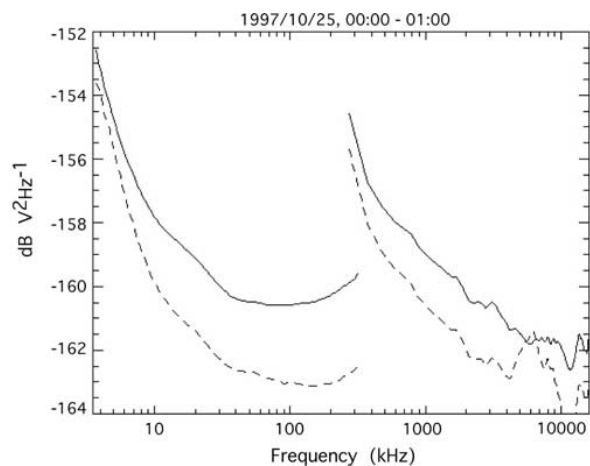


Figure 2b. Minimum noise levels measured before antenna deployment at the inputs of channel 1 (dipole D shown by continuous lines) and channel 2 (monopole Z shown by dashed lines) in the two HFR subbands (3.5–320 kHz and \sim 300–16100 kHz).

in the absence of deployed antennas (as suggested also by remark 1). Only the former should be included in P_r , because external noise varies with the plasma environment of the spacecraft. We propose a solution for this issue in section 2.5.

2.4. Measured Galactic Noise

[14] The observed HFR spectrum corresponding to the sum of galactic background noise and receiver noise ($P_g + P_r$) was derived as follows:

[15] 1. Several intervals of a few hours were selected, all with a very low level of solar and planetary radio activity and a low level of spacecraft interference; these data were recorded with various instrument setups. Figure 3a displays one such interval where the dynamic spectrum reveals a quiet galactic radio background with a few solar type III bursts superimposed [see, e.g., *Bougeret et al.*, 1998; *Robinson and Cairns*, 2000];

[16] 2. At each frequency, the statistical fluctuations of the background level appear as a well-defined gaussian distribution centered on the average value of $(P_g + P_r)$ at that frequency, as illustrated in Figures 3b and 3c.

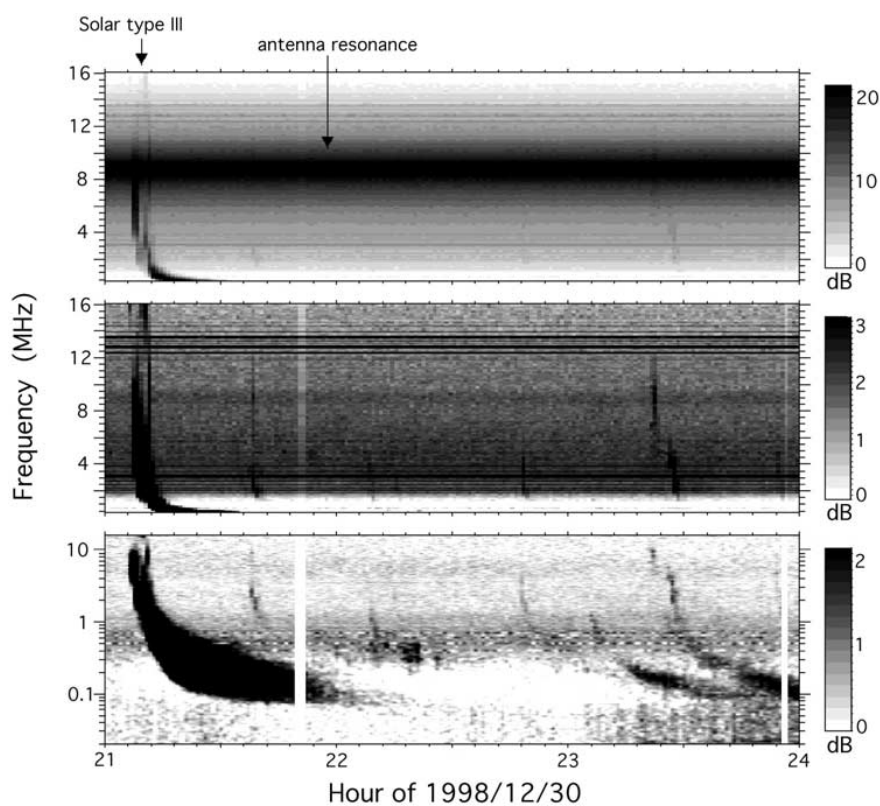


Figure 3a. Quiet interval of HFR data recorded with the dipole antenna (channel 1). Top panel displays raw data with linear frequency scale. Middle panel displays the dynamic spectrum after subtraction of a frequency-dependent background. Bottom panel shows the whole HFR band after background subtraction, with log frequency scale. One intense and several weak solar type III bursts are detected.

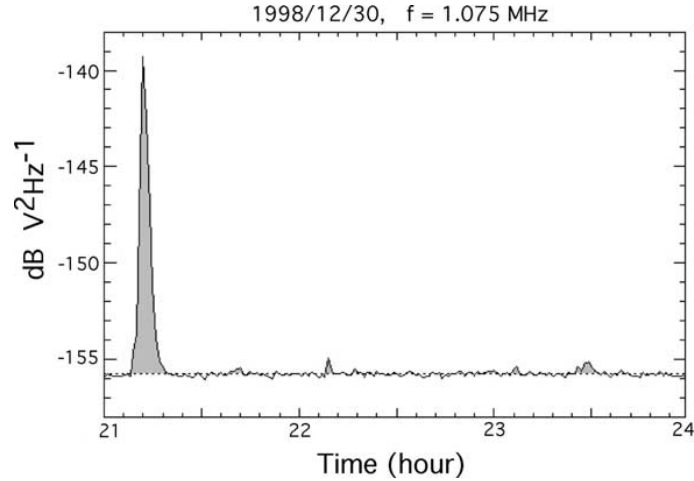


Figure 3b. Cut of Figure 3a at frequency $f \sim 1$ MHz. Time resolution is 60 s per sample. Type III emission is gray shaded. The background level is indicated by the dotted line. Its fluctuations are less than ± 0.2 dB.

[17] It was found that the zero level calibration step (through which HFR data numbers are converted to $V^2 \text{ Hz}^{-1}$) corrects for the changing instrument setups with a relative accuracy better than 1–2 dB. Conversely, the dipole and monopole antennas (furthermore perturbed by the large spacecraft body) have very different spectral responses. Measurements performed with dipole and monopole antennas should then be processed separately. Figures 4a and 4b accordingly display the resulting curves $(P_g + P_r)(f)$ for

measurements performed respectively with the dipole antenna and with $\pm X$ monopole antennas (similar curves are obtained for $+X$ or $-X$ separately).

[18] The galactic background noise spectrum derived in this way is found to be very stable in time when

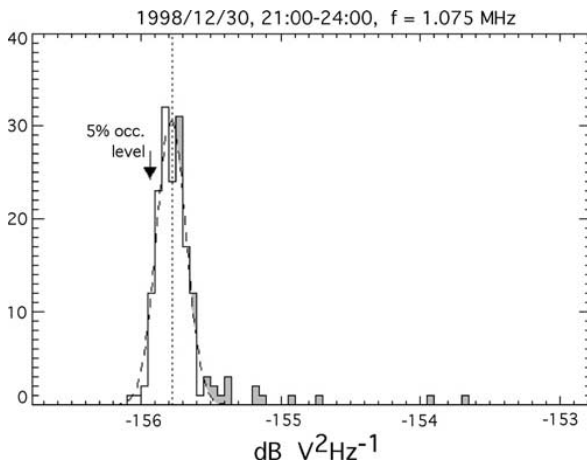


Figure 3c. Histogram of intensities in 60 s samples of Figure 3b, at $f = 1.075$ MHz. The gaussian distribution (dashed) corresponds to the galactic noise plus receiver noise and their fluctuations at this frequency. The average value of $(P_g + P_r)$ at 1.075 MHz corresponds well to the mode of the histogram (dotted line). The higher intensity tail (gray shaded) corresponds to measurements of the type III emission. The limit of the lower 5% occurrence level is arrowed.

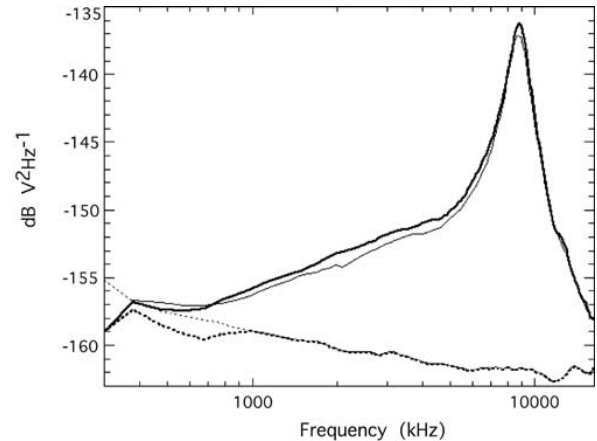


Figure 4a. Galactic background noise spectrum (plus receiver noise) measured by the HFR with the dipole antenna (channel 1). The peak at 8.8 MHz is the electrical resonance at $2L \approx \lambda/2$. The lightface continuous curve was obtained from quiet intervals of a few hours far from Jupiter. The boldface continuous curve, computed as the lower 5% occurrence level detected at each frequency during a 6-month interval centered on the Jupiter flyby, serves as our reference for $(P_g + P_r)(f)$ for Jupiter studies. The lightface dotted curve is the minimum noise level measured before antenna deployment at the input of channel 1 (taken from Figure 2b). The boldface dotted line is the receiver noise spectrum in dipole mode as derived in section 2.5.

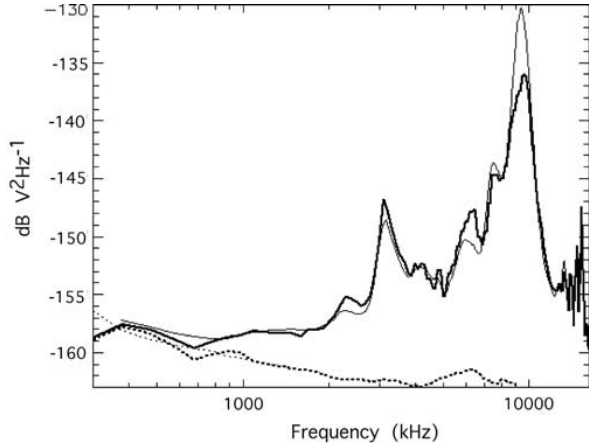


Figure 4b. Galactic background noise spectrum (plus receiver noise) measured by the HFR with the $\pm X$ monopole antennas (channel 1). The main electrical resonance is at 9.4–9.6 MHz. Peaks at 3 MHz and ≥ 13 MHz are interference. The lightface continuous curve was obtained from quiet intervals of a few hours far from Jupiter. The boldface continuous curve, computed as the lower 5% occurrence level detected at each frequency during a 6-month interval centered on the Jupiter flyby, serves as our reference for $(P_g + P_r)(f)$ for Jupiter studies. The lightface dotted curve is the minimum noise level measured before antenna deployment at the input of channel 2 (taken from Figure 2b). The boldface dotted line is the receiver noise spectrum in monopole mode as derived in section 2.5.

measured with the dipole antenna (Figure 4a). The main electrical resonance at 8.8 MHz corresponds to the imaginary part of the antenna impedance becoming inductive and equal to $-c_b$, just above the frequency at which $2L \approx \lambda/2$ [Manning, 2000]. For measurements with monopole antennas (Figure 4b) the main electrical resonance is about 9.5 MHz and secondary peaks appear on the measured galactic spectrum. Some of them (at 3 MHz and above 13 MHz) are due to quasi-permanent spacecraft interference (which cancel out in dipole mode), others (at ~ 6.3 and 7.5 MHz) are secondary electrical resonances resulting from the interaction between the antenna and the conductive spacecraft structure, especially the 13-m-long magnetometer boom placed symmetrically between the $+X$ and $-X$ monopoles. In monopole mode, the resonance frequency is found to vary with time (between 9.4 and 9.6 MHz for the main one) and in amplitude (by a few dB), probably due to moving parts on the spacecraft (as the Cosmic Dust Analyzer and soon the Huygens probe). This may be a major limitation on the accuracy of the calibration using the galaxy (equation (3)). The internal HFR calibrations periodically carried out in-flight do not help in this case because the problem arises from the variation of the antenna response.

[19] In order to achieve better accuracy, it is thus necessary to compute the galactic spectrum measured at the time of the observations we want to calibrate. During the ± 6 months around Jupiter's flyby, the nearly continu-

ous Jovian radio activity does not leave room for quiet intervals of a few hours. However, we noticed that the limit of the lower 5% occurrence level in histograms such as in Figure 3c, which takes advantages of quiet periods frequency per frequency and independent of their duration, is always close (within 1 dB) of the galactic background level. Thus we computed in this way the galactic spectrum measured during the Jupiter flyby, which is displayed on Figures 4a and 4b (boldface continuous lines). These plots confirm that little change is observed in dipole mode but significant variations in monopole mode near the resonances. In the following, we will use these latter spectra as reference for $(P_g + P_r)(f)$.

2.5. Comparison and Merging of the Two Calibration Methods

[20] Calibration using the short antenna formula in equation (1) is valid for $2L \ll \lambda/2$, i.e., $f \ll 8$ MHz. As said above, it will be used in practice up to 2 MHz. The formula in equation (1) has to be modified as follows to include subtraction of receiver noise:

$$S_1(f) = \frac{P(f) - P_r(f)}{K}, \quad (4)$$

with P in $V^2 \text{ Hz}^{-1}$ and

$$K = Z_o L^2 \left(\frac{c_a}{c_a + c_b} \right)^2. \quad (5)$$

K has to be determined accurately and should be different for dipole and monopole measurements (cf. section 2.1).

[21] Conversely, calibration using the galactic background as a reference (equation (3)) requires that the latter is known with good accuracy. This is the case only above 200 kHz (Figure 1), but in practice we will only use measurements from the HFR subband starting at $f \sim 300$ kHz. Leaving subtraction of the galactic background as a last step, we have thus:

$$S_2(f) = \frac{P(f) - P_r(f)}{P_g(f)} S_g(f). \quad (6)$$

A difficulty is raised by the determination of P_r at low frequencies. The predeployment noise levels of Figure 2 are not small compared with P and P_g in the range 0.3–1 MHz: the difference between $(P_g + P_r)$ and these noise levels is < 3 dB in that range as displayed in Figures 4a and 4b and even negative at 300 kHz, suggesting that predeployment noise levels include external noises and are an overestimation of P_r .

[22] Determination of K and of P_r was performed as follows:

[23] 1. Comparing $S_1(f)$ and $S_2(f)$ in the range 1–2 MHz, where both calibration methods are reliable, we find that $S_2(f)/S_1(f) = K S_g(f)/P_g(f)$ is independent of f , as expected; above 1 MHz, P_g can be determined with an error ≤ 1 dB as $(P_g + P_r)$ minus the pre-deployment noise levels (Figures 4a and 4b). The condition $S_2(f)/S_1(f) = 1$ then allows us to determine K ; we find $K = 3520 \Omega m^2$ in dipole mode and $K = 1070 \Omega m^2$ in monopole mode. We discuss in the next section

A09S15

ZARKA ET AL.: JOVIAN RADIO SPECTRUM MEASURED BY CASSINI

A09S15

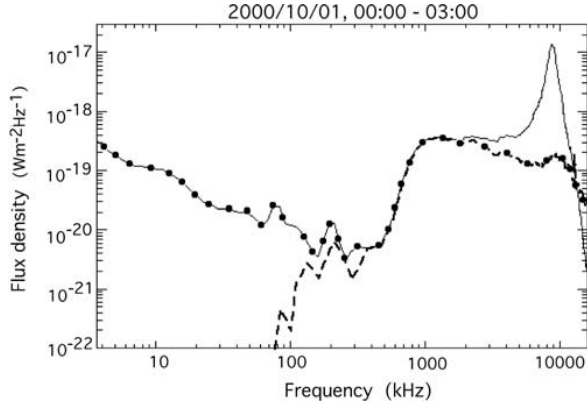


Figure 5a. Average spectrum of Jovian radio emissions detected on 2000/10/01, 0000 to 0300 with the HFR dipole antenna. Distance to Jupiter is 1184 R_J or 0.565 AU. Spectra obtained through short dipole calibration (continuous line) and calibration based on the galactic background (dashed line) are compared (see text). Final (composite) calibrated spectrum is indicated by solid dots.

the consequences of these results in terms of antenna parameters.

[24] 2. In the range 0.3–1 MHz, we must also have $S_2(f)/S_1(f) = 1$ with the same values of K ; considering $(P_g + P_r)$ as reliable, we can deduce P_r as $P_r(f) = (P_g + P_r)(f) - KS_g(f)$. The resulting curve $P_r(f)$ is displayed in Figures 4a and 4b (boldface dotted lines) for dipole and monopole measurements; the receiver noise determined in this way does not

exceed $-158 \text{ dB V}^2 \text{ Hz}^{-1}$, i.e., $\sim 13 \text{ nV Hz}^{-1/2}$, again consistent with laboratory estimates.

[25] Finally, calibration of measurements over the whole HFR band (3.5 kHz to 16.1 MHz) was performed as follows: (1) below 1 MHz using short dipole calibration only; (2) between 1 and 2 MHz by averaging the results of both calibration methods; (3) above 2 MHz using the reference galactic background only. Then, the galactic background spectrum of Figure 1 is subtracted from calibrated data, and a correction is applied for the variable Cassini-Jupiter distance (flux densities are normalized to a distance of 1 AU).

[26] Figures 5a and 5b illustrate this procedure: the data correspond to the interval from 0000 to 0300 on 1 October 2000 (DOY 275). Measurements were performed with the dipole antenna. Distance to Jupiter was 1184 R_J (Jovian radius $- 1 R_J = 71400 \text{ km}$) or 0.565 AU. Strong Jovian radio emission was detected in the hecto-decameter range and weaker one in the kilometer range. Figure 5a compares the flux density spectrum averaged over the 3-hour period obtained via both calibration methods over the whole frequency range. The two methods match perfectly in the range 0.3–2 MHz. Above 2 MHz, the short antenna calibration (continuous line) increasingly overestimates the flux density up to almost two orders of magnitude at antenna resonance. In contrast, the latter is smoothed out via calibration using the galactic background (dashed line). Below 200 kHz, extrapolation of the galactic background is not reliable so that corresponding flux densities are meaningless. The final calibrated flux density spectrum is thus composite from the two methods: short antenna calibration below 2 MHz and calibration via galactic background above

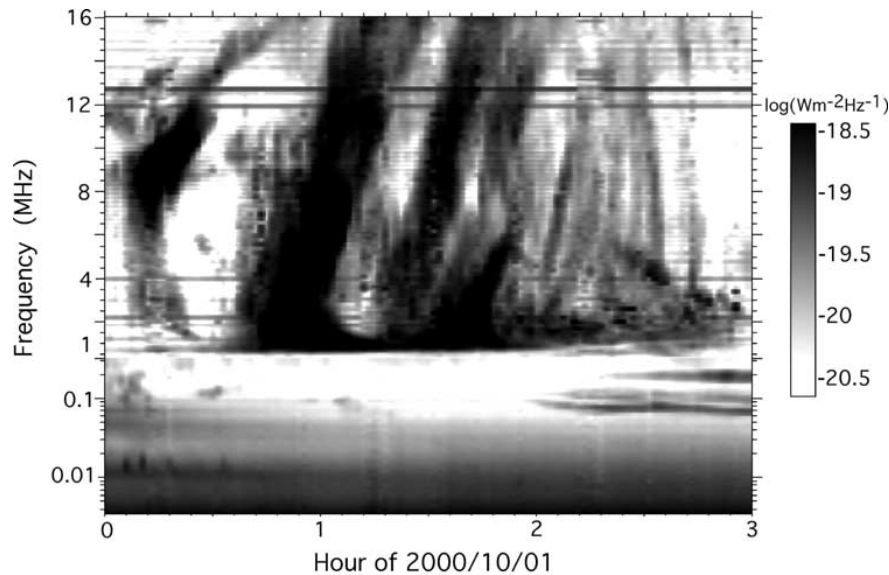


Figure 5b. Dynamic spectrum of received Jovian flux densities, normalized to a distance of 1 AU. Time integration is 90 s per spectrum. The low-frequency scale ($f \leq 320 \text{ kHz}$) has a log scale with spectral resolution $\delta f/f = 10\%$. The high-frequency scale ($\geq 320 \text{ kHz}$) is linear with spectral resolution $\delta f = 100 \text{ kHz}$. Strong hecto-decameter emissions (so-called radio arcs) is prominent above $\sim 1 \text{ MHz}$, together with weaker patches of kilometer emission about 100–200 kHz. Local plasma frequency at the spacecraft is below 10 kHz.

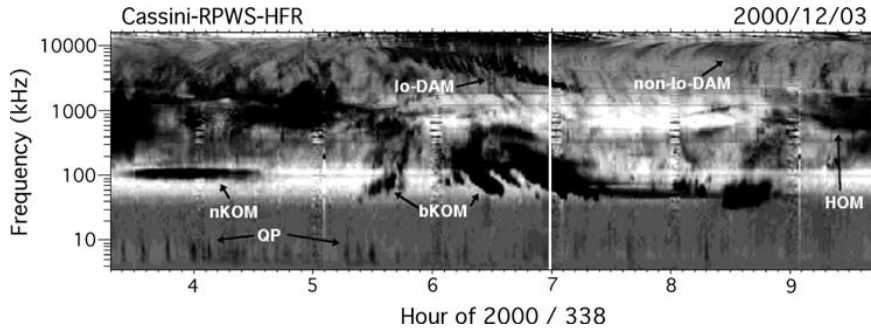


Figure 6a. Jovian low-frequency radio emissions detected on 3 December 2000 by the RPWS experiment onboard Cassini approaching Jupiter. Frequency range is 3.5 kHz to 16.1 MHz. The Io-DAM emission appears here down to about 2 MHz, while weaker Io-independent (non-Io-DAM) arcs merge with the hectometer component (HOM) detected down to ~ 400 kHz. The auroral broadband kilometer component (bKOM) is detected down to ~ 40 kHz. The narrowband emission (nKOM) about 100 kHz is generated at or near the plasma frequency f_{pe} in Io's torus. The quasi-periodic (QP) bursts, spaced by 5 to >15 min, are detected in the ~ 5 to 20 kHz range. Distance to Jupiter was $383 R_J$ (2.7×10^7 km) at the time of this observation.

1 MHz (dotted). Figure 5b displays a dynamic spectrum calibrated accordingly. It should also be noted that the lower-frequency end of the spectrum, below a few tens of kHz, partly consists of local noise (quasi-thermal noise, electrostatic noise due to photoelectrons and various other electrostatic and electromagnetic noises [see Zarka, 2004, and references therein]). Levels in $\text{Wm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$ are meaningless for most of them, and furthermore they are corrupted by the correction for the distance to Jupiter. The spectra and dynamic spectra we obtain following the above procedure apply thus only to Jovian radio emissions (with f necessarily above the local plasma frequency ~ 5 –10 kHz). Before applying our calibration procedure to the Jupiter flyby data set, we briefly comment below on the consequences that our results imply on antenna parameters (effective lengths and capacitance).

3. Constraints on Antenna Parameters

[27] The above values deduced for $K = Z_0 L^2 c_a^2 / (c_a + c_b)^2$ imply $L c_a / (c_a + c_b) = 3.06$ m in dipole mode and 1.68 m in monopole mode. The electrical resonance at 8.8 MHz (dipole case) (cf. section 2.4) implies an effective length $L_D \geq 8.5$ m, consistent with the geometrical estimate of section 2.1. This leads to $c_a / (c_a + c_b) \leq 0.36$. With $c_a = 50$ pF, one gets $c_b \geq 89$ pF, larger than half the computed monopole value.

[28] For the $\pm X$ monopoles, resonance about 9.5 MHz implies an effective length $L_M = 7.9$ m (note that in this case, $L = L_M/2 \approx 4$ m must be used in the expression of K because the voltage is measured between the monopole and the spacecraft). This leads to $c_a / (c_a + c_b) \leq 0.42$. With $c_a = 100$ pF, one gets $c_b \geq 138$ pF, consistent with estimates of section 2.1.

[29] The effective length inferred for $\pm X$ monopole antennas is consistent with that obtained through a rheometric study of a Cassini model [Rucker et al., 1996] (which also gives values for $L_M/2$). For the dipole, the length deduced from the resonance is 15% higher than that obtained from rheometric measurements (7.3 m). It should, however, be

noted that rheometry is more efficient for determining the orientation of the antennas (identifying the zeros and relative maxima of the antenna response) rather than their effective length (which depends on the absolute value of the measured signals).

[30] Rheometry also suggested $L_Z/L_{\pm X} = 1.1$, while resonances are observed at the same frequencies, suggesting a ratio closer to 1. Finally, calibration of the RPWS direction-finding mode using Jupiter as a radio source of reference implies a ratio $L'(Z)/L'(\pm X)$ about 0.85 [Vogl et al., 2004], with $L' = L(c_a/c_a + c_b)$. Assuming identical antenna capacitance, this implies a larger base capacitance (~ 180 pF) for the Z monopole than for the $\pm X$ ones.

4. Jovian Radio Spectrum

4.1. Jovian Radio Components

[31] Jupiter's low-frequency radio spectrum consists of at least seven main components [see e.g., Zarka, 2000]. Those are, by increasing frequency, (1) the nonthermal continuum (NTC), a featureless smooth low-frequency radiation partly trapped in and partly escaping the magnetospheric cavity [Kurth, 1992]; (2) the quasi-periodic (QP) bursts associated with part of the escaping NTC [MacDowall et al., 1993; Kaiser, 1998]; (3) the narrowband kilometric radiation (nKOM) originating from Io's plasma torus [Reiner et al., 1993]; (4) the broadband kilometric radiation (bKOM) of very high latitude auroral origin [Ladreitner et al., 1994]; (5) the hectometer emission (HOM), originating from high-latitude field lines threading the outer parts of the Io torus [Ladreitner et al., 1994; Zarka et al., 2001a]; (6) the auroral decameter emission, whose high-latitude source is not precisely located (it is often noted non-Io-DAM to distinguish it from the following component); (7) the Io-dependent decameter emission (Io-DAM), produced along field lines threading Io's dense plasma wake [Zarka et al., 2001a].

[32] Figure 6a displays a dynamic spectrum recorded by Cassini/RPWS on DOY 338 of year 2000, before closest approach. All the Jovian radio components except the NTC show up on this figure, revealing a complex morphology in

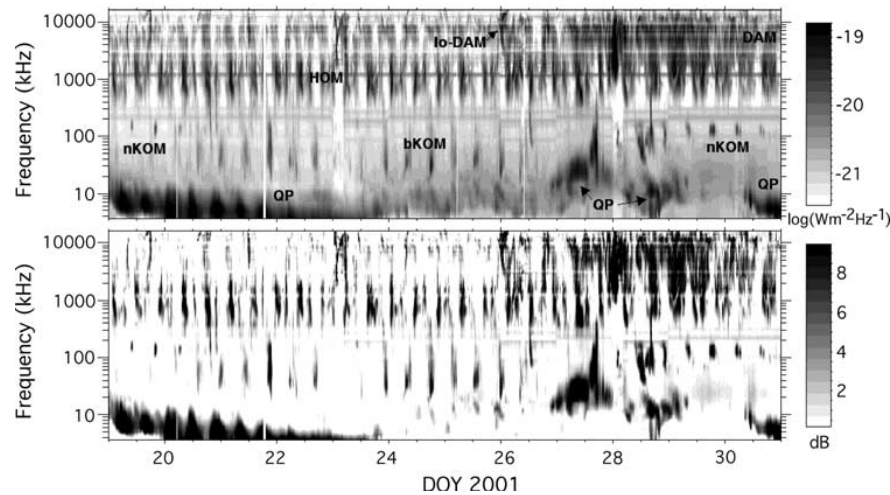


Figure 6b. Long-term dynamic spectra of Jovian radio components over a 12-day interval after closest approach. The upper panel displays calibrated flux densities as measured by Cassini, from a distance of 292 to 436 R_J from Jupiter. The bottom panel displays the same data after subtraction of a frequency-dependent background leading to enhancement of the contrast of long-term variations of the various components. The variable spectral range and strong modulation of QP emissions by the planetary rotation are well visible, as well the strong increase in DAM activity about DOY 27.

the time-frequency plane, as well as partly overlapping spectral ranges.

[33] As the trapped component has frequencies lower than the plasma frequency f_{pe} in the magnetosheath, it was observed only for a few hours on 2 days of the Cassini-Jupiter encounter period. It will not be studied here. The escaping NTC reaches frequencies higher than f_{pe} (magnetosheath) and can thus escape in the solar wind. It is produced in narrow frequency bands at magnetospheric boundaries and spreads into a continuum due to multiple reflections with random Doppler shifts in the magnetospheric cavity. It merges with intense QP bursts tails from which it is difficult to distinguish. In the present paper we have chosen to restrict our very low frequency studies to the QP bursts tail, and thus we will not address escaping NTC as a separate component.

[34] A set of RPWS-HFR data calibrated according to the procedure described above has been created for the period from 1 October 2000 to 1 April 2001, i.e., 182 days with almost continuous coverage (data gaps represent $\sim 10\%$ of the total, including a large gap between 1 and 5 February 2001) during which Cassini was within 1200 R_J from Jupiter (0.57 AU). Cassini had a near-equatorial trajectory, with a magnetic latitude ranging from -8° to $+13^\circ$ before closest approach and from -13° to $+6^\circ$ after closest approach. Time resolution is 90 s per spectrum. It was chosen as a best compromise between all the setups used over the Jupiter flyby, but data at higher time resolution (down to ~ 10 s/spectrum) do exist during limited intervals. However, in the present paper we do not draw any conclusion about fluctuations shorter than 90 s. The frequency range used over the whole periods consists of 48 logarithmically spaced channels between 3.5 and 320 kHz (with $\delta f/f = 10\%$), followed by 158 linearly spaced channels (with $\delta f = 100$ kHz) between 375 and 16,075 kHz. Here 88.5% of

the data have been recorded in monopole mode, 5.5% have been recorded in dipole mode, and 6% have been recorded in a combination of both (monopole below 2 MHz, dipole above).

[35] This set of calibrated HFR data allows us to create long-term dynamic spectra, such as Figure 6b, whose examination immediately reveals interesting properties of the various components, as for example, the following:

[36] 1. QP bursts exhibit a variable low-frequency cutoff apparently related to magnetospheric compressions [see Gurnett *et al.*, 2002]. The bursts, not individually resolved here, have extended low-frequency tails probably due to propagation delays, which superimpose and merge to produce at least part of the escaping continuum radiation [Desch, 1994; Kaiser, 1998]. Propagation effects affecting similar bursts in the Earth's magnetosphere have been studied in details by Steinberg *et al.* [2004]. Figure 6b reveals a strong modulation of QP emissions by the planetary rotation with one peak per rotation, consistent with earlier results [MacDowall *et al.*, 1993; Kaiser *et al.*, 1993]. These bursts have been mostly detected from the dusk and nightside of Jupiter during the flyby [Hospodarsky *et al.*, 2004]. Their source appears modulated in a clock-like way, illuminating simultaneously a broad solid angle, rather than rotating with the planet.

[37] 2. Here nKOM appears in episodes as first noted by Louarn *et al.* [1998], but the correlation of nKOM activity with auroral (HOM and DAM) radio activity is not straightforward.

[38] 3. Here bKOM appears extremely sporadic. It experiences long-term activity variations in addition to rotation modulation and shows a broad variable spectral range. Its long-term variations do not seem correlated with those nKOM, HOM, or DAM. Its rotation modulation is consistent with a lighthouse-like beam, with two peaks per rotation

Table 1. Typical Spectral Range of Jovian Low-Frequency Radio Components (Except NTC)

Spectral Range, kHz	Name of Component
3.5–23 ^a	QP
60–160	nKOM
23–400	bKOM
400–3000	HOM
3000–>16,100 ^b	DAM

^aValue is ≤ 10 kHz when magnetosphere is dilated and ≥ 10 kHz when it is compressed.

^bIncluding auroral (non-Io) component as well as Io-dependent component.

about 40° and 190° longitude (these peaks may be due to the intersection of the opposite walls of a widely open rotating hollow cone with the observer’s direction).

[39] 4. HOM is rotation modulated in the same way as bKOM but in antiphase, with peaks about 100° and 290° longitude [see, e.g., *Lecacheux et al.*, 1992]. It clearly merges with higher-frequency emission (non-Io-DAM) occurring simultaneously at the same phase of the planetary rotation (see, e.g., DOY 27–31 in Figure 6b). This strongly supports the interpretation of HOM and non-Io-DAM as the low-frequency and high-frequency part of the same radio component, respectively. On another hand, part of the time HOM emission is detected with much higher intensity than non-Io-DAM (see, e.g., DOY 19–26 in Figure 6b).

[40] 5. By contrast, Io-DAM appears as relatively isolated “arcs” in the high-frequency part of the dynamic spectra (see, e.g., DOY 19, 21, 23, 26), with a low-frequency cutoff between 2 and 2.5 MHz and thus disconnected from HOM emission. Non-Io-DAM emission appears often as intense as Io-DAM, except at frequencies ≥ 8 MHz (see below). The systematic study of modulations and long-term temporal variations of Jovian radio components will be the subject of a further paper.

4.2. Jovian Low-Frequency Radio Spectrum

[41] Obtaining a composite spectrum showing representative flux densities for all the studied Jovian low-frequency radio components is not a simple task: all these components display large intensity variations at several timescales; not all components show similar long-term variations; some components partly superimpose over a common frequency range, but have uncorrelated time variations; occasional presence of intense Solar type III bursts across a large part of the HFR spectral range pollute the computation of average spectra; components with a low duty cycle (as, e.g., bKOM) are diluted by time-averaging.

[42] The solution we have found to overcome this difficulties consists in:

[43] 1. Visual inspection of dynamic spectra over the whole 182-day interval of calibrated RPWS-HFR measurements for identifying periods of activity (at weak, moderate, or high level) for each radio component independently.

[44] 2. Selection of time intervals before and after Cassini-Jupiter encounter, each containing one of several active components. The duration of each selected interval was imposed to be a multiple of the planetary rotation period (9 hours and 55.5 min, corresponding to about four hundred 90-s spectra) in order not to bias averages over periodic emissions. 21 intervals with duration of 1 to 9 periods were selected between 2000/10/06 and 2001/03/19.

[45] 3. Determination of the typical spectral range of each component (cf. Table 1) from average spectra over each selected time interval.

[46] 4. For each component, in the intervals where it is present (≤ 21), we computed spectra of 50% and 1% occurrence levels (i.e., at each frequency the flux density normalized to a distance of 1 AU exceeded 50% and 1% of the time, respectively). Spectra for 50% occurrence levels are very close to average spectra but less sensitive to extreme (possibly spurious) values. Spectra for 1% occurrence are representative of peak values.

[47] The corresponding spectra are displayed on Figures 7a and 7b. Plots for individual intervals are displayed in solid lightface lines (except nKOM, which is dashed). Boldface lines

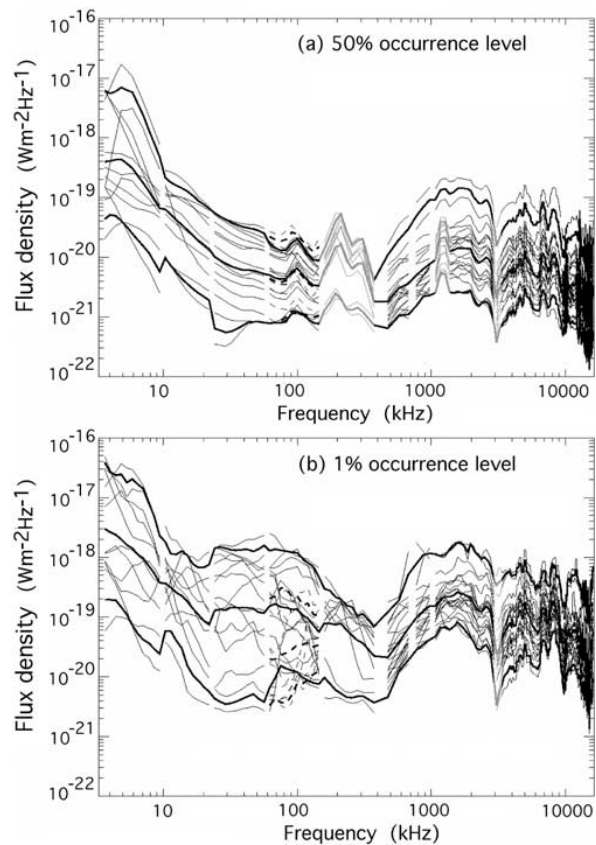


Figure 7. Individual spectra of Jovian radio components computed over 21 selected time intervals during which one or several components is present (lightface solid lines, except nKOM, which is shown by dashed lines). (a) Flux density level (normalized to a distance of 1 AU) exceeded 50% of the time. Boldface lines represent the average and extreme spectra of this set of curves. They can be interpreted as the average flux density level in periods of weak/medium/strong activity. (b) Flux density level (normalized to a distance of 1 AU) exceeded 1% of the time. Boldface lines represent the average and extreme spectra of this set of curves. They can be interpreted as the peak flux density level in periods of weak/medium/strong activity. Interference-dominated ranges appear in light gray.

lines represent the average and extreme spectra of the sets of curves. They can be interpreted on Figure 7a as the average flux density level in periods of weak/medium/strong activity and on Figure 7b as the peak level in periods of weak/medium/strong activity.

[48] Quasi-permanent spacecraft interference at 200 and 300 kHz (harmonics of spacecraft converters operating at 50 kHz) pollute Figure 7a, as well as an interference around 1.25 MHz in monopole mode. The dip at about 3 MHz comes from the permanent interference that pollutes the background spectrum determination of Figure 4b and makes measurements in this range not reliable in monopole mode. These spectral regions are displayed in light gray in order to emphasize the poor quality of measurements in these ranges. Pollution by interference is marginal in dipole mode because measurement of a differential voltage between two monopoles cancels out most of the spacecraft interference, but dipole measurements represent only 5.5% of the total. The interference at 200, 300, and 1250 kHz are less important in Figure 7b because they have a relatively steady level and thus do not show up in peak levels.

[49] Analysis of Figures 7a and 7b allows us to determine reliably and with reasonable accuracy the typical spectral range of each component (Table 1):

[50] 1. QP bursts cover a variable band between <3.5 and ~ 23 kHz. The band below 10 kHz is favored when the magnetosphere is dilated with little radio activity at high frequencies (HOM and DAM auroral components), while the band above 10 kHz corresponds to active periods with a compressed magnetosphere and thus a higher magnetosheath plasma frequency which explains the low-frequency cutoff of QP bursts observed from outside the magnetosphere (see *Hospodarsky et al.* [2004] for a comparison of Cassini and Galileo observations of QP bursts). QP bursts emission sometimes reaches frequencies larger than 23 kHz [see e.g., *MacDowall et al.*, 1993] but at these frequencies they are no more spread by propagation. It seems that Cassini did not detect any QP burst above ~ 50 kHz. A detailed study will be the subject of a future paper.

[51] 2. Here bKOM covers most of the time the range from 20 to 100 kHz. It extends occasionally up to ~ 400 kHz. It appears to be much more sporadic than the other components (see section 4.4), and almost absent on the 50% occurrence level spectrum (Figure 7a).

[52] 3. The subspectral range from 60 to 160 kHz is that of nKOM, probably generated at or near the plasma frequency at plasma inhomogeneities in the Io torus [*Reiner et al.*, 1993]. Here nKOM is much less sporadic than bKOM and thus easily discernible from it on dynamic spectra, although they cover a common spectral range.

[53] 4. HOM spectrum starts above ~ 400 kHz (although it may occasionally be detected down to 200 kHz and very rarely below that). It merges at about 3 MHz with the auroral (non-Io-)DAM emission. HOM and non-Io-DAM appear quasi continuously in the Jovian low-frequency spectrum. Spectral range boundaries are of course not sharp limits and the corresponding components may sometimes exceed their typical spectral range.

[54] On Figure 8 we derive a reference Jovian low-frequency radio spectrum (or rather three reference spectra) built from the measurements of Figures 7a and 7b. Flux

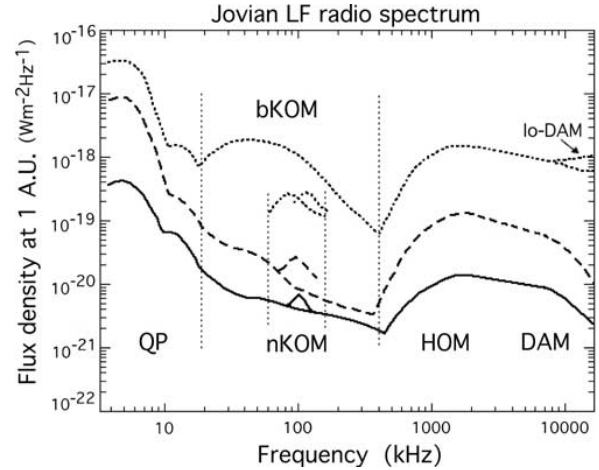


Figure 8. Jovian low-frequency radio spectra built from the Figures 7a and 7b. Flux densities are normalized to a distance source-observer of 1 AU. Solid curve represents the typical rotation-averaged spectrum (when corresponding emission is present). Dashed curve represents rotation-averaged spectrum at times of intense activity. Dotted curve represents the peak intensities detected during such active periods. Intense nKOM may be observed with a slightly variable spectral range. Dotted vertical lines delimit component spectral ranges (see Table 1).

densities are normalized to a source distance of 1 astronomical unit (AU = 1.5×10^{11} m).

[55] The solid line represents the typical spectrum averaged over one (or several) Jovian rotation as detected when the corresponding emission is present (which is almost always the case for HOM and non-Io-DAM but depends more on long-term activity for the other components). It is thus the average intensity that you may expect to detect at any random time. The dashed line corresponds to the spectrum averaged over one Jovian rotation detected when the corresponding emission is particularly strong, due to high solar wind pressure or another effect. The dotted line represent the peak intensities detected during such active periods.

[56] This spectrum reveals several facts:

[57] 1. QP bursts appears as the most intense Jovian radio component (by more than an order of magnitude). Taking into account the fact that its spectrum is superimposed to the permanent background of quasi-thermal noise, photoelectron noise, etc., increasing as f^{-1} to f^{-2} toward very low frequencies, the flux density attributed to QP bursts in the bottom curve of Figure 8 should be lowered by about 20%, which does not change the above conclusions.

[58] 2. Here nKOM is a low-intensity, low-power component whose flux density rarely exceeds $10^{-19} \text{ Wm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$.

[59] 3. Here bKOM is so sporadic that it may occasionally exceed HOM and DAM intensities.

[60] 4. HOM is generally more intense than DAM. The peak of the HOM-DAM spectrum lies between 1 and 2 MHz and not about 10 MHz as previously thought (see section 4.3 below). The DAM spectrum decreases steeply above 10 MHz.

[61] 5. Io-DAM is less frequent than non-Io-DAM but more intense above 8 MHz. Its peak value is comparable to that of HOM (but it is of course more powerful due to larger bandwidth) (cf. section 4.4). The disappearance of Io-DAM below ~ 2 MHz (explained by *Zarka et al.* [2001a]) combines to the HOM-DAM spectrum to form the local minimum about 8 MHz in the peak spectrum. Additional details can be inferred from Figures 7a and 7b, as, e.g., peak values for medium activity periods that appear comparable to rotation-averaged intensities during active periods, except for bKOM, whose sporadicity is exceptionally high.

4.3. Comparison With Previous Spectrum Measurements

[62] The first spectrum of Jovian low-frequency radio components was published by *Carr et al.* [1983, Figure 7.1]. It only includes bKOM, HOM, and DAM components and corresponds to long-term averaging. Comparison with our results shows that the bKOM and HOM spectrum of Carr et al., after normalization to an observer's distance of 1 AU, falls between the solid and dashed curves of Figure 8 and corresponds thus to long-term averages over moderate to high activity periods. However, the huge DAM peak that appears in the work of Carr et al. at 10 MHz does not exist in calibrated Cassini data. Its level at 10 MHz is close to our peak spectrum of Figure 8. We interpret its presence in the work of *Carr et al.* [1983] as a result of (1) inadequate correction of the resonance of the Voyager antenna system [see *Ortega-Molina and Daigne*, 1984], (2) poor intercalibration between ground-based and spacecraft measurements, (3) computation of the spectrum about 10 MHz over a selection of intense decameter bursts, or a combination of several of these factors.

[63] The more recent version of this spectrum computed by *Zarka* [1992] from averages over a few days of Voyager data during high activity of Jovian radiosources is consistent with our dashed curve of Figure 8 (corresponding to long-term averages over active periods) within the ± 3 dB accuracy estimated in that paper. The slightly different overall spectral shapes can be attributed to occurrence of intense Io-DAM and bKOM during the averaging interval used in the work of *Zarka* [1992]. This spectrum was completed by nKOM and QP spectra by *Zarka* [2000], which also reveal consistent levels with our Figure 8 (especially with the lower, solid curve in the case of QP, which suggests that the Cassini postencounter leg was perhaps a period of especially powerful QP bursts activity).

[64] The spectra of bKOM + HOM computed from long-term averages of Ulysses radio data (restricted to frequencies below 940 kHz) in the work of *Zarka et al.* [2001a] is in good agreement with our Figure 8, especially concerning the high-frequency limit of bKOM and the low-frequency limit of HOM. Flux densities of QP bursts derived from Ulysses measurements [*MacDowall et al.*, 1993], when normalized to 1 AU distance, tend to be significantly weaker than our spectrum of Figure 8, but their overall power (estimated to 10^{7-8} Watts by *MacDowall et al.*) is consistent with our determinations in the band $\sim 10-23$ kHz as discussed below.

4.4. Sporadicity

[65] The sporadicity or fluctuation level of each component may be easily deduced from the plots of Figures 7a

and 7b as the ratio of 1% to 50% occurrence levels for each component and each selected time period. It is thus the ratio from peak to average values within a rotation or a series of rotations. The corresponding curves are plotted on Figure 9.

[66] As expected, sporadicity of bKOM is highest with peak values up to 100–200 times larger than average ones. By contrast, QP bursts and nKOM display a fluctuation level under ~ 10 . Its origin is different for these two emissions: nKOM appears intrinsically smooth, while QP bursts are bursty at their highest-frequency end (above 20–30 kHz in Cassini data) but they are smoothed out by propagation at lower frequencies. HOM and DAM have a level of fluctuations of a few tens, consistent with Figures 7a, 7b, and 8. The higher values at the HF end are probably not reliable and partly due to the fluctuations of the background noise spectrum in monopole mode (cf. Figure 4b).

4.5. Beaming

[67] Determination of the beaming of a radio component is best performed using simultaneous observations by two separated observers. This was done for HOM and DAM components observed by Cassini and Wind [*Kaiser et al.*, 2000], as well as for QP bursts observed by Cassini and Galileo [*Hospodarsky et al.*, 2004]. However, statistical information about the beaming of Jovian radio components whose source and beam rotate with the planetary field like a lighthouse may also be derived by comparing the emission intensity integrated over the beam to that averaged over the complete rotation. Practically, the former quantity is estimated at each frequency as the integrated tail of the distribution of intensities (S) at that frequency above a given threshold (S_0)

$$\frac{\int_{S_0}^{\infty} S \times N(S) \times dS}{\int_{S_0}^{\infty} N(S) \times dS}, \quad (7)$$

where $N(S)$ is the distribution of intensities. The threshold should be selected to delimitate measurements containing emission from the corresponding component from measurements containing no emission. Examination of histograms of intensity distributions for the various components suggests that this threshold lies between the 10% and 1% occurrence levels.

[68] Figures 10a and 10b display the corresponding ratios $(S_{10\%}/\langle S \rangle) \times 360^\circ$ and $(S_{1\%}/\langle S \rangle) \times 360^\circ$, respectively. Boldface lines are the average values of the results for the 21 time intervals studied, and lightface lines delimit the minimum and maximum value of this ratio at each frequency. Interference-dominated ranges again appear in light gray. These curves actually correspond to the one-dimensional beaming of each radio component convoluted with the longitudinal extent of its source (we call this quantity “overall beaming” in the following). They provide an information on the instantaneous beaming pattern of each component which is less accurate than that derived from stereoscopic measurements, but this information is nevertheless crucial for studying the energetics of the corresponding emissions, as shown in the next section.

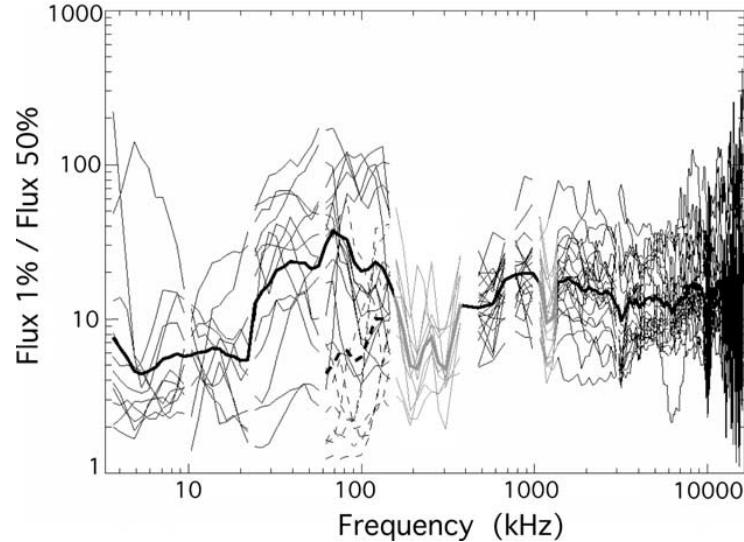


Figure 9. Ratio of peak to average values within a rotation or a series of rotations, as a function of frequency (derived as the ratio of 1% to 50% intensity levels for the 21 time intervals of Figures 7a and 7b). Boldface line is the average sporadicity of Jovian radio emissions as a function of frequency. Interference-dominated ranges appear in light gray.

[69] We find that nKOM has a broad overall beaming, typically about $100\text{--}150^\circ$. The nKOM sources emit broad filled cones of radio emission, as already deduced from Ulysses observations [Stone *et al.*, 1992]. The overall beaming of auroral components (bKOM, HOM, DAM) is much narrower, typically $30^\circ \pm 10^\circ$ for HOM and DAM and $35^\circ \pm 15^\circ$ for bKOM (as derived from the boldface lines of Figures 10a and 10b, with possible large fluctuations around these values). Kaiser *et al.* [2000] found an instantaneous beaming about $1^\circ\text{--}2^\circ$ for the width of the Io-DAM hollow conical beam and $>5^\circ$ for HOM. For comparison with our results, these values should be multiplied by 2 for taking into account the two sides of the cone intersected by a fixed observed during one Jovian rotation. The remaining differences are indicative of the longitudinal extents of the sources of these components. Those appear similar, i.e., $17^\circ\text{--}37^\circ$ for DAM and $<10^\circ\text{--}30^\circ$ for HOM (again with large fluctuations as shown in Figure 10).

4.6. Power

[70] The power emitted by each Jovian low-frequency radio component may be deduced from the above results displayed in Figures 8 and 10. The average power $\langle P \rangle$ of a given component can be written

$$\langle P \rangle = \Omega R^2 \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} S(f) \times df, \quad (8)$$

where S is its flux density at 1 AU, $R = 1$ AU, $[f_{\min}, f_{\max}]$ is its typical emission bandwidth, and Ω is the solid angle of the overall beam (i.e., convoluted with the source extent). Table 2 summarizes the average and peak powers of all

studied Jovian radio components as deduced from the three spectra of Figure 8. Details are provided separately on low-frequency (LF) and high-frequency (HF) parts of QP, bKOM, and HOM for comparison with previous results. An empirical background has been subtracted below 200 kHz (where no galactic background is available). Beaming solid angles have been derived as explained in the notes.

[71] The results in Table 2 confirm and refine earlier published values [see, e.g., MacDowall *et al.*, 1993; Zarka, 1992, 1998]. They also confirm the low power and smoothness of nKOM (comparing average and peak values), the high sporadicity of bKOM, and the fact that DAM is the most powerful Jovian radio component (the tabulated value should be multiplied by ~ 2 for taking into account the total band of DAM, up to 40 MHz). These values are crucial inputs for scaling laws relating output radio power to incident (kinetic or magnetic) solar wind power such as in the work of Desch and Kaiser [1984] or Zarka *et al.* [2001b].

[72] For Io-DAM, the low duty cycle of observed emissions makes less meaningful long-term averages. Averages over high activity periods are about 10^{10} W (with a beaming solid angle ~ 0.16 sr [cf. Kaiser *et al.*, 2000; Queinnee and Zarka, 2001]) and peak values one order of magnitude larger.

5. Comparison With Ground-Based Observations

[73] Our calibration procedure also allows us to compare Cassini measurements of the Jovian radio spectrum to ground-based measurements performed, e.g., in Nançay, above the ionospheric cutoff (10–15 MHz). Systematic observations of Jupiter are performed at the Nançay decameter array [Boischoit *et al.*, 1980; Lecacheux, 2000]

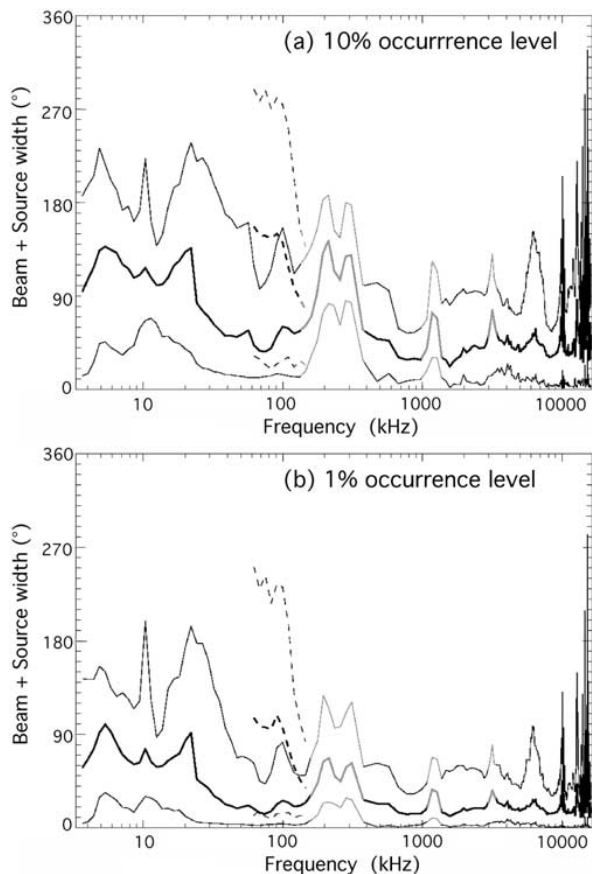


Figure 10. Estimates of the “overall beaming” (instantaneous beaming convoluted with the longitudinal source extent) of Jovian radio emissions as a function of frequency. It is derived by comparing the emission intensity integrated over the beam (in practice, the integrated tail of the distribution of intensities above a given threshold) to that averaged over the complete rotation. Figure 10a is an upper limit of the overall beaming corresponding to a threshold at the level exceeded 10% of the time. Figure 10b is a lower limit at the 1% occurrence level. Computation was done for the 21 time intervals of Figures 7a and 7b but for clarity only average and extreme values are displayed on Figures 10a and 10b. Interference-dominated ranges appear in light gray.

with a swept-frequency spectrum analyzer, up to 8 hours per day (meridian transit ± 4 hours), between 10 and 40 MHz. Spectral resolution is 75 kHz and channel width 30 kHz. One spectrum is recorded every 0.5 s (corresponding to ~ 1 ms integration time per channel), alternatively in left-hand and right-hand circular polarization. The effective area of the instrument, ~ 3500 m² at 25 MHz, ensures a sensitivity of $\sim 10^{-22}$ Wm⁻² Hz⁻¹, comparable to that of Cassini-RPWS (cf. Figure 7a). The receiver has an 80 dB dynamic range, and the gain of the system is nearly independent of frequency in the range 10–40 MHz, providing reliable flux measurements.

[74] We have searched for a few cases when the same Jovian decameter sources are observed by Cassini and in Nançay. Although the sensitivity threshold in Nançay is comparable to that of Cassini, such coincidences are not very common because (1) the duty cycle of Nançay observations is $\leq 1/3$, (2) man-made interference often saturates the range below 15–20 MHz, preventing detection of Jovian radio emissions at these frequencies, and (3) except for the rare opportunities when Earth, Cassini, and Jupiter were aligned together, there is a delay between the illumination of two separated observers by the Jovian lighthouse-like DAM beam: this delay is 1.7 min per degree of separation for non-Io-DAM emissions rotating with a ~ 10 hour period but 7 min/degree for Io-DAM emissions rotating with Io’s orbital motion of period ~ 42.5 hours. During this delay, the variable Jovian emissions may turn off (or on) and thus be observed by one only of the two observers.

[75] We were able to find a few favorable cases, one of which is illustrated in Figure 11. Near the beginning of 2000/11/28 (DOY 333), several Jovian DAM bursts of a few minutes duration each were observed in Nançay below 16 MHz (top). Similar bursts were detected by Cassini RPWS (bottom) about 1 hour earlier. The corresponding geometry Cassini-Jupiter-Earth at that time is sketched in Figure 12. The angle Cassini-Jupiter-Earth was $\sim 13.4^\circ$, corresponding to a delay of 22.1 min between observation of the non-Io-DAM beam by Cassini and then from Earth. The difference in light travel time was 33.2 min, hence a total delay of 55.3 min (or 2 hours 6 min for Io-DAM).

[76] In order to compare Cassini and Nançay observations, a frequency-dependent background (including the galactic noise plus instrumental noise and the steady part of interference) was subtracted from Nançay data. This background was computed as in section 2.4 (mode of the distribution of intensities at each frequency). The top panel of Figure 11 displays the Nançay data after background subtraction.

[77] Figure 13a displays the time variations of the flux density measured by Cassini and in Nançay, averaged over the range 12–16 MHz. In the case of Nançay data, only those channels not dominated by interference were taken into account within that band. Time is UT at Earth; Cassini spacecraft event time has been shifted by +55.3 min. This plot shows that correlated emissions are observed by Cassini and in Nançay between 2000/11/27 2330 and 2000/11/28 0107. The levels of emission peaks are very similar for both observers, well within a factor of two, in spite of the ~ 1 hour time shift between actual observations. This good correlation brings support to the facts that (1) Cassini/RPWS-HFR calibrated fluxes are accurate to better than a factor of two; (2) The emission observed by Cassini and Nançay on 2000/11/28 is non-Io-DAM, rotating with Jupiter; this conclusion is confirmed by the position of the observer in a diagram CML (Central Meridian Longitude is observer’s Jovian longitude) Io phase (orbital position relative to the observer-Jupiter line), which corresponds to Io-independent geometry of observation [see, e.g., Carr *et al.*, 1983].

[78] The larger fluctuations affecting Nançay data may be attributed to scintillation through ionospheric inhomogeneity.

Table 2. Average and Peak Powers of Jovian Radio Components

Component	Spectral Range, kHz	Beam Solid Angle Ω , sr	Average Power, W	Average Power (High Activity), W	Peak Power, W
QP (LF)	3.5–10	2π	2.3×10^8	4.5×10^9	5.5×10^9
QP (HF)	10–23	2π	5.6×10^7	2.9×10^8	7.0×10^8
QP (total)	3.5–23	$2\pi^a$	2.9×10^8	4.8×10^9	6.2×10^9
nKOM	60–160	4.8^b	5.0×10^7	2.4×10^8	7.7×10^8
bKOM (LF)	23–200	1.9	7.1×10^7	3.0×10^8	7.2×10^9
bKOM (HF)	200–400	1.9	1.0×10^8	1.8×10^8	1.9×10^9
bKOM (total)	23–400	1.9^c	1.7×10^8	4.8×10^8	9.1×10^9
HOM (LF)	400–1000	1.6	5.1×10^8	4.0×10^9	1.5×10^{10}
HOM (HF)	1000–3000	1.6	3.8×10^9	3.5×10^{10}	1.2×10^{11}
HOM (total)	400–3000	1.6^c	4.3×10^9	3.9×10^{10}	1.4×10^{11}
DAM	3000–16000	1.6^c	1.3×10^{10}	8.2×10^{10}	4.5×10^{11}

^aSee, e.g., *Hospodarsky et al.* [2004] (QP bursts are detected mostly from Jupiter's dusk side) and Figures 10a and 10b.

^b $\Omega = \theta^2$ with $\theta = 125^\circ$ (average of two values of Figures 10a and 10b).

^cAssuming a hollow cone of half-angle aperture $\sim 75^\circ$ and thickness = $\delta\theta$ [*Queinnee and Zarka, 1998; Kaiser et al., 2000*], we obtain:

$$\Omega = \int_{75-\delta\theta/2}^{75+\delta\theta/2} 2\pi \sin(\theta) d\theta, \text{ where } \delta\theta = 17.5^\circ \text{ for bKOM and } 15^\circ \text{ HOM and DAM (half the mean value between Figures 10a and 10b).}$$

genities because the observing frequency is close to the maximum ionospheric plasma frequency. The third large emission peak about 1.3 hour on Figure 13a was observed by Cassini but not detected in Nançay. This is probably due to the corresponding source having turned off during the 1-hour delay required for the beam to rotate from the Jupiter-Cassini direction to the Jupiter-Earth direction. This source may also be Io-DAM, which would imply in that case a >2-hour delay during which the Nançay observations have ceased.

[79] Figure 13b compares the spectra measured in Nançay between 0020 and 0110 and by Cassini 55 min earlier.

Again, the agreement between the measured fluxes is excellent apart from the channels heavily polluted by interference, better than a factor of two. This confirms the accuracy of our calibration and allows one to combine Cassini and ground-based measurements to obtain composite spectra between 3.5 kHz and ≥ 40 MHz.

6. Conclusions

[80] By applying the calibration method developed by *Dulk et al.* [2001] to the data from the Cassini/RPWS High-Frequency Receiver, we have derived absolute flux density

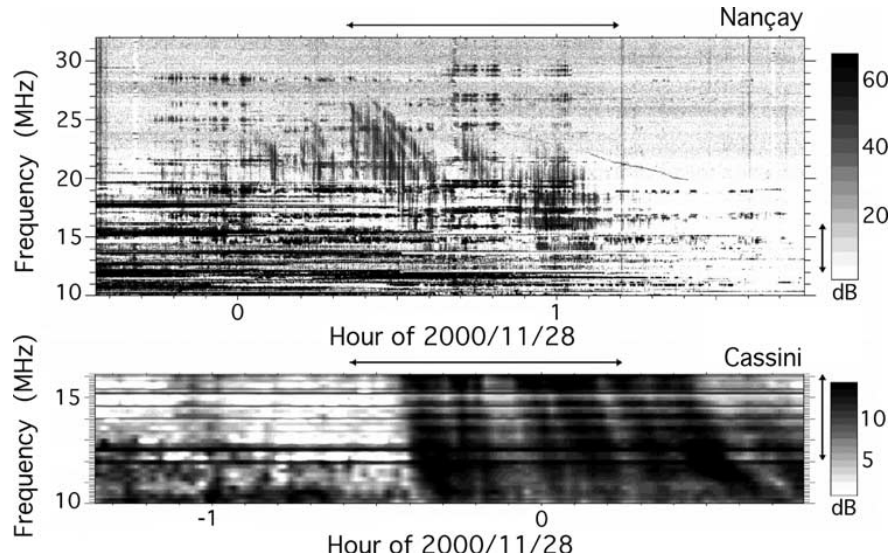


Figure 11. Example of Jovian DAM emission observed quasi-simultaneously by Cassini (bottom panel) and on the ground (in Nançay, France in the upper panel), on 2000/11/28 (DOY 333). The two panels have been aligned with a time shift of 55.3 min, corresponding to the delay expected for a radiosource rotating with Jupiter. The large bursts at 0.6 and 1.0 hour (Nançay time) correspond well to Cassini observations. Horizontal lines in both panels are interference (man-made or spacecraft-generated). A background has been subtracted in both cases. Vertical arrows delimit the spectral range over which integration has been performed to obtain the time profile of Figure 13a. Horizontal arrows delimit the time intervals over which integration has been performed to obtain the spectrum of Figure 13b.

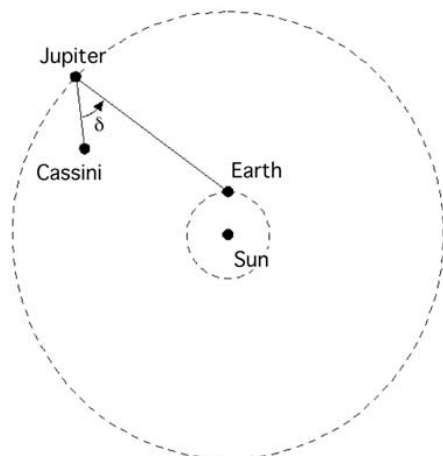


Figure 12. Cassini-Jupiter-Earth geometry at the time of the observations of Figure 11. Distance from Cassini to Jupiter was 0.21 AU, while distance from Earth to Jupiter was 4.2 AU, hence a light travel time delay of 33.2 min. Cassini-Jupiter-Earth angle was $\delta \sim 13.4^\circ$, corresponding to a delay of 22.1 min between illumination of Cassini and Earth by a beam rotating with Jupiter (93 min for a beam rotating with Io).

measurements of six components of the Jovian low-frequency radio spectrum over the full frequency range of the instrument (3.5 kHz to 16.1 MHz). The achieved accuracy is estimated to be better than 50%, i.e., much less

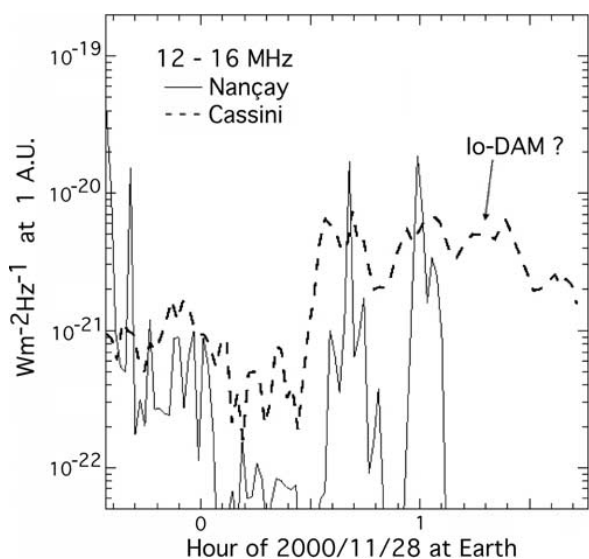


Figure 13a. Time variations of the flux density measured by Cassini and in Nançay, averaged over the range 12–16 MHz (arrowed in Figure 11). In the case of Nançay data, only those channels not dominated by interference were taken into account within that band. Time is UT at Earth: Cassini spacecraft event time has been shifted by +55.3 min.

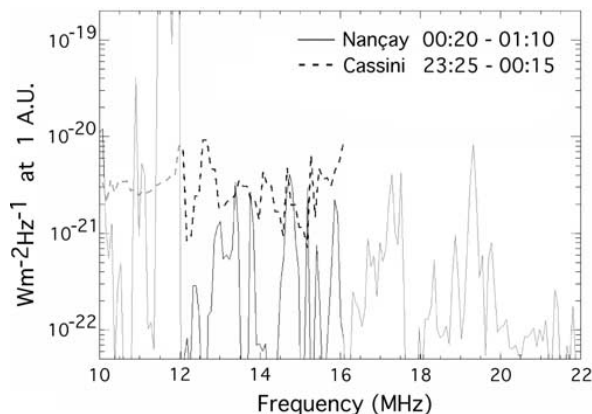


Figure 13b. Comparison of the spectra measured in Nançay between 0020 and 0110 and by Cassini 55.3 min earlier (time intervals arrowed in Figure 11). The common spectral range is emphasized. A broad intense interference pollutes Nançay data between ~ 11.5 and 12 MHz.

than the intrinsic variations of the flux densities of these radiosources. It is mainly limited by the accuracy of the model used for the radio galactic background (equation (2) and Figure 1).

[81] Let us remark here that although the galactic background spectrum is rather weak (within 10 dB of the lowest measured noise levels below ~ 5 MHz) (see Figures 4a and 4b), it is well adapted to the calibration of RPWS-HFR data even at the highest detected levels. This is due to the fact that the instrument has a linear response over a dynamic range of ≥ 70 dB [see Manning, 1999], while the most intense emissions detected during the Jupiter flyby (Figures 7b and 8) are no more than 50–55 dB above the galactic background (Figure 1). In-flight internal HFR calibrations allow one to check periodically that the detected signals remain within the linear range of the instrument response. Instrumental parameters such as the antennas' effective lengths and base capacitance are constrained in the calibration process, through comparison of the results obtained in the short dipole approximation with calibration using the galactic background spectrum.

[82] A data set of 6 months centered on the Cassini-Jupiter flyby is then computed, allowing long-term studies of Jovian radio components on the basis of quasi-continuous, calibrated observations. We derive thus the average Jovian radio spectrum between 3.5 and 16.1 MHz corresponding to average and high level of activity of each radio component, as well as the peak radio spectrum for each component (Figure 8). These different spectra correspond to well-defined conditions of observation and averaging and can serve as a reference for comparison with earlier or future observations (suggesting for example that the large peak at 10 MHz in the Jovian radio spectrum from Carr *et al.* [1983] is not real). From the range of fluctuations of the intensity of each component, we infer a measure of its sporadicity and estimate its overall beaming (instantaneous beaming convoluted with the longitudinal source extent). The latter is used at

determining the power emitted by each component (Table 2). We have also briefly discussed long-term variations of the various Jovian low-frequency radio components, but the systematic study of modulations and long-term temporal variations of Jovian radio components (due to rotation, Io, solar wind control) will be the subject of a further paper.

[83] Finally, our calibration procedure also allows us to compare Cassini measurements with ground-based measurements performed in Nançay above the ionospheric cutoff (10–15 MHz). The matching is again better than a factor of two. Composite spectra covering the range from 3.5 kHz to ≥ 40 MHz can thus be obtained. This calibration procedure will be used to derive absolute flux measurements during the Saturn tour. One can for example imagine comparing Cassini measurements of Saturn's lightning with ground-based observation of the same events [Zarka et al., 2004].

[84] **Acknowledgments.** We acknowledge the support from the Cassini-RPWS team, and especially its P.I. Don Gurnett, Terry Averkamp and Don Kirchner from the Iowa technical staff, and Pierre Fédou and Nicole Letourneur from the Meudon technical staff. PZ and BC thank Laurent Denis (Nançay Decameter Array), Solène Blancho, and Michel Nuevo (students) for their help with Nançay data, and Renée Prangé for many constructive discussions. The Nançay Radio Observatory/Unité Scientifique de Nançay of the Observatoire de Paris (USR B704-CNRS) acknowledges the financial support of the Conseil Régional of the Région Centre in France. Cassini-RPWS activities at LESIA are supported by the French CNES (Centre National d'Études Spatiales). The research at The University of Iowa was supported by NASA through contract 961152 through the Jet Propulsion Laboratory. Last but not least, PZ would like to express his gratitude to the late "Bob" Manning, who was an esteemed colleague and a friend.

[85] Arthur Richmond thanks Michael Kaiser and another reviewer for their assistance in evaluating this paper.

References

- Boischot, A., C. Rosolen, M. G. Aubier, G. Daigne, F. Genova, Y. Leblanc, A. Lecacheux, J. de la Noë, and B. M. Pedersen (1980), A new high-gain broadband steerable array to study Jovian decametric emissions, *Icarus*, **43**, 399–407.
- Bougeret, J.-L., et al. (1998), A shock associated (SA) radio event and related phenomena observed from the base of the solar corona to 1 AU, *Geophys. Res. Lett.*, **25**(14), 2513–2516. (Correction, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 4103, 1998.)
- Carr, T. D., M. D. Desch, and J. K. Alexander (1983), Phenomenology of magnetospheric radio emissions, in *Physics of the Jovian Magnetosphere*, edited by A. J. Dessler, pp. 226–284, Cambridge Univ. Press, New York.
- Desch, M. D. (1994), Jupiter radio bursts and particle acceleration, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **90**, 541–546.
- Desch, M. D., and M. L. Kaiser (1984), Predictions for Uranus from a radiometric Bode's law, *Nature*, **310**, 755–757.
- Dulk, G. A., W. C. Erickson, R. Manning, and J.-L. Bougeret (2001), Calibration of low-frequency radio telescopes using the galactic background radiation, *Astron. Astrophys.*, **365**, 294–300.
- Gurnett, D. A., P. Zarka, R. Manning, W. S. Kurth, G. B. Hospodarsky, T. F. Averkamp, M. L. Kaiser, and W. M. Farrell (2001), Non-detection at Venus of high-frequency radio signals characteristic of terrestrial lightning, *Nature*, **409**, 313–315.
- Gurnett, D. A., et al. (2002), Control of Jupiter's radio emission and aurorae by the solar wind, *Nature*, **415**, 985–987.
- Gurnett, D. A., et al. (2004), The Cassini radio and plasma wave investigation, *Space Sci. Rev.*, in press.
- Hospodarsky, G. B., W. S. Kurth, B. Cecconi, D. A. Gurnett, M. L. Kaiser, M. D. Desch, and P. Zarka (2004), Simultaneous observations of jovian quasi-periodic radio emissions by the Galileo and Cassini spacecraft, *J. Geophys. Res.*, **109**, A09S07, doi:10.1029/2003JA010263.
- Kaiser, M. L. (1998), Jovian and terrestrial low-frequency radio bursts: Possible cause of anomalous continuum, *J. Geophys. Res.*, **103**, 19,993–20,000.
- Kaiser, M. L., M. D. Desch, and W. M. Farrell (1993), Clock-like behavior of Jovian continuum radiation, *Planet. Space Sci.*, **41**, 1073–1077.
- Kaiser, M. L., P. Zarka, W. S. Kurth, G. B. Hospodarsky, and D. A. Gurnett (2000), Cassini and Wind stereoscopic observations of Jovian non-thermal radio emissions: Measurements of beamwidths, *J. Geophys. Res.*, **105**, 16,053–16,062.
- Kurth, W. S. (1992), Continuum radiation in planetary magnetospheres, in *Planetary Radio Emissions III*, edited by H. O. Rucker, S. J. Bauer, and M. L. Kaiser, pp. 329–350, Austrian Acad. Sci. Press, Vienna, Austria.
- Kurth, W. S., G. B. Hospodarsky, D. A. Gurnett, M. L. Kaiser, J.-E. Wahlund, A. Roux, P. Canu, P. Zarka, and Y. Tokarev (2001), An overview of observations by the Cassini Radio and Plasma Wave investigation at Earth, *J. Geophys. Res.*, **106**, 30,239–30,252.
- Ladreitner, H. P., P. Zarka, and A. Lecacheux (1994), Direction-finding study of Jovian Hectometric and broadband Kilometric radio emissions: Evidence for their auroral origin, *Planet. Space Sci.*, **42**, 919–931.
- Ladreitner, H. P., P. Zarka, A. Lecacheux, W. Macher, H. O. Rucker, R. Manning, D. A. Gurnett, and W. S. Kurth (1995), Analysis of electromagnetic wave direction-finding performed by spaceborne antennas using singular value decomposition techniques, *Radio Sci.*, **30**, 1699–1712.
- Lecacheux, A. (2000), The Nançay decameter array: A useful step towards giant, new generation radio telescopes for long wavelength radio astronomy, in *Radio Astronomy at Long Wavelengths*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 119, edited by R. G. Stone et al., pp. 321–328, AGU, Washington, D. C.
- Lecacheux, A., B. M. Pedersen, P. Zarka, M. G. Aubier, M. D. Desch, W. M. Farrell, M. L. Kaiser, R. J. MacDowall, and R. G. Stone (1992), In ecliptic observations of Jovian radio emissions by Ulysses: Comparison with Voyager results, *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 1307–1310.
- Louarn, P., et al. (1998), A study of the large-scale dynamics of the Jovian magnetosphere using the Galileo plasma wave experiment, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 2905–2908.
- MacDowall, R. J., M. L. Kaiser, M. D. Desch, W. M. Farrell, R. A. Hess, and R. G. Stone (1993), Quasiperiodic Jovian radio bursts: Observations from the Ulysses Radio and Plasma Wave experiment, *Planet. Space Sci.*, **41**, 1059–1072.
- Manning, R. (1999), Calibration of flight model #1 of Cassini-RPWS High Frequency Receiver (HFR)/KRONOS, Int. Rep., Dep. of Space Res., Paris Observatory, Paris.
- Manning, R. (2000), Instrumentation for space-based low frequency radio astronomy, in *Radio Astronomy at Long Wavelengths*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 119, edited by R. G. Stone et al., pp. 329–337, AGU, Washington, D. C.
- Manning, R., and G. A. Dulk (2001), The Galactic background radiation from 0.2 to 13.8 MHz, *Astron. Astrophys.*, **372**, 663–666.
- Ortega-Molina, A., and G. Daigne (1984), Polarization response of two crossed monopoles on a spacecraft, *Astron. Astrophys.*, **130**, 301–310.
- Queinnee, J., and P. Zarka (1998), Io-controlled decameter arcs and Io-Jupiter interaction, *J. Geophys. Res.*, **103**, 26,649–26,666.
- Queinnee, J., and P. Zarka (2001), Flux, power, energy and polarization of Jovian S-bursts, *Planet. Space Sci.*, **49**, 365–376.
- Reiner, M. J., J. Fainberg, R. G. Stone, M. L. Kaiser, M. D. Desch, R. Manning, P. Zarka, and B. M. Pedersen (1993), Source characteristics of Jovian narrow-band kilometric radio emissions, *J. Geophys. Res.*, **98**, 13,163–13,176.
- Robinson, P. A., and I. H. Cairns (2000), Theory of Type III and Type II Solar Radio Emissions, in *Radio Astronomy at Long Wavelengths*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 119, edited by R. G. Stone et al., pp. 37–46, AGU, Washington, D. C.
- Rucker, H. O., W. Macher, R. Manning, and H. P. Ladreitner (1996), Cassini model rheometry, *Radio Sci.*, **31**, 1299–1311.
- Steinberg, J.-L., C. Lacombe, P. Zarka, S. Hoang, and C. Perche (2004), Terrestrial low frequency bursts: Espace paths of radio waves through the bow shock, *Planet. Space Sci.*, in press.
- Stone, R. G., et al. (1992), Ulysses Radio and Plasma wave observations in the Jupiter environment, *Science*, **257**, 1524–1531.
- Vogl, D. F., et al. (2004), In-flight calibration of the Cassini Radio and Plasma Wave Science (RPWS) antenna system for direction finding and polarization measurements, *J. Geophys. Res.*, **109**, A09S17, doi:10.1029/2003JA010261.
- Zarka, P. (1992), The auroral radio emissions from planetary magnetospheres: What do we know, what don't we know, what do we learn from them?, *Adv. Space Res.*, **12**, (8)99–(8)115.
- Zarka, P. (1998), Auroral radio emissions at the outer planets: Observations and theories, *J. Geophys. Res.*, **103**, 20,159–20,194.
- Zarka, P. (2000), Radio emissions from the planets and their moons, in *Radio Astronomy at Long Wavelengths*, *Geophys. Monogr. Ser.*

- vol. 119, edited by R. G. Stone et al., pp. 167–178, AGU, Washington, D. C.
- Zarka, P. (2004), Radio and plasma waves at the outer planets, *Adv. Space Res.*, in press.
- Zarka, P., J. Queindec, and F. Crary (2001a), Low-frequency limit of Jovian radio emissions and implications on source locations and Io plasma wake, *Planet. Space Sci.*, 49, 1137–1149.
- Zarka, P., R. A. Treumann, B. P. Ryabov, and V. B. Ryabov (2001b), Magnetically-driven planetary radio emissions and applications to extra-solar planets, *Astrophys. Space Sci.*, 277, 293–300.
- Zarka, P., M. L. Kaiser, and W. S. Kurth (2004), Study of solar system planetary lightning with LOFAR, *Planet. Space Sci.*, in press.
-
- B. Cecconi and P. Zarka, Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique (LESIA), Observatoire de Paris, UMR 8109 du Centre National de la Recherche Scientifique, F-92190 Meudon, France. (baptiste.cecconi@obspm.fr; philippe.zarka@obspm.fr)
- W. S. Kurth, Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, IA 52242, USA. (william-kurth@uiowa.edu)

ANNEXE E

[Hospodarsky et al., *J. Geophys. Res.*, 2004]

Article à paraître dans le numéro spécial Cassini–Jupiter du JGR

Référence bibliographique :

G. B. Hospodarsky, W. S. Kurth, **B. Cecconi**, D. A. Gurnett, M. L. Kaiser M. D. Desch and P. Zarka. Simultaneous observations of Jovian Quasi-Periodic radio emissions by the Galileo and Cassini spacecraft. *J. Geophys. Res.*, sous presse, 2004.

Simultaneous observations of Jovian quasi-periodic radio emissions by the Galileo and Cassini spacecraft

G. B. Hospodarsky,¹ W. S. Kurth,¹ B. Cecconi,² D. A. Gurnett,¹ M. L. Kaiser,³ M. D. Desch,³ and P. Zarka²

Received 30 September 2003; revised 16 January 2004; accepted 23 February 2004; published 29 June 2004.

[1] The gravity-assist flyby by Cassini of Jupiter on 30 December 2000 and the extended Galileo orbital mission provided a unique opportunity to obtain simultaneous measurements with two spacecraft of many Jovian plasma wave and radio emissions. One of these emissions is Jovian type III radio emissions, also known as Jovian quasi-periodic (QP) emissions. The simultaneous observations of the QP emissions show very similar characteristics, even when the two spacecraft are separated by large distances and located at very different local times (LT). These similarities suggest that this emission is beamed in a strobe light like manner (over a large angular range) and not like a search light rotating with Jupiter's magnetic field, as many other Jovian radio emissions are. The initial source of the QP bursts is likely located near Jupiter. As the emissions propagate through the magnetosphere, the QP bursts appear as enhancements of the trapped continuum. At the magnetosheath the higher density plasma disperses the lower frequency component of the bursts, producing the characteristic "type III like" spectral shape. *INDEX TERMS:* 6939 Radio Science: Magnetospheric physics; 5737 Planetology: Fluid Planets: Magnetospheres (2756); 2784 Magnetospheric Physics: Solar wind/magnetosphere interactions; 6984 Radio Science: Waves in plasma; *KEYWORDS:* Jovian low-frequency radio bursts, quasi-periodic radio bursts, Jupiter radio emissions

Citation: Hospodarsky, G. B., W. S. Kurth, B. Cecconi, D. A. Gurnett, M. L. Kaiser, M. D. Desch, and P. Zarka (2004), Simultaneous observations of Jovian quasi-periodic radio emissions by the Galileo and Cassini spacecraft, *J. Geophys. Res.*, 109, A09S07, doi:10.1029/2003JA010263.

1. Introduction

[2] The Jovian magnetosphere is very rich in radio and plasma wave emissions. One interesting radio emission component is the quasi-periodic radio bursts, usually detected in the few kHz frequency range. These emissions were first detected by Kurth *et al.* [1989] using the Voyager plasma wave wideband instrument [Scarf and Gurnett, 1977]. These emissions had a dispersive spectral shape similar to solar type III radio bursts, though on a much different timescale, and were given the name Jovian type III radio bursts. The emissions detected by Voyager were impulsive, with durations of about 1 min, were centered on ~10 kHz, and ranged from about 5 to 20 kHz. The bursts usually had a periodicity of about 15 min, and an event typically lasted 1 or 2 hours. The bursts often showed evidence of a shorter-period structure inside of the main bursts, usually with periods of 2 to 3 min. Figure 1 shows an

example of three of these emissions, with a periodicity of approximately 2 min, that were detected by the Cassini wideband receiver [Gurnett *et al.*, 2004] on 4 October 2000, as Cassini was approaching Jupiter. The examples in Figure 1 show the drifting spectral shape of these bursts and their spectral similarity to solar type III radio bursts, though on a much shorter timescale. The very narrow band emissions that occur at about 1140 at ~20 kHz and at about 1143:40 at ~25 kHz are probably escaping narrow-band electromagnetic radiation from Jupiter [Gurnett *et al.*, 1983].

[3] The Ulysses flyby of Jupiter in 1992 provided the next opportunity to examine these periodic radio emissions. Kaiser *et al.* [1992] first reported seeing the periodic emissions by the Ulysses/Unified Radio and Plasma Wave (URAP) experiment [Stone *et al.*, 1992]. MacDowall *et al.* [1993] did a more detailed analysis of the periodic emissions detected by Ulysses and renamed them quasi-periodic (QP) emissions, since Jovian type III designation might imply a specific generation mechanism. The Ulysses observations found that the emissions were made up primarily of two periods, ~15 min and ~40 min. It should be noted that the sampling period of URAP is usually 144 s, which limits the ability of Ulysses to detect periodic bursts with shorter periods. MacDowall *et al.* [1993] also found some evidence of a correlation between the occurrence of the QP bursts and the speed of the solar wind, though they suggested that this correlation was probably a proxy for some other solar wind

¹Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, Iowa, USA.

²Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique, Observatoire de Paris, Meudon, France.

³Laboratory for Extraterrestrial Physics, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland, USA.

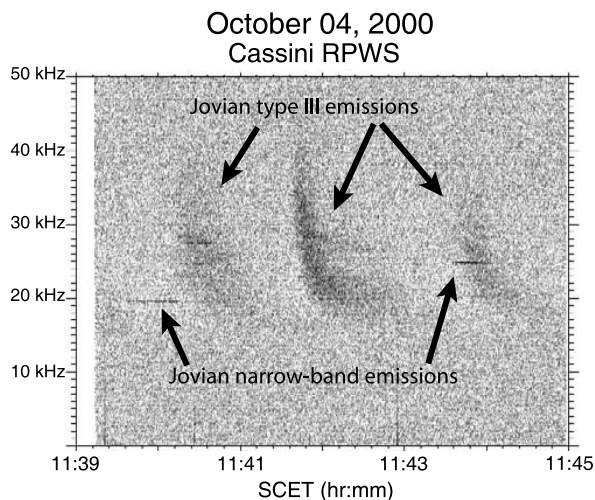


Figure 1. An example of a series of Jovian type III radio bursts (also known as quasi-periodic (QP) bursts) detected by the wideband receiver on Cassini on 4 October 2000, at a distance of $1140 R_J$.

parameter. The two periods (labeled QP15 and QP40) were found to have some different characteristics. The QP15 were primarily observed during the inbound part of the Ulysses flyby (low Jovian latitudes). They ranged in frequency from about 5 to 50 kHz and usually had durations of 2 to 5 min. These emissions were predominately observed from 0° to 140° Lon_{III} . The 40 min period emissions (QP40) were primarily observed during the outbound part of the flyby (high southern latitudes). The QP40 were only weakly correlated with Lon_{III} ($\sim 20^\circ$) and went to a higher frequency (5 to >200 kHz) than the QP15. The duration of these emissions ran from 5 to 10 min. The trajectory of Ulysses allowed direction finding of the QP emissions on the outbound part of the flyby. This analysis resulted in the determination of a source region near the Jovian south pole for the QP40 emissions.

[4] The particle instrument on Ulysses [Simpson *et al.*, 1992a] also detected 8 MeV electrons with a similar 40 min period during the outbound part of the flyby [Simpson *et al.*, 1992b; McKibben *et al.*, 1993]. Some of these electron events were found to be well correlated with the QP40 bursts. However, it is not clear that the MeV electrons produce the radio emission. Desch [1994] showed that the QP40 bursts were observed at least 5 min before the MeV electrons were detected by Ulysses, suggesting that the radio emission is not produced by the MeV electrons. However, the observed correlation does suggest that the processes that produce the electrons and the radio waves may be related. MacDowall *et al.* [1993] also suggested that there was some correlation observed between some QP40 events and 50 keV electrons, though these observations were not discussed in detail. Desch [1994] examined the dispersive shape of the QP bursts and suggested that propagation effects through the Jovian magnetosheath from an initial broadband burst could explain the characteristic spectral shape. However, the source of the initial broadband pulse was not discussed.

[5] Previous examinations of the Galileo plasma wave data [Kurth *et al.*, 1997; Hospodarsky *et al.*, 1998] found that the characteristics of the QP emissions detected by Galileo were more complex than the characteristics reported from the Voyager and Ulysses observations. The first difference between the Galileo observations and the earlier results is that the radio bursts often had multiple (and much more random) periods and were not restricted to only 15 or 40 min periodicities. The period of the QP bursts observed by Galileo ranged from <1 min to over 60 min. There are also many intervals where Galileo observes multiple bursts with no obvious periodicity. An examination of one orbit of the Galileo data found no obvious correlation between the occurrence of the QP bursts and the Lon_{III} [Hospodarsky *et al.*, 1998].

[6] The second major difference from the earlier results is due to the fact that Galileo is usually in the Jovian magnetosphere when the QP bursts are detected. During intervals when Galileo is in the magnetosphere, the QP bursts are usually observed as enhancements of the trapped continuum. Figure 2 shows a typical example of QP emissions detected by Galileo while Galileo is in the Jovian magnetosphere. As can be seen in Figure 2, quasi-periodic enhancements of the trapped continuum are detected by Galileo to much lower frequencies (~ 1 kHz) than the earlier Ulysses and Voyager observations. This lower-frequency component is below the typical solar wind (and magnetosheath) plasma frequency and therefore could not propagate out of the magnetosphere. Higher-frequency bursts (few tens of kHz) are also observed and usually merge with the lower frequency bursts. Menietti *et al.* [2001] looked at high-resolution wideband measurements obtained by Galileo of the quasi-periodic enhancements of the trapped continuum and found that the broadband bursts did not show the low-frequency dispersion detected by Voyager and Cassini outside the magnetosphere

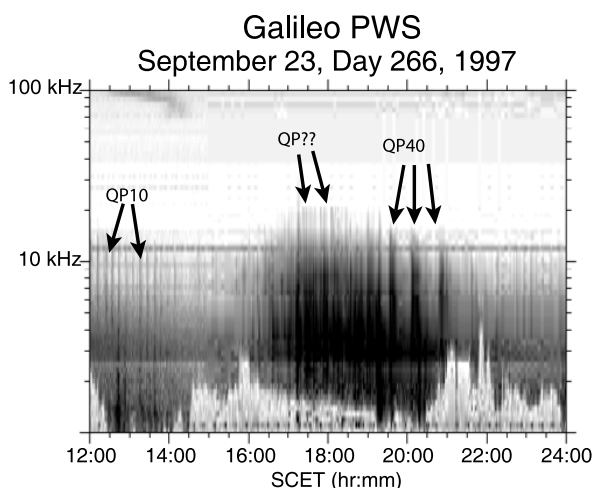


Figure 2. Frequency-time spectrograms showing typical QP bursts detected by Galileo in the Jovian magnetosphere. The QP bursts appear as enhancements of the trapped continuum and often display a wide range of periods, ranging from 1 or 2 min to 60+ min. In this example, ~ 10 min, ~ 40 min, and somewhat random periods are observed.

(see Figure 1). This lack of the lower-frequency dispersion when Galileo is in the magnetosphere suggests that the source of the dispersion is propagation through the magnetosheath or possibly the solar wind [Desch, 1994; Kaiser, 1998; Meniotti et al., 2001]. As mentioned above, the periods of the QP bursts observed by Galileo are often much more chaotic than the Ulysses results. In Figure 2, the QP emissions range from an approximate 10 min period at the start of the spectrogram to an approximate 40 min period starting at about 1930 spacecraft event time (SCET). Furthermore, from about 1600 to 1900 SCET, there are many bursts which show no obvious periodicity.

[7] Kaiser et al. [2001] presented an initial examination of the QP bursts detected by Cassini. It was suggested that since Cassini and Ulysses followed similar trajectories as they approached Jupiter, the properties of the QP bursts detected by Cassini might be similar to the Ulysses results, and the differences observed by the Galileo spacecraft may be due to the orbit of Galileo. Furthermore, although the outbound part of the trajectories of Cassini and Ulysses were different, there was a brief interval where the Cassini and Ulysses outbound trajectories were in a similar local time zone, allowing further comparison of the Ulysses, Galileo, and Cassini observations. However, Kaiser et al. [2001] found that the periods observed by Cassini of the QP bursts were rather chaotic and more similar to the Galileo results than the Ulysses observations, both on the inbound and outbound part of its trajectory. The simple QP15 inbound and QP40 outbound picture of Ulysses [MacDowall et al., 1993] is not observed in the Cassini data. Inbound, the periodicity often ranged from <2 min to a few tens of minutes. Furthermore, it is often difficult in the Cassini observations to determine the periodicity of the bursts, since it appears that many short period bursts occur on top of each other or that the emission appears to occur randomly. On the outbound portion of the Cassini trajectory, 40 min periodicities were occasionally observed, but many other periods were also detected, with most of the events containing many shorter-period bursts. Although a detailed survey was not performed, Kaiser et al. [2001] suggested that a histogram of the period of the Cassini observations of QP bursts would probably be much broader than the Ulysses results [MacDowall et al., 1993], with a large peak at 1 to 2 min. It should be noted that Ulysses would not have detected the shorter-period bursts detected by Cassini and Galileo due to the 144 s sampling rate of the Ulysses observations. However, this does not explain the differences between the Ulysses and the Galileo/Cassini results for the larger periods (>5 min). Kaiser et al. [2001] suggested that perhaps the emission mechanism had changed since the 1991/1992 Ulysses flyby of Jupiter. It is also possible that the “disappearance” of strongly periodic QP bursts could be due to multiple QP burst sources being visible to Cassini and Galileo. Simultaneous observations of multiple sources would produce a more confused picture of the periodicity of the bursts. Ulysses has the opportunity to reexamine the characteristic of QP bursts and explore these possibilities during the Ulysses distant (~1 AU) flyby of Jupiter in 2003–2004.

[8] This paper will examine the joint observations of QP bursts by the Galileo and Cassini spacecraft that were obtained during the Cassini gravity assist flyby of Jupiter.

The characteristics and modes of the Cassini and Galileo instruments will be discussed in the next section. The three types of joint observations will then be discussed in detail, and the characteristics of the QP bursts observed by each spacecraft will be examined. Preliminary Cassini-Radio and Plasma Wave Science (RPWS) direction-finding results will also be presented. A discussion of these results and a comparison with other periodic events in the Jovian system (energetic particles, X-ray auroral hot spots, and auroral UV emissions) will follow and include an examination of two possible source regions of the QP bursts.

2. Instrument Description

[9] The RPWS consists of five receivers, a Langmuir Probe, three electric antennas, and a triaxial search coil magnetometer (see Gurnett et al. [2004] for a detailed description of the instrument). The receivers cover a range from ~1 Hz to 16 MHz for electric fields and ~1 Hz to 12 kHz for magnetic fields. This study primarily uses the high-frequency receiver (HFR) which covers a frequency range of 3.5 kHz to 16 MHz. Although a variety of instrument modes were used during the flyby, the primary mode of operation for the RPWS instrument obtained a complete frequency sweep from 3.5 kHz to 16 MHz every 25.25 s, with a 25 kHz wide measurement band stepped in 50 kHz increments from 325 kHz to 4025 kHz, and a 25 kHz wide measurement band stepped in 200 kHz increments from 4.025 MHz to 16.025 MHz. The HFR connects to the electric antenna, either a dipole with a tip-to-tip length of 18.52 m or a monopole antenna with a length of 10 m. The RPWS instrument obtained the data examined in this study from 4 September 2000 to 3 October 2002 and ranged from about 1535 R_J (4 September 2000), to a closest approach distance of about 137 R_J (30 December 2000), to an outbound distance of about 8735 R_J (3 October 2002). The magnetic latitude of Cassini ranged from about -8° to about $+13^\circ$ before closest approach and from about -13° to about $+6^\circ$ after closest approach.

[10] The Galileo Plasma Wave System (PWS) consists of three sweep frequency receivers, a wideband receiver, an electric dipole antenna, and two search coil magnetometers. The three sweep frequency receivers cover a range from a few Hertz to 5.6 MHz. For this study the medium-frequency sweep frequency receiver was used, which covers a range from 42.1 Hz to 160 kHz in 112 logarithmically spaced channels. The receiver is attached to the electric dipole antenna with an effective length of 3.5 m. The electric antenna is mounted perpendicular to the spacecraft spin axis. The receiver takes 18.67 s to complete a sweep of the electric field measurements and has a frequency resolution of ~10% [Gurnett et al., 1992]. Galileo has orbited Jupiter since December 1995 and provides a very good survey of the equatorial magnetosphere from ~9 to ~140 R_J . During the Cassini flyby, the PWS instrument on Galileo obtained data from DOY 300, 2000 to DOY 037, 2001. The magnetic latitude of Galileo ranged from about -13° to $+10^\circ$ during this interval.

3. Observations

[11] Cassini and Galileo observed many episodes of quasi-periodic emissions during the Cassini flyby of Jupiter.

We have examined the intervals when both spacecraft observed QP emissions at the same time during the roughly 3 month period (DOY 300, 2000 to DOY 037, 2001). It should be noted that there are intervals when either Galileo or Cassini observed QP bursts, but the other spacecraft did not observe any QP emissions. These single spacecraft events are usually one of three cases. The first case is when Galileo was in the magnetosphere and observed QP bursts as enhancements in the trapped continuum and Cassini was in the solar wind and observed no QP activity. This may be a sensitivity issue with Cassini, where weaker QP bursts can be detected by Galileo which is closer to the source of the emission. It is also likely in some of these cases that regions of higher density between Cassini and the source (including the magnetosheath) block the emission from reaching Cassini. This is supported by the fact that Galileo often observes the QP bursts at lower frequencies than the local plasma frequency of the solar wind at Cassini. The second case is when both spacecraft were in the solar wind and Cassini observed QP activity but Galileo did not. In this case, it is believed that it is primarily a sensitivity issue with Galileo, which is not as sensitive as Cassini in the few kHz to tens of kHz frequency range. The third case is when Galileo is near Jupiter (within about $30 R_J$). As Galileo approaches Jupiter, the local plasma density increases and the trapped continuum is not observed, resulting in no QP emissions being detected by Galileo. It is also likely that the higher-density plasma in the Io torus blocks the higher-frequency component of the QP bursts from reaching Galileo as Galileo approaches the planet (assuming a source of the QP bursts near the Jovian magnetic poles).

[12] The intervals of joint observations of the QP bursts with Galileo and Cassini also fall into three types. The first type are observations of QP bursts when both Galileo and Cassini are in the solar wind. The second type are observations when Galileo is in the Jovian magnetosphere and Cassini is in the solar wind. The third type is when both Cassini and Galileo are in the magnetosphere and both spacecraft observe quasi-periodic enhancements in the trapped continuum.

3.1. Type 1: Both Spacecrafts in the Solar Wind

[13] The first type of simultaneous observations of QP bursts are when both spacecrafts are in the solar wind. Figure 3 shows a frequency-time spectrogram of this type. The time interval is from 1400 to 2400 SCET on day 313, 2000 for Cassini (top panel) and Galileo (bottom panel). Cassini is in the solar wind about $690 R_J$ upstream from Jupiter and Galileo is about $231 R_J$ from Jupiter, in the dusk region, probably in the solar wind, near the Jovian bow-shock. Figure 4 shows the trajectory of Cassini and Galileo during the flyby, with the circles showing the location of Cassini and squares showing the location of Galileo in the equatorial x-y plane for the intervals of simultaneous observations of QP emissions that are discussed in this paper. Figure 3 shows that both spacecraft observe a wide range of radio and plasma wave emissions during this interval. Some of the emissions are observed at both spacecraft at approximately the same time, for example, the four solar type III radio bursts (most easily seen in the Cassini data at approximately 1500, 2020, 2330, and 2340 SCET), while other emissions are observed only by one

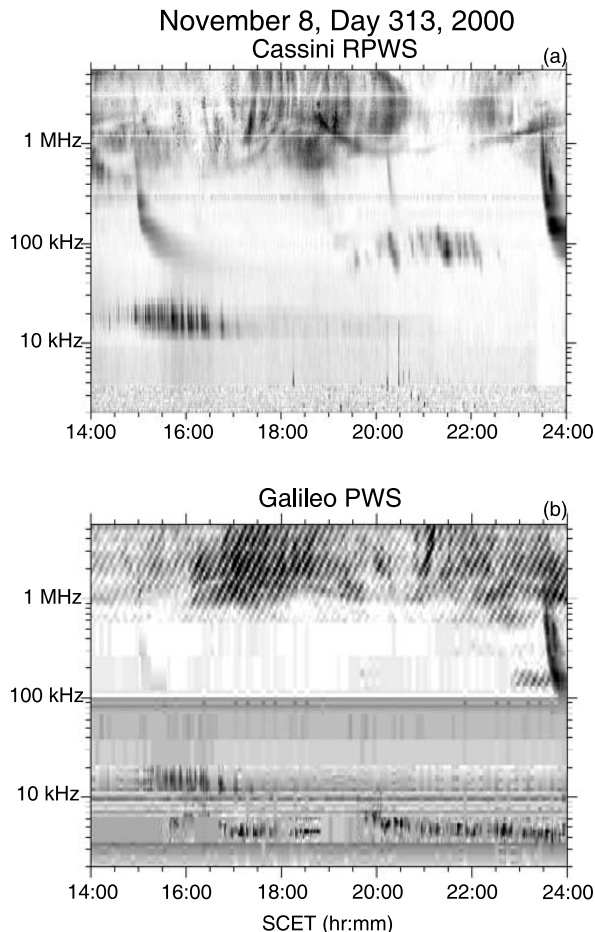


Figure 3. Frequency-time spectrograms showing Jovian radio emissions detected by Cassini (top panel) and Galileo (bottom panel) on 8 November 2000, during a period when both spacecraft were in the solar wind. QP bursts are detected by both spacecraft from about 1430 to 1700 SCET. The QP bursts detected by Cassini ranged from about 10 kHz to 30 kHz, and the Galileo emissions ranged from about 10 kHz to 20 kHz. Cassini is located about $690 R_J$ from Jupiter at 10.8 hours LT, and Galileo is about $231 R_J$ from Jupiter at 18.9 hours LT.

spacecraft (Langmuir waves observed by Galileo at about 4 to 6 kHz, the broadband kilometric (bKOM) emissions observed at about 100 kHz by Cassini (1930 to 2230 SCET) and the narrowband kilometric (nKOM) observed by Galileo at about 150 kHz at 2300 SCET). The differences in the characteristics of the emissions and the types of emissions detected by the spacecraft observed at their respective locations can provide important information about the beaming patterns and source characteristics of those emissions (for example, *Kaiser et al.* [2000] used radio wave data obtained from the Cassini and Wind spacecraft to investigate the beaming characteristics of the Jovian decameter (DAM) and hectometer (HOM) wavelength emissions).

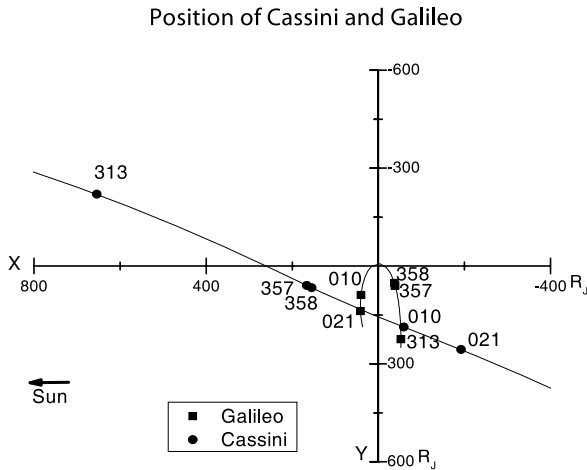


Figure 4. The trajectory of Cassini and Galileo during the flyby period, with the circles showing the location of Cassini and squares showing the location of Galileo in the equatorial x-y plane for the periods of simultaneous observations of QP emissions that are discussed in this paper.

[14] Another example of an emission that is observed at both spacecraft at roughly the same time is a burst of quasi-periodic radio emission detected from about 1430 to 1700 SCET. The QP bursts detected by Cassini ranged from about 10 kHz to 30 kHz, and the Galileo emissions ranged from about 10 kHz to 20 kHz. This difference in the observed upper frequency range is probably due to a sensitivity difference between the two instruments in this frequency range. The two spacecraft are at very different local times during this interval, with Cassini at 10.8 hours LT and Galileo at 18.9 hours LT (see Figure 4). The magnetic latitude of the two spacecraft ranged from about 0° to -5.9° for Cassini and from about 8.6° to 0° for Galileo during this event.

[15] Figure 5 shows the integrated power of the QP emissions shown in Figure 3 for the interval from 1500 to 1715 SCET in a band from 15 to 20 kHz. The data from both spacecraft was averaged over 1 min, and the Cassini integrated power results were shifted downward in amplitude to more easily compare the two data sets. The Cassini data was also shifted “earlier” by 2 min (Cassini data obtained at 1500 SCET is plotted at 1458 SCET). The reason for this shift will be discussed below. The QP emissions detected by both spacecraft have very similar periods (roughly 10 min periods from 1500 to 1615 SCET and ~ 20 min periods from 1615 to 1715 SCET). As reported by *Hospodarsky et al.* [1998] and *Kaiser et al.* [2001], the QP bursts detected by Galileo and Cassini often appear to contain “subbursts” with periods of less than a few minutes (very similar to the “subbursts” detected by *Voyager* [Kurth et al., 1989]). Figure 5 also shows that the peaks in the integrated power observed by both spacecraft are very similar during this event. A cross-correlation was performed between the nonshifted, 1 min averaged data sets, and the best correlation (0.88 correlation) was found when the Cassini data had a 2 min lag (for this reason, the Cassini

data has been plotted in Figure 5 with the 2 min shift). This shift is very close to the difference (within the resolution of the 1 min averaged data and the time resolution (~ 20 s) of both instruments) in the light-time distance from Jupiter to each of the spacecraft (approximately 109 s for this interval). To examine small differences in the observed timing of the QP radio burst, the individual channel data was examined from each instrument. Figure 6 shows the spectral density results for the 15.1 kHz channel on Galileo and the 14.7 kHz channel on Cassini. Again, the Cassini data was shifted downward in amplitude to more easily compare the data and the Cassini data was also shifted by the speed of light travel time difference between Jupiter and the two spacecraft (109 s). Again, it is easy to see the very good correlation between the two data sets, even though the two spacecraft are separated by ~ 8 hours of local time. If the emission rotated with the planet, we would expect an offset of about 4 hours, with Cassini observing the QP bursts first, followed by Galileo. As can be seen in Figures 3, 5, and 6, this shift of about 4 hours is not observed.

[16] Figure 7 shows a second example of a joint observation from 0400 to 1200 SCET on day 021, 2001 for Cassini (top panel) and Galileo (bottom panel), when both spacecraft are in the solar wind. In this example, the frequency range of the frequency-time spectrograms have been reduced to emphasize the QP emissions. Cassini was about $320 R_J$ from Jupiter and moving down the dusk flank, while Galileo was about $144 R_J$ from Jupiter and upstream of Cassini (see Figure 4). A series of QP bursts are observed from about 0700 to 1000 SCET by both spacecraft and range in

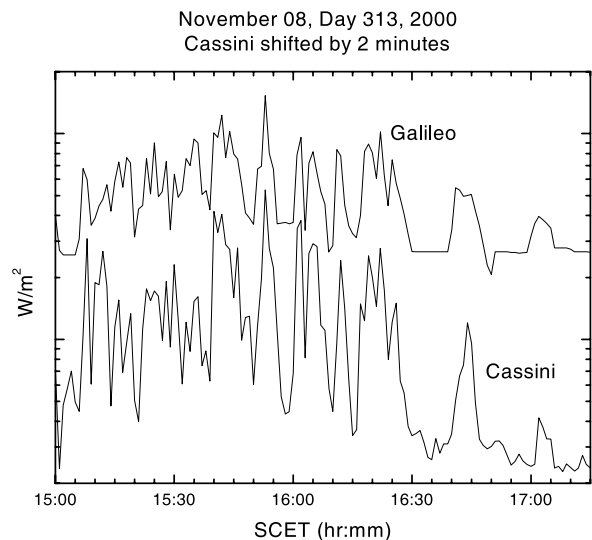


Figure 5. A plot of the integrated power flux from 15 to 20 kHz (1 min averages) of the QP emissions as measured by Galileo (top curve) and Cassini (bottom curve). The Cassini data has been shifted downward to allow a more easy comparison of the data and “earlier” (to the left) by 2 min to account for the difference in the light time from Jupiter to each of the spacecraft (actual difference is 109 s, or 1.82 min). As can be seen, the QP bursts observed by the two spacecraft are very similar.

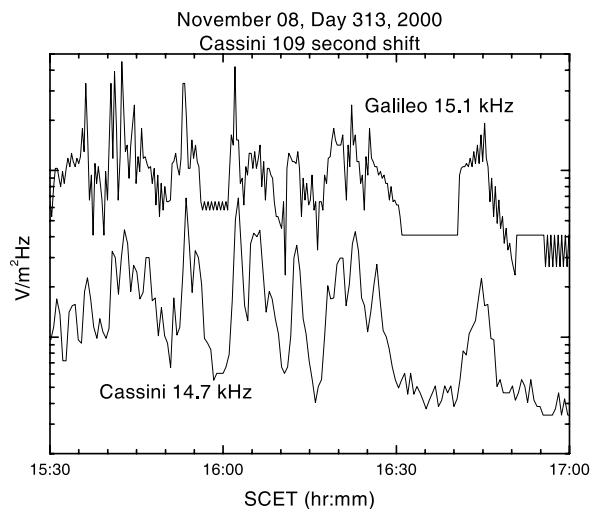


Figure 6. A plot of the Galileo 15.1 kHz channel (top curve) and the Cassini 14.7 kHz channel (bottom curve) for the period from 1530 to 1700 on day 313, 2000. As can be seen, both spacecraft detect the QP emissions with very similar periods and structure. The Cassini data has been shifted downward to more easily compare the two curves and “earlier” by 109 s, which is the difference in the light time from Jupiter to each of the spacecraft.

frequency from about 5 kHz to 15 kHz. The QP bursts in this interval are observed on top of a continuum-like emission that occurs in the same frequency range as the QP bursts. This continuum like emission is most likely Jovian Anomalous Continuum [Kaiser *et al.*, 1992; Kaiser, 1998] and is often detected with the QP bursts [Kaiser, 1998]. See Kaiser *et al.* [2004] for recent observations of Jovian Anomalous Continuum by Ulysses, Galileo, and Cassini.

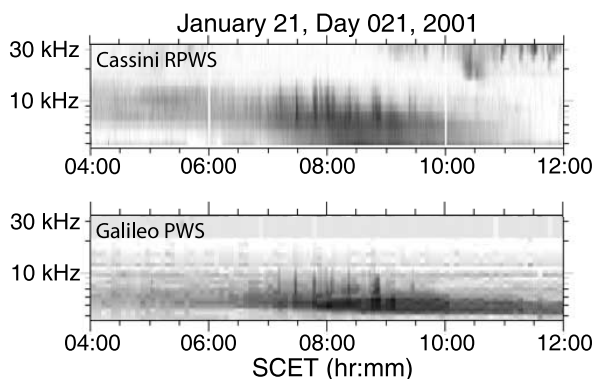


Figure 7. Frequency-time spectrograms showing QP bursts detected by Cassini (top panel) and Galileo (bottom panel) from 21 January 2001, when both spacecraft are in the solar wind. QP bursts are detected by both spacecraft from about 0700 to 1000 SCET. The QP bursts detected by both spacecraft range in frequency from about 5 kHz to 15 kHz. Cassini is located about $320 R_J$ from Jupiter and at 20.5 hours LT, while Galileo was about $144 R_J$ from Jupiter and at 16.9 hours LT.

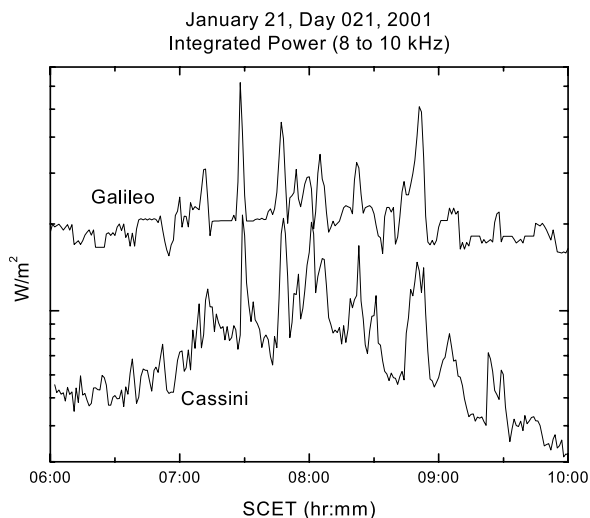


Figure 8. A plot of the integrated power flux from 8 to 10 kHz (1 min averages) of the QP emissions as measured by Galileo (top curve) and Cassini (bottom curve) for 21 January 2001. The Cassini data has been shifted downward to allow a more easy comparison of the data. In this example, the Cassini data has not been shifted “earlier” (to the left) to account for the difference in the light time from Jupiter to each of the spacecraft (actual difference is ~ 42 s, or 0.7 min). As can be seen, the QP bursts observed by the two spacecraft are very similar, though the Cassini peaks occur slightly after the Galileo peaks.

[17] Figure 8 shows the integrated power from 8 to 10 kHz from both spacecraft for the interval from 0600 to 1000 SCET, again with the Cassini amplitude shifted downward to more easily compare the two data sets. As can be seen, the QP bursts observed by both spacecraft match very well, especially when comparing the occurrence of the peaks in the emissions. The Cassini data was not shifted in time for Figure 8, and a small lag between the Cassini peaks compared with the Galileo peaks can be observed (the Cassini peaks occurs slightly later in time than the Galileo peaks, as expected if the source region is closer to Galileo). Figure 9 shows the individual channel data for 8.25 kHz channel from Galileo and the 8.4 kHz channel from Cassini. The Cassini data are shifted by 42 s in this figure, which is the light-time difference between Jupiter and each spacecraft. Again, it is easy to see the very good agreement between the two spacecraft. All the large peaks in the Galileo data have a corresponding peak in the Cassini data that occur at nearly the same time (when the 42 s shift is applied) even though the spacecraft are separated by almost 4 hours in local time. It should be noted that the Galileo lossy compression tends to produce step-level changes for weaker emission. These step-level changes can be most easily seen during the last 50 min of Figure 9.

3.2. Type 2: Cassini in Solar Wind, Galileo in Magnetosphere

[18] The second type of joint observations occur when Galileo is in the Jovian magnetosphere and Cassini is in the

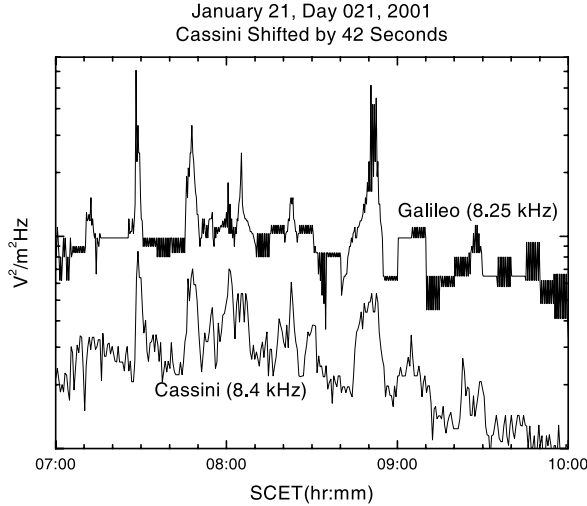


Figure 9. A plot of the Galileo 8.25 kHz channel (top curve) and the Cassini 8.4 kHz channel (bottom curve) for the period from 0700 to 1000 on day 021, 2001. The Cassini data has been shifted by 42 s, the difference in the light time from Jupiter to each of the spacecraft. As can be seen, both spacecraft detect QP bursts with very similar periods and structure, and the 42 s shift causes the peaks in the signals from the two spacecrafts to match very well. The “stair step” like data most easily seen during the last 50 min of the Galileo data is produced by the Galileo lossy compression, which tends to produce step-level changes for weaker emission.

solar wind. Figure 10 shows an example of this type of observation from 0000 to 0500 SCET on 22 December 2000. Galileo (bottom panel) detects enhancements of the trapped continuum from about 1 to 20 kHz during the same time interval that Cassini (top panel) observed periodic like emissions from about 15 to 25 kHz. Cassini is approximately $176 R_J$ upstream from Jupiter (13.3 hours LT) and Galileo is a little over $70 R_J$ from Jupiter and in the Jovian magnetosphere (20.2 hours LT) during this interval (see Figure 4). Again, the QP bursts detected by both spacecraft appear to be more random and have a shorter periodicity than the Ulysses observations. It is possible that these events are made up of many QP bursts that occur on top of each other, which may produce the more random periodicities that are observed. Figure 11 shows the data for the 15.1 kHz channel from Galileo and the 17.8 kHz channel from Cassini. The Cassini data have been shifted downward in amplitude and shifted by 25 s in time, which is the light-time difference between Jupiter and each spacecraft. It is easy to see the very good agreement in the QP emissions detected by the two spacecraft, even the shorter-period “subbursts” are usually detected by both spacecraft simultaneously. Figure 12 shows the 1 min averages of the integrated power from 10 to 20 kHz (Galileo) and 15 to 20 kHz (Cassini). The Cassini data has been shifted downward in amplitude to more easily compare the two data sets. Again, the emissions detected by both spacecraft are very similar. A cross correlation analysis was performed on the

1-min averaged data from Figure 12, resulting in a broader peak in the correlation at a value of no lag and a 1 min lag in the Cassini data, which agrees very well with the light time difference of 25 s.

[19] Figure 13 shows an example from the next day (23 December, Day 358, 2000). Again, Cassini is in the solar wind and Galileo is in the Jovian magnetosphere. The QP bursts detected by Cassini during this event appear to consist of a series of bursts with a period of about 30 min, with many bursts with shorter periods “on top of” the 30 min QP bursts. It is more difficult to see the QP bursts in the Galileo data shown in Figure 13. However, if the integrated power is examined (see Figure 14), the QP bursts are much easier to see for both spacecraft. Figure 14 shows the integrated power from 0645 to 1045 SCET for Galileo

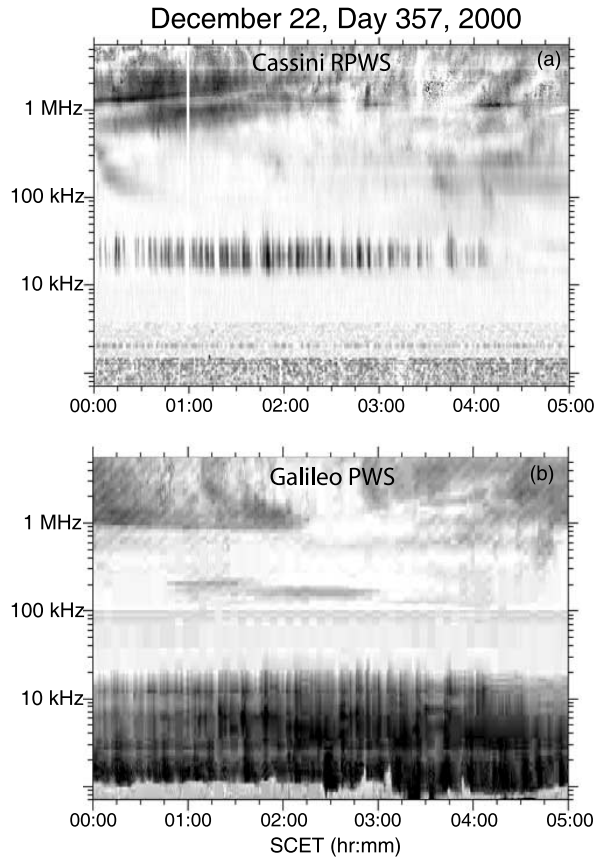


Figure 10. Frequency-time spectrograms showing QP bursts detected by Cassini (top panel) and Galileo (bottom panel) from 22 December 2000, when Cassini was in the solar wind and Galileo was in the Jovian magnetosphere. QP bursts are detected by both spacecraft from about 0000 to 0415 SCET, with Galileo continuing to observe periodic enhancement in the trapped continuum 0500 SCET. Galileo detected enhancements of the trapped continuum from about 1 to 20 kHz during the same period and Cassini observed periodic-like emissions from about 15 to 25 kHz. Cassini was about $176 R_J$ from Jupiter and at 13.3 hours LT, while Galileo was about $71 R_J$ from Jupiter and at 20.2 hours LT.

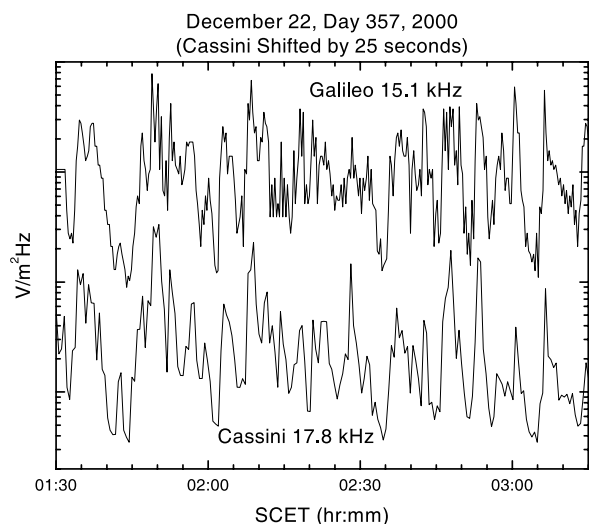


Figure 11. A plot of the Galileo 15.1 kHz channel (top curve) and the Cassini 17.8 kHz channel (bottom curve) for the period from 0130 to 0315 on day 357, 2000. The Cassini data has been shifted by 25 s, the difference in the light time from Jupiter to each of the spacecraft. As can be seen, both spacecraft detect QP bursts with very similar periods and structure, even though Galileo is in the magnetosphere during this event.

from 6 to 10 kHz and for Cassini from 7 to 15 kHz. Again, Cassini is shifted downward to more easily compare the two data sets. A Fourier transform (not shown) of the data shown in Figure 14 shows peaks in the period of the QP

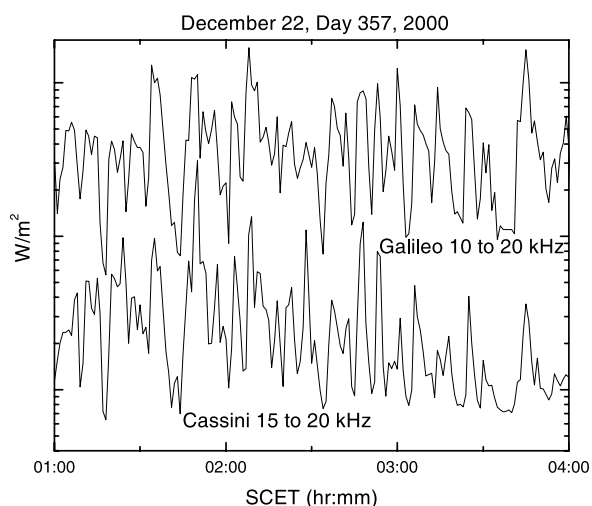


Figure 12. A plot of the integrated power flux from 10 to 20 kHz (1 min averages) of the QP emissions as measured by Galileo (top curve) and from 15 to 20 kHz by Cassini (bottom curve) for 22 December 2000. The Cassini data has been shifted downward to allow a more easy comparison of the data. The QP bursts observed by the two spacecraft are very similar, with much of the fine structure of the QP bursts appearing at both spacecraft.

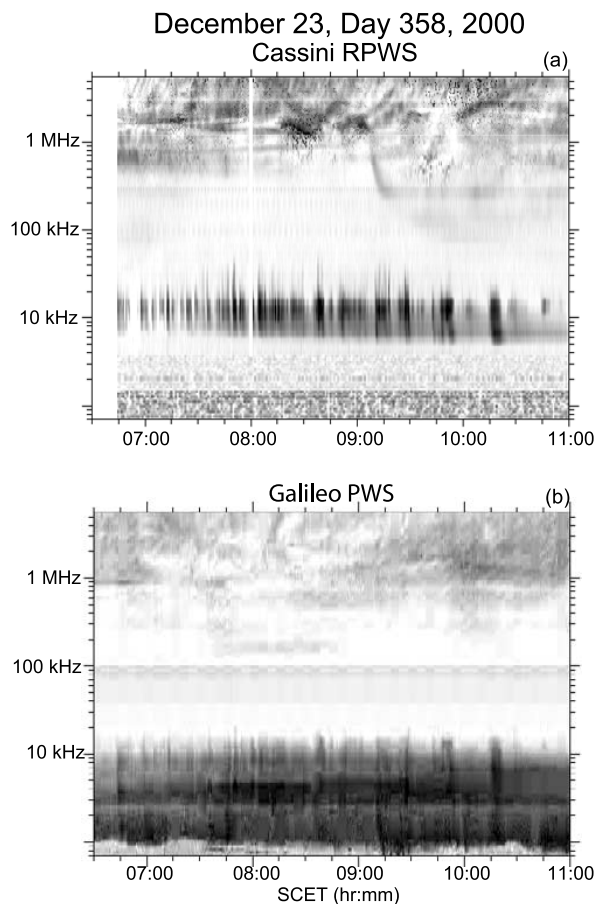


Figure 13. Frequency-time spectrograms showing QP bursts detected by Cassini (top panel) and Galileo (bottom panel) from 23 December 2000, when Cassini was in the solar wind and Galileo was in the Jovian magnetosphere. QP bursts are detected by both spacecraft from about 0645 to 1100 SCET. Galileo detected enhancements of the trapped continuum from about 1 to 15 kHz during the same period and Cassini observed periodic-like emissions from about 5 to 40 kHz. Cassini was located about $166 R_J$ from Jupiter and at 13.7 hours LT, while Galileo was located about $62 R_J$ from Jupiter and at 2.4 hours LT.

bursts at ~ 12 and ~ 18 min. Very good correlation between the peaks of the emissions are seen between the two spacecraft, especially from about 0830 to 1030 SCET. The light time difference between the two spacecraft is 25 s during this event. A cross correlation was run on the data from Figure 14, resulting in a maximum at no shift (with a smaller peak at a 1 min lag) of the Cassini data.

[20] As can be seen from Figures 10 and 13, during the intervals that Cassini is in the solar wind and Galileo is in the magnetosphere, Galileo observes the QP bursts at much lower frequencies. This difference comes from the fact that the lower-frequency component of the emission cannot propagate across the magnetopause into the higher density magnetosheath (and into the solar wind). *Zarka et al.* [2004] has examined 6 months of the Cassini-RPWS measurements during the Jupiter flyby and have found that the QP bursts

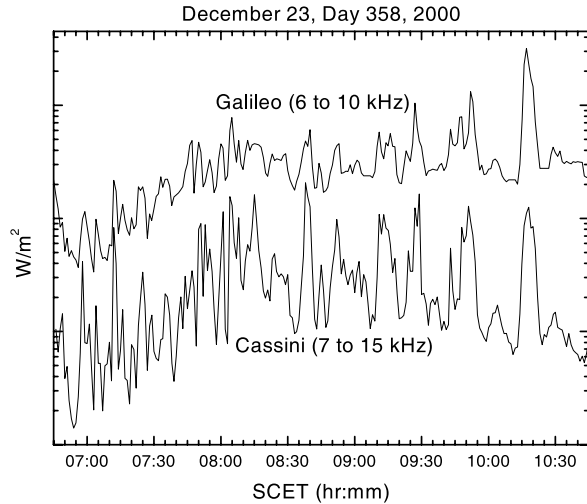


Figure 14. A plot of the integrated power flux from 6 to 10 kHz (1 min averages) of the QP emissions as measured by Galileo (top curve) and from 7 to 15 kHz by Cassini (bottom curve) for 23 December 2000. The Cassini data has been shifted downward to allow a more easy comparison of the data. The QP bursts observed by the two spacecraft are very similar, with much of the fine structure of the QP bursts appearing at both spacecraft.

spectrum quasi-steadily increases down to 3.5 kHz. Power estimates of the QP bursts detected are also given by Zarka *et al.* [2004] in Table 2.

3.3. Type 3: Both Spacecraft are in the Magnetosphere

[21] The last example occurred when both Galileo and Cassini were in the magnetosphere (see Kurth *et al.* [2002] for a discussion of this interval of both spacecraft crossing the magnetopause within tens of minutes of each other (or more likely, the magnetopause crossing over the two spacecraft)). Figure 15 shows the frequency-time spectrogram from Cassini (top panel) and Galileo (bottom panel) from 10 January 2001. The data have been plotted in color to indicate amplitude (red is most intense, blue is least intense) instead of a gray scale to more easily show the enhancements in the trapped continuum detected by both spacecraft. When the spacecraft crosses from the magnetosphere into the magnetosheath, the lower-frequency cutoff of the trapped continuum jumps in frequency since the trapped continuum cannot propagate across the magnetopause into the higher-density magnetosheath. During this interval, Cassini encounters a range of densities, which causes the low-frequency cutoff of the trapped continuum to vary a great deal, making it difficult at times to observe the quasi-periodic enhancements in the continuum. Arrows have been added to help point out some of the stronger enhancements in the continuum that are detected by both spacecraft. As can be seen, there is a very good agreement between the enhancements in the continuum detected by Galileo and the enhancements detected by Cassini. During this time interval, Cassini is about $200 R_J$ from Jupiter and located at about 19.3 hours LT, and Galileo is about $100 R_J$ from Jupiter and located at

about 16.4 hours LT. The distance between the two spacecraft at this time is about $145 R_J$.

[22] Figure 16 shows the preliminary results of direction finding analysis performed on the RPWS data from DOY 357, at about 0135 SCET (from the group of QP bursts shown in Figure 10, corresponding to the intense emission visible on Figures 11 and 12 at ~ 0135 SCET). These results are “preliminary” in the sense that (1) only a short data sample was analyzed and (2) approximate effective length vectors of the electric dipoles representing Cassini-RPWS antennas were used, as determined by electrolytic tank measurements of a 1/20th scale model of the spacecraft (so-called “rheometric” measurements [Rucker *et al.*, 1996]). These values will be improved in the paper by Vogl *et al.* [2004] on the Cassini RPWS antenna calibration but should not have any serious impact on the QP bursts apparent source location because this source is far (angularly) from Jupiter during this interval. The improved antenna calibration should change the results by no more than a few degrees. However, the improved calibrations

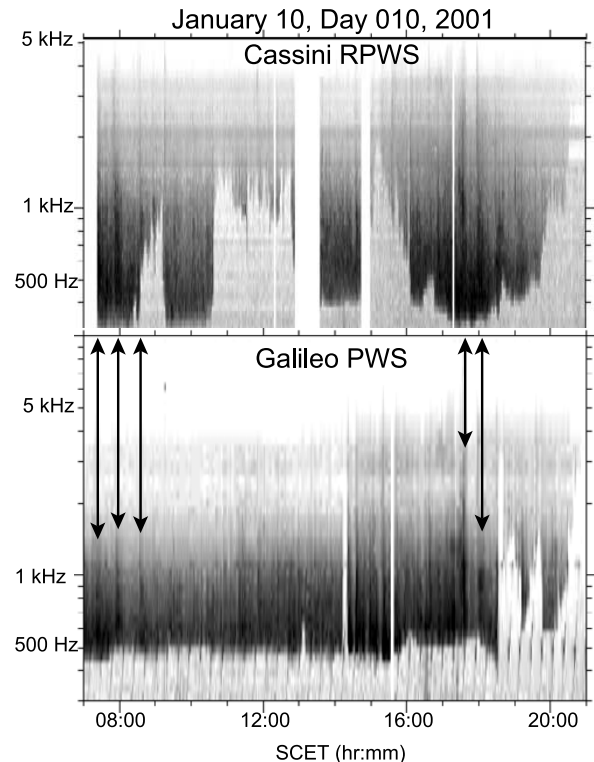


Figure 15. A frequency-time spectrogram from Cassini (top panel) and Galileo (bottom panel) from 10 January 2001, during a period when both spacecraft were located inside the Jovian magnetosphere. The data has been plotted in color to indicate amplitude with red being the most intense and blue the least intense. Arrows have been added to help point out some of the stronger enhancements in the continuum that are detected by both spacecraft. As can be seen, there is a very good agreement between the enhancements in the continuum detected by Galileo and Cassini. See color version of this figure at back of this issue.

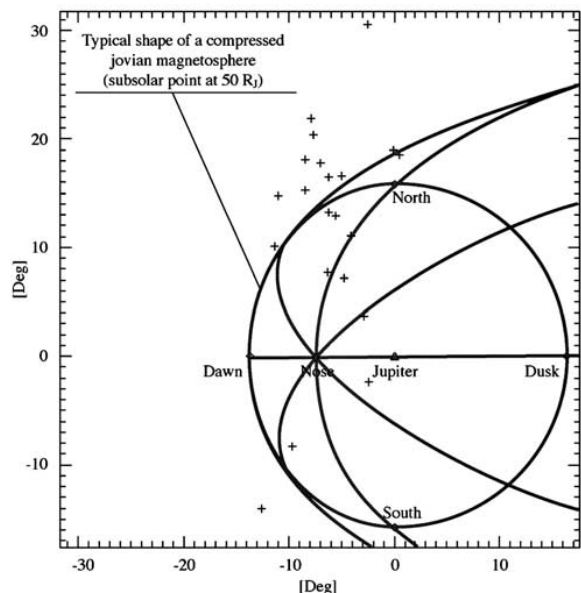


Figure 16. A plot of the apparent direction of arrival of QP bursts from DOY 357, 2002, at ~ 20 kHz (from the group of QP bursts shown in Figure 10, corresponding to the intense emission visible on Figures 11 and 12 at ~ 0135 SCET), projected (the crosses) on the plane of the sky. The axes are the azimuth and colatitude in a Jupiter-centered XYZ frame, with Z along the Jupiter to Cassini axis, Y is the plane containing Jupiter’s rotation axis and Z, pointing in Jupiter’s north pole direction, and X completes the right-hand triad. Superimposed is the sketch of the orientation and size of the Jovian magnetosphere as seen from Cassini in the same reference frame. The magnetosphere is seen from the dayside, slightly off the Sun-planet axis. Remarkable points (dawn and dusk terminators, north and south pole directions, and the magnetosheath nose) are represented for a compressed magnetopause with a subsolar point at $50 R_J$.

may modify the polarization results, so they will be discussed in a future work. Figure 16 shows the apparent direction of arrival of the waves at ~ 20 kHz, projected (the crosses) on the plane of the sky. The axes are the azimuth and colatitude in a Jupiter-centered XYZ frame, with Z along the Jupiter to Cassini axis, Y is the plane containing Jupiter’s rotation axis and Z, pointing in Jupiter’s north pole direction, and X completes the right-hand triad. Superimposed is the sketch of the orientation and size of the Jovian magnetosphere as seen at this time from Cassini in the same reference frame. The magnetosphere is seen from the dayside, slightly off the Sun-planet axis. Remarkable points (dawn and dusk terminators, north and south pole directions, and the magnetosheath nose) are represented for a compressed magnetopause with a subsolar point at $50 R_J$ (of course, this is only indicative, and the magnetosphere can be twice as extended).

[23] From Figure 16, it appears that the direction of arrival of the QP emission during this interval is from the northern hemisphere, far above the equatorial plane. This

apparent source region is far above the region where the local f_{ce} is ~ 20 kHz (5 to 7 degrees north of the equator on this figure). This suggests that even at 20 kHz (i.e., not even in the long diffused tail), the radiation undergoes a complex propagation process before exiting the magnetosphere at high latitude. This direction-finding analysis reveals for this example the exit point of the QP bursts into the solar wind and not the actual source region. Low-frequency emissions generated near Jupiter can escape from the magnetosphere in all directions if their frequency is at least twice the plasma frequency of the solar wind at the nose of the bow shock. For an emission with a frequency below $2 f_{psw}$, it can only escape into the solar wind tailward of the nose, where the magnetosheath plasma frequency becomes low enough to allow the wave to propagate through. For a more detailed discussion of the interaction of the lower frequency waves and the magnetosheath, see *Desch* [1994], *Desch and Farrell* [2000], *Steinberg et al.* [2004], *Kaiser et al.* [2004], and *Zarka et al.* [2004].

4. Discussion

[24] The simultaneous observations of QP bursts by Cassini and Galileo show very similar characteristics between the emissions detected by the two spacecraft, even when the spacecraft are at very different locations. This similarity suggests that the QP emission has a “strobe light” or “flash bulb” source, which emits the radio signal over a large solid angle and is not a narrow beam rotating with the planet. The small differences in the time that each spacecraft detects the QP bursts match very well with the light travel time differences between each of the spacecraft and the planet Jupiter (within the resolution of the sampling rate of the receivers) and does not match the expected difference if the emissions rotated with the planet. The observations of the QP bursts as enhancements in the trapped continuum emissions during the intervals the spacecraft are in the Jovian magnetosphere also suggest that the emission is “beamed” over a large area and suggest that the emission source is near Jupiter. This source emits the quasi-periodic radio bursts over a wide frequency range (few hundred Hz to a few hundred kHz). These bursts propagate through the magnetosphere and appear “on top of” the trapped continuum. At the magnetosheath, *Desch* [1994] showed that the propagation of the emission through the higher-density sheath can produce the characteristic spectral shape of the QP bursts detected in the solar wind (similar to solar type III’s emissions, but on a much shorter time scale). The lack of dispersion in the lower-frequency part of the QP bursts detected in the magnetosphere [*Menietti et al.*, 2001] supports the hypothesis that the source of the dispersion is in the magnetosheath. The slowing and spreading of the lower-frequency part of the emission in the Jovian magnetosheath may also be responsible for the Jovian VLF emissions (also called the Jovian anomalous continuum) [*Kaiser*, 1998; *Kaiser et al.*, 2004] and at Earth (in the Earth’s magnetosheath) to explain the dispersion observed in the terrestrial LF bursts [*Steinberg et al.*, 2004].

[25] The Jovian system appears to be rich in other periodic events, many with periods similar to the QP bursts. As discussed above, *Ulysses* detected ~ 40 min periodicities in the energetic particles [*Simpson et al.*, 1992b; *McKibben*

et al., 1993; *Desch*, 1994]. Some of these electron events were found to be well correlated with the QP40 bursts. However, it is not clear that the MeV electrons produce the corresponding radio emission [*Desch*, 1994]. Similar quasi-periodic bursts of electrons have been detected by the Cassini MIMI instrument (N. Krupp, private communications, 2002), but no obvious correlation between the radio bursts detected by Cassini or Galileo have been observed.

[26] Similar periodic behavior has been observed in the X-ray spectrum of the Jovian auroral region [*Gladstone et al.*, 2002]. Observations made by the high-resolution camera (HRC) of the Chandra X-ray Observatory on 18 December 2000 show that the northern auroral X-rays are concentrated in a “hot spot” within the main ultraviolet auroral oval at high magnetic latitudes (roughly 60° to 70° north latitude and 160° to 180° system III longitude). The light curve and power spectrum of this “hot spot” showed a very strong ~45 min oscillation in the emitted X-rays [*Gladstone et al.*, 2002]. The radio observations of both Cassini and Galileo were examined during the period of the X-ray observations, and although weak QP bursts were detected during this interval by both spacecraft, the radio QP bursts were of a shorter period and no obvious direct correlation was found when compared to the X-ray bursts. *Gladstone et al.* [2002] also reported no comparable periodicities were detected in the Cassini solar wind data or in the Galileo and Cassini energetic particle measurements at the time of the Chandra observations. However, the periodicity of the X-ray bursts are similar to the earlier Ulysses energetic particle and QP radio burst observations [*MacDowall et al.*, 1993], and the period that is sometimes observed in the QP radio bursts that are detected by Cassini and Galileo, suggesting that they may be related.

[27] Recent analysis of the ultraviolet observations from the Cassini Ultraviolet Imaging Spectrograph (UVIS) [*Pryor et al.*, 2003] has found fluctuations in the auroral UV with periods similar to the QP bursts. Initial examination of one of these events has shown that the weak enhancements in the trapped continuum (QP bursts) detected by Galileo appear to be correlated with the peaks in the ultraviolet emissions [*Pryor et al.*, 2003]. Unfortunately, Cassini did not detect any QP bursts during this interval. Further analysis and comparison of the Cassini UVIS data with the Cassini and Galileo radio data is continuing, and UV data from the Hubble Space Telescope (HST) from this same time period is also being examined for possible periodic structure.

[28] These multiple examples of quasi-periodic behavior suggest that many of these observations may be related. However, the lack of a clear correlation between many of the events suggests that it is not a simple relationship. Many of the periodic events appear to be related to auroral processes, which agrees with the earlier Ulysses direction-finding results for the QP 40 burst appearing to come from near the south Jovian polar region. The initial direction finding results with Cassini showing that the direction of arrival of the QP emission for one event is from the northern hemisphere, far above the equatorial plane (see Figure 16) do not necessarily disagree with these earlier Ulysses direction finding results showing the source region near the Jovian southern polar region (corresponding to a few

degrees in Figure 16). The Ulysses direction finding results reported by *MacDowall et al.* [1993] were for a higher-frequency component of the QP emissions (27 kHz to 48 kHz) and were done when Ulysses was at 30°S latitude, near the dusk terminator and 27.5 R_J . The lower-frequency part of the emissions is not expected to propagate in a straight line from the source to a spacecraft in the solar wind but is refracted, scattered, or guided in the magnetosheath [*Desch*, 1994; *Kaiser*, 1998; *Kaiser et al.*, 2004; *Steinberg et al.*, 2004]. The higher-frequency component of the QP bursts is expected to interact with the magnetosheath the least, so direction finding analysis of the higher frequencies are more likely to show the “true” source location and not the region where the emission interacts with the magnetosheath. Furthermore, Ulysses obtained direction-finding results farther tailward when compared with the location of Cassini direction-finding results shown in Figure 16. The density of the magnetosheath should decrease tailward, allowing lower-frequency emissions generated in the magnetosphere to escape into the solar wind with minimal interaction with the magnetosheath. Thus the Cassini-RPWS source locations as shown in Figure 16 do not rule the auroral region as the source of the QP bursts.

[29] Another possible source region of these emissions is the magnetospheric cusp region. Recent work by *Prangé and Pallier* [2003] suggested a relationship between the pulsating aurora detected by HST and the Jovian cusps at both poles. This reported relationship and the preliminary correlation between the fluctuations in the auroral UV detected by Cassini-UVIS and the weak enhancements in the trapped continuum (QP bursts) detected by Galileo [*Pryor et al.*, 2003] suggests that reconnection events in the cusp may be a possible source of the QP emissions. Thus the preliminary Cassini direction finding results could also be consistent with a source region related to the magnetospheric cusp.

5. Conclusion

[30] Simultaneous observations of QP bursts by the Galileo and Cassini spacecraft show many similar characteristics, even when the two spacecraft are at very different locations and separated by large distances. These similarities suggest that the emission is beamed in a strobe light like manner over a large angular range. The observation by both spacecraft of enhancements in the trapped continuum and the dispersive shape of the emissions detected in the solar wind suggest the QP bursts interact with the higher-density magnetosheath as they propagate from the magnetosphere into the solar wind. The many other periodic events detected in the Jovian system (energetic particles, X-ray auroral hot spots, and auroral UV emissions) suggest a possible relationship with the QP radio bursts, but the lack of a clear correlation between many of the events suggests that it is not a simple relationship. The initial direction finding results from the Cassini-RPWS for one event shows a source location in the northern hemisphere, far from Jupiter. This apparent source location suggests that the lower-frequency components of the QP radio burst undergoes a complex propagation process before the emissions exit into the solar wind and the apparent source location is just the exit point of the radiation. The direction-finding results may

also suggest that the Jovian cusp region may be a possible QP radio burst source region.

[31] Ongoing, detailed direction finding studies with Cassini (including Cassini magnetometer, UVIS, and HST data) are examining each of the possible source locations of the QP bursts, and will attempt to (1) follow variations of the direction of arrival during individual events, examining both the variation with frequency and the evolution of the QP event with time, (2) obtain statistical results on numerous burst series, (3) measure polarization as precisely as possible, and (4) determine the source region of the Jovian QP bursts.

[32] **Acknowledgments.** The research at the University of Iowa is supported by the National Aeronautics and Space Administration through contract 961152 with the Jet Propulsion Laboratory. We acknowledge the support from the Iowa Cassini-RPWS team, especially Terry Averkamp. Cassini-RPWS activities at LESIA are supported by the French CNES (Centre National d'Études Spatiales). We acknowledge the support from the Meudon Cassini-RPWS team, especially Pierre Fédou and Nicole Letourneur.

[33] Arthur Richmond thanks Wayne Pryor and Andrew J. Willes for their assistance in evaluating this paper.

References

- Desch, M. D. (1994), Jupiter radio bursts and particle acceleration, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, *90*, 541–546.
- Desch, M. D., and W. M. Farrell (2000), Terrestrial LF bursts: Escape paths and wave intensification, in *Radio Astronomy at Long Wavelengths*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 119, edited by R. Stone, K. Weiler, and M. Goldstein, pp. 205–211, AGU, Washington, D. C.
- Gladstone, G. R., et al. (2002), A pulsating auroral X-ray hot spot on Jupiter, *Nature*, *415*, 1000–1003.
- Gurnett, D. A., W. S. Kurth, and F. L. Scarf (1983), Narrowband electromagnetic emissions from Jupiter's magnetosphere, *Nature*, *302*, 385–388.
- Gurnett, D. A., W. S. Kurth, R. R. Shaw, A. Roux, R. Gendrin, C. F. Kennel, F. L. Scarf, and S. D. Shawhan (1992), The Galileo plasma wave investigation, *Space Sci. Rev.*, *60*, 341–355.
- Gurnett, D. A., et al. (2004), The Cassini radio and plasma wave science investigation, *Space Sci. Rev.*, in press.
- Hospodarsky, G. B., W. S. Kurth, and D. A. Gurnett (1998), Galileo observations of Jovian quasi-periodic radio bursts, paper presented at the Spring Meeting, AGU, Boston, Mass.
- Kaiser, M. L. (1998), Jovian and terrestrial low frequency radio bursts: Possible cause of anomalous continuum, *J. Geophys. Res.*, *103*, 19,993–19,999.
- Kaiser, M. L., M. D. Desch, W. M. Farrell, R. J. MacDowall, R. G. Stone, A. Lecacheux, B.-M. Pederson, and P. Zarka (1992), Ulysses observations of escaping VLF emissions from Jupiter, *Geophys. Res. Lett.*, *19*, 649–652.
- Kaiser, M. L., P. Zarka, W. S. Kurth, G. B. Hospodarsky, and D. A. Gurnett (2000), Cassini and Wind stereoscopic observations of Jovian nonthermal radio emissions: Measurements of beam widths, *J. Geophys. Res.*, *105*, 16,053–16,062.
- Kaiser, M. L., W. M. Farrell, M. D. Desch, G. B. Hospodarsky, W. S. Kurth, and D. A. Gurnett (2001), Ulysses and Cassini at Jupiter: Comparison of the quasi-periodic radio bursts, in *Planetary Radio Emissions V*, edited by H. O. Rucker, M. L. Kaiser, and Y. Leblanc, pp. 41–48, Austrian Acad. of Sci. Press, Vienna.
- Kaiser, M. L., W. M. Farrell, M. D. Desch, W. S. Kurth, G. B. Hospodarsky, and D. A. Gurnett (2004), New observations from Cassini, Ulysses, and Galileo of Jovian VLF radio emissions, *J. Geophys. Res.*, *109*, A09S08, doi:10.1029/2003JA010233.
- Kurth, W. S., D. A. Gurnett, and F. L. Scarf (1989), Jovian type III radio burst, *J. Geophys. Res.*, *94*, 6917–6924.
- Kurth, W. S., D. A. Gurnett, S. J. Bolton, A. Roux, and S. M. Levin (1997), Jovian radio emissions: An early overview of Galileo observations, in *Planetary Radio Emissions IV*, edited by H. O. Rucker, S. J. Bauer, and A. Lecacheux, pp. 1–13, Austrian Acad. of Sci. Press, Vienna.
- Kurth, W. S., et al. (2002), The dusk flank of Jupiter's magnetosphere, *Nature*, *415*, 991–994.
- MacDowall, R. J., M. L. Kaiser, M. D. Desch, W. M. Farrell, R. A. Hess, and R. G. Stone (1993), Quasiperiodic Jovian radio bursts: Observations from the Ulysses radio and plasma wave experiment, *Planet. Space Sci.*, *41*, 1059–1072.
- McKibben, R. B., J. A. Simpson, and M. Zhang (1993), Impulsive bursts of relativistic electrons discovered during Ulysses' traversal of Jupiter's dusk-side magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, *41*, 1041–1058.
- Menietti, J. D., I. Christopher, and L. J. Granroth (2001), A high-resolution study of quasiperiodic radio emissions observed by the Galileo plasma wave instrument, *Radio Sci.*, *36*, 815–824.
- Prangé, R., and L. Pallier (2003), Observation of Jupiter's polar cusps, paper presented at the Fall Meeting, AGU, San Francisco, Calif.
- Pryor, W., G. B. Hospodarsky, I. Stewart, W. S. Kurth, L. Esposito, J. Clarke, D. Grodent, and D. A. Gurnett (2003), Cassini UVIS time-resolved Jupiter auroral data compared to QP radio bursts, paper presented at the EGS-AGU-EUG Joint Assembly, Eur. Geophys. Soc., Nice, France.
- Rucker, H. O., W. Macher, R. Manning, and H. P. Ladreiter (1996), Cassini model rheometry, *Radio Sci.*, *31*, 1299–1311.
- Scarf, F. L., and D. A. Gurnett (1977), A plasma wave investigation for the Voyager mission, *Space Sc. Rev.*, *21*, 289–308.
- Simpson, J. A., et al. (1992a), The Ulysses cosmic ray and solar particle investigation, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, *92*, 365–399.
- Simpson, J. A., et al. (1992b), Energetic charged-particle phenomena in the Jovian magnetosphere: First results from the Ulysses COSPIN collaboration, *Science*, *257*, 1543–1550.
- Steinberg, J.-L., C. Lacombe, P. Zarka, S. Hoang, and C. Perche (2004), Terrestrial low frequency bursts: Escape paths of radio waves through the bow shock, *Planet. Space Sci.*, *52*, 643–660.
- Stone, R. G., et al. (1992), The unified radio and plasma wave investigation, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, *92*, 291–316.
- Vogl, D. F., et al. (2004), Calibration of the Cassini-RPWS antenna system for direction-finding and polarization measurements, *J. Geophys. Res.*, *109*, A09S17, doi:10.1029/2003JA010261.
- Zarka, P., B. Cecconi, and W. S. Kurth (2004), Jupiter's low frequency radio spectrum from Cassini/RPWS absolute flux density measurements, *J. Geophys. Res.*, *109*, A09S15, doi:10.1029/2003JA010260.
- B. Cecconi and P. Zarka, Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique, Observatoire de Paris, F-92190 Meudon, France. (baptiste.cecconi@obspm.fr; philippe.zarka@obspm.fr)
- M. D. Desch and M. L. Kaiser, Laboratory for Extraterrestrial Physics, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, USA. (michael.desch@nasa.gov; michael.kaiser@nasa.gov)
- D. A. Gurnett, G. B. Hospodarsky, and W. S. Kurth, Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, IA 52232, USA. (donald-gurnett@uiowa.edu; george-hospodarsky@uiowa.edu; william-kurth@uiowa.edu)

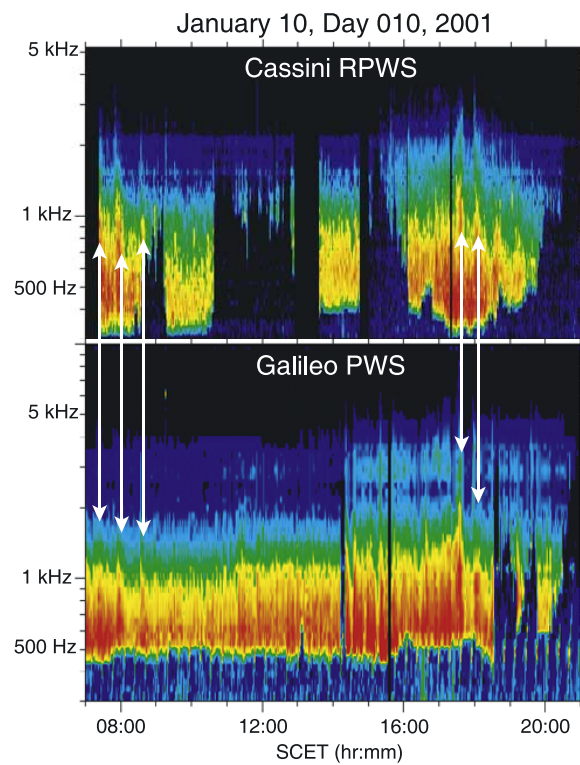


Figure 15. A frequency-time spectrogram from Cassini (top panel) and Galileo (bottom panel) from 10 January 2001, during a period when both spacecraft were located inside the Jovian magnetosphere. The data has been plotted in color to indicate amplitude with red being the most intense and blue the least intense. Arrows have been added to help point out some of the stronger enhancements in the continuum that are detected by both spacecraft. As can be seen, there is a very good agreement between the enhancements in the continuum detected by Galileo and Cassini.

ANNEXE F

[Cecconi & Zarka, MOP, 2002]

Transparents présentés à la conférence “Magnetosphere of Outer Planets”, Laurel, MA, 2002.

Référence bibliographique :

B. Cecconi and P. Zarka. Origin of a variable apparent radio period for Saturn. *Magnetosphere of Outer Planets*, Applied Physics Laboratory, Johns Hopkins University, Laurel, Maryland, 29/07-02/08/2002.

ORIGIN OF A VARIABLE APPARENT RADIO PERIOD FOR SATURN

B. Cecconi & P. Zarka

LESIA, Observatoire de Paris - CNRS, France (baptiste.cecconi@obspm.fr)

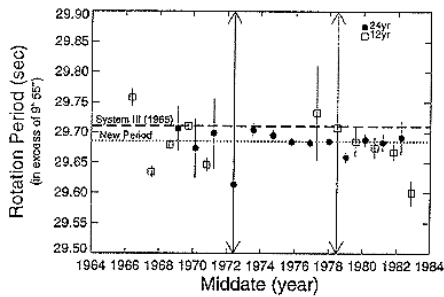
Sidereal Period of Giant Planets

Jupiter
9h 55m 29.7s

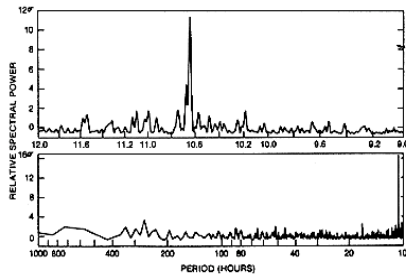
*24 years of Io-DAM
ground-based observations*

Saturn
10h 39m 24s

*267 days of SKR
Voyager-PRA observations*



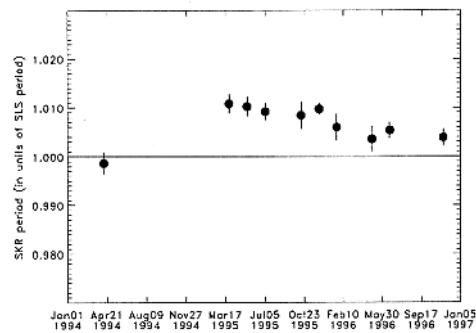
(Higgins, 1997)



(Desch & Kaiser, 1981)

Apparent variable radio period

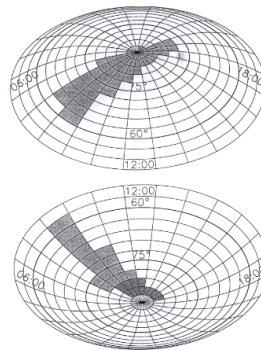
- 60 days intervals (~135 sidereal periods) of SKR observations by Ulysses
- SKR period found to vary by ~1%
 - variation of sidereal period ? (no !)
 - radio source moving around the planet ?
 - (→ >1 full turn in 60 days !)



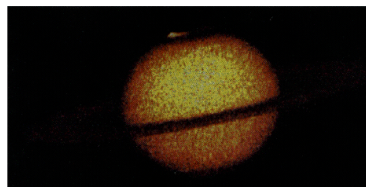
Galopeau and Lecacheux (JGR, 2000) [GL2000]

SKR Source Location

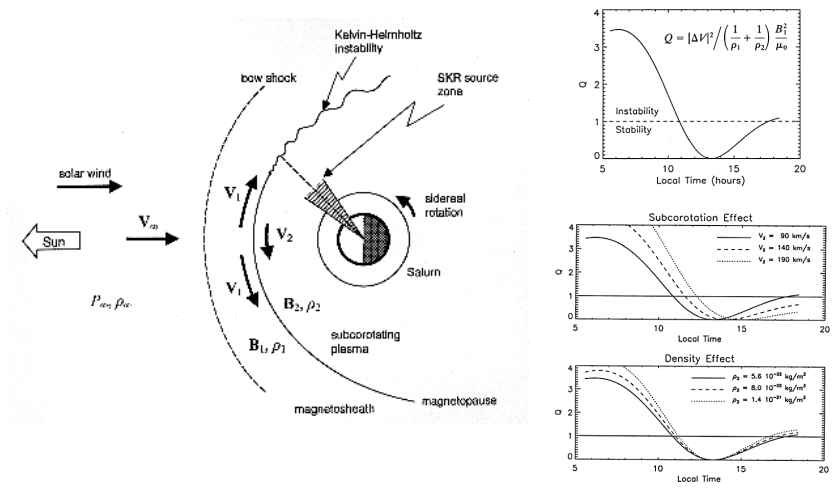
Fixed in local time,
mostly morning side
(Galopeau et al. 1995)



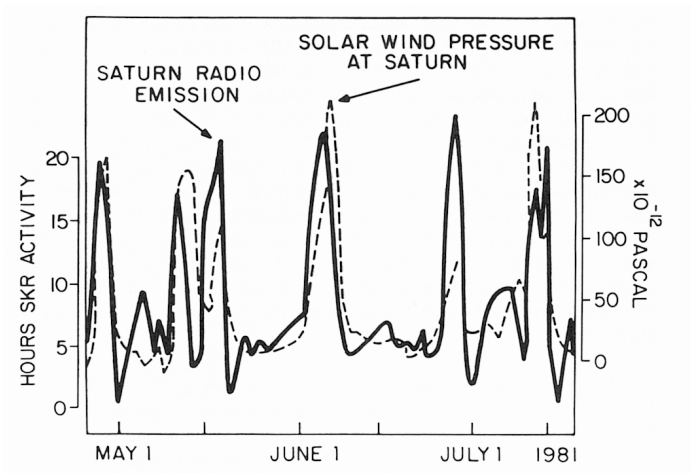
Confirmed by UV observations
(Trauger et al., 1998)



Kelvin-Helmholtz instability at Magnetopause Galopeau et al. (1995)

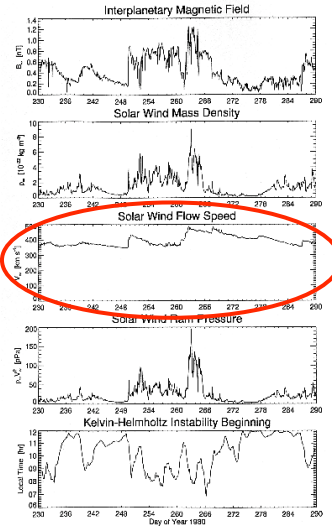


SKR strongly controlled by Solar Wind (Desch, 1982)



Random fluctuation of SW parameter
 → no modification of SKR period

SW velocity at Saturn does not fluctuate randomly, but as an asymmetrical « sawtooth »



Voyager 1 data
 (Galopeau and Lecacheux, 2000)

Relationship between Source Location and Apparent Radio Period

Method #1:
$$\frac{P_{SKR}}{P_{Sid}} = \frac{1}{1 - \frac{P_{Sid}}{2\pi} \frac{d\lambda_{SKR}}{dt}}$$
 (P_{Sid} : Sideral Period from Desch & Kaiser 1981)

where λ_{SKR} = source location « longitude » = 360 - λ_{LS}

Hypothesis :
$$\frac{d\lambda_{SKR}}{dt} = \alpha \frac{dv}{dt}$$
 (from KHI hypothesis)

Method #2:

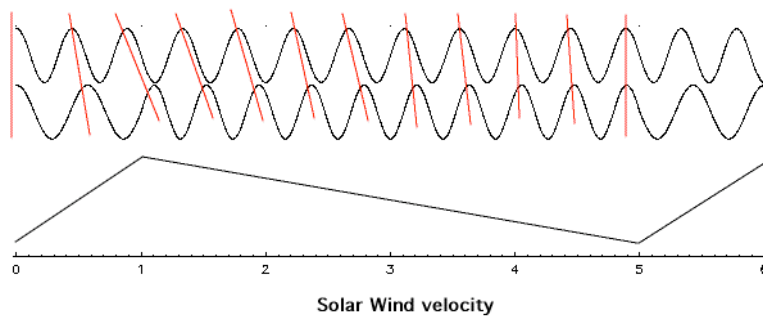
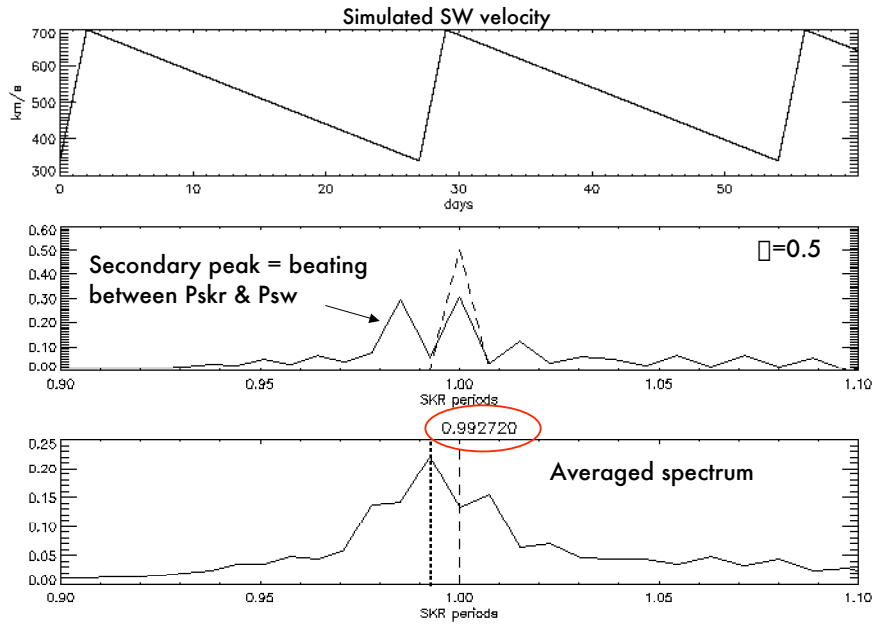
Simulation with :
$$I_{SKR} = I_0 \cos\left(\frac{2\pi}{P_{Sid}}t - \lambda_{SKR}(t)\right)$$

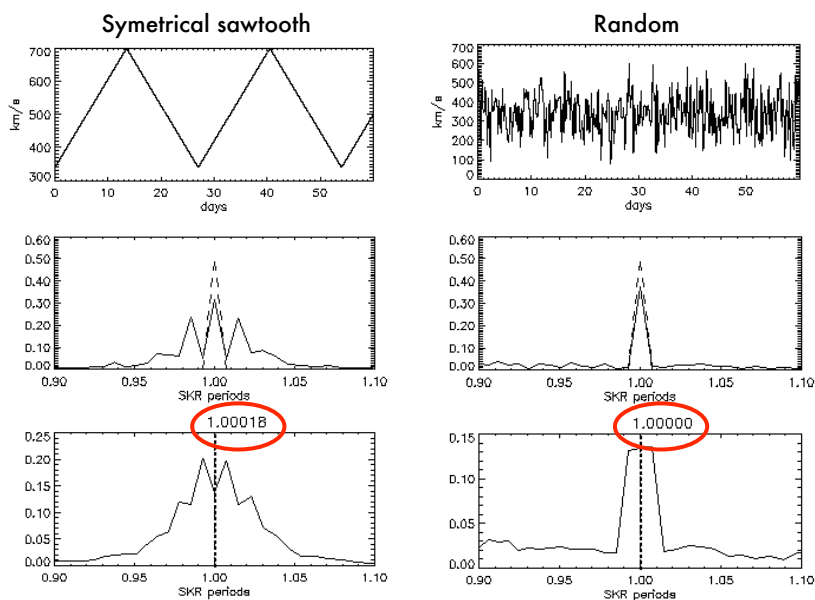
$$\lambda_{SKR} = \int \frac{d\lambda_{SKR}}{dt} dt = \alpha v(t) + \lambda_0$$

Simulation parameters :

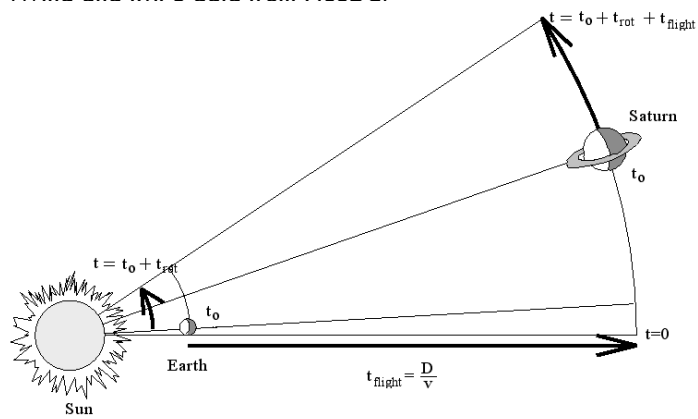
60 days interval for period computation

SW simulation (period of variation, sawtooth shape, random fluctuations)



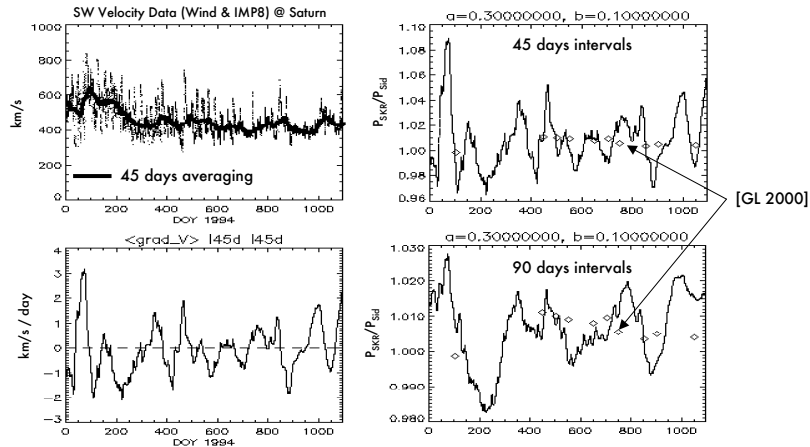


Ballistic projection of Solar Wind to Saturn
 (Wind and IMP8 data from NSSDC)



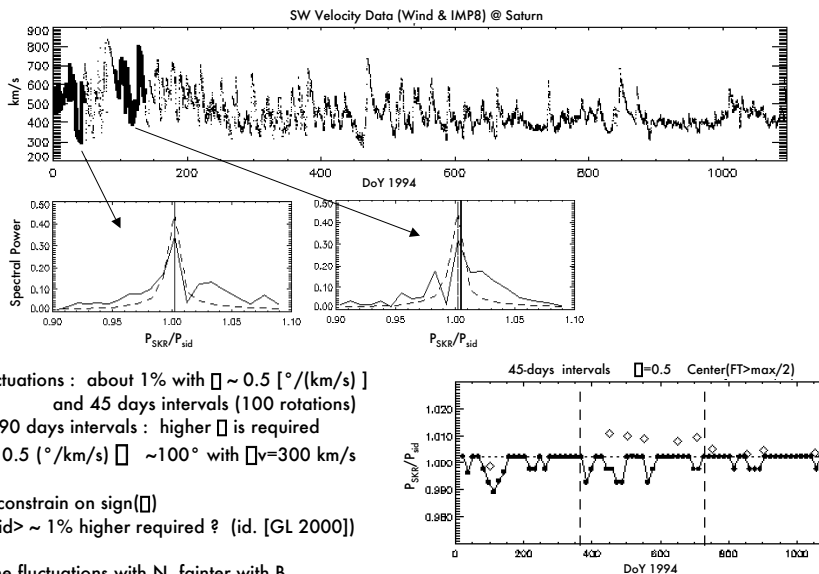
$$t_f = t_0 + \frac{\lambda_{Saturn}(t_0) - \lambda_{Earth}(t_0) + \Omega_{Saturn} \cdot \Delta r / v}{\Omega_{Sun} - \Omega_{Saturn}} + \frac{\Delta r}{v}$$

Method #1 :
$$\frac{P_{SKR}}{P_{Sid}} = \frac{1}{1 - \frac{P_{Sid}}{2\pi} (a \cdot \langle \frac{\Delta v}{\Delta t} \rangle + b)}$$



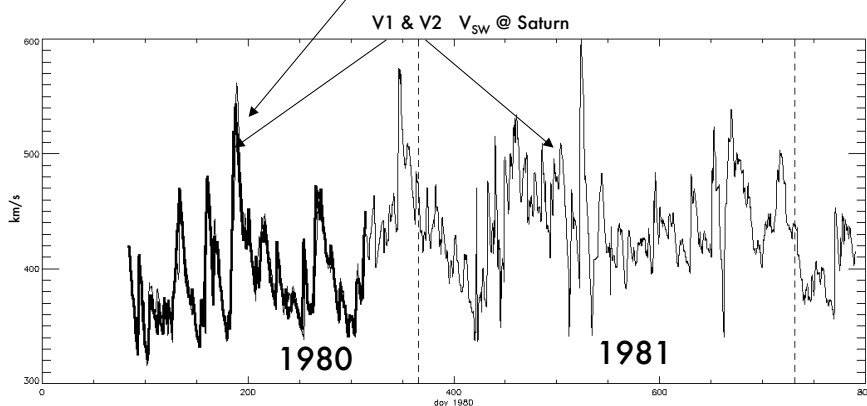
- Fluctuations : about 1% with $a \sim 0.3$ [$s^2 \cdot day / km / rad \dots$] and 45 or 90 days intervals
- no constraint on sign(a)
- $b = 0.1$ (?) $\langle P_{sid} \rangle \sim 1\%$ higher required ? (id. [GL 2000])
- long term variations of velocity $\langle \Delta v / \Delta t \rangle$
- Comparable results for dN/dt , fainter effects with dB/dt

Method #2 : $I = I_0 \cos(\omega t - \phi v)$

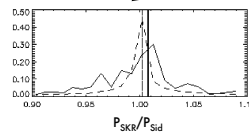
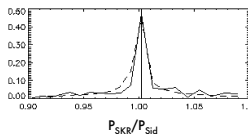
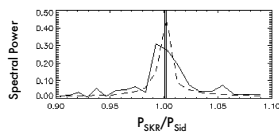
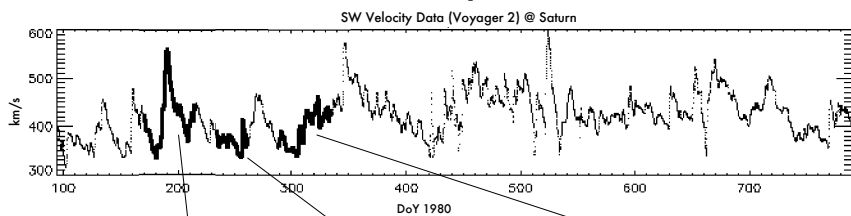


- Fluctuations : about 1% with $\phi \sim 0.5$ [$^{\circ} / (km/s)$] and 45 days intervals (100 rotations)
- for 90 days intervals : higher ϕ is required
- $\phi \sim 0.5$ ($^{\circ} / km/s$) $\sim 100^{\circ}$ with $v=300$ km/s
- no constrain on sign(ϕ)
- $\langle P_{sid} \rangle \sim 1\%$ higher required ? (id. [GL 2000])
- same fluctuations with N, fainter with B.

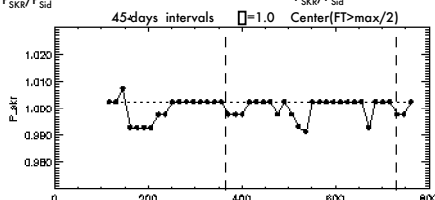
Voyager 1 & 2 SW Velocity measurements very good matching in ballistic projections



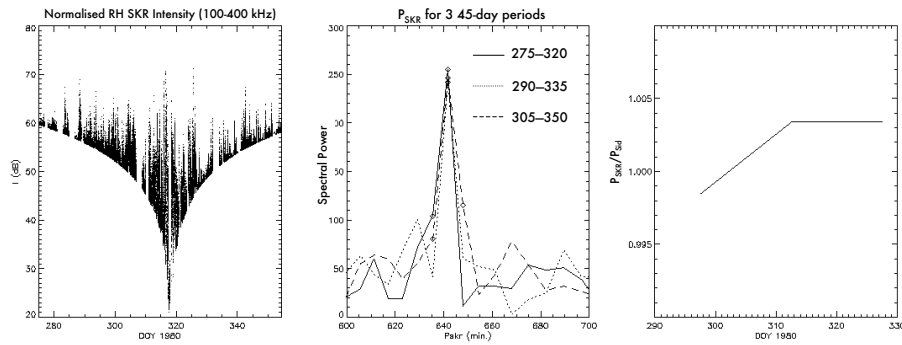
Method #2 : $I = I_0 \cos(\omega t - \phi v)$



- Observed sawtooth variations for SW velocity at Saturn
- fluctuation : about 1% with $\phi \sim 1.0 [^\circ / (\text{km/s})]$ and 45 days intervals (100 rotations)



Voyager 1 PRA data, RH



- 1% fluctuation also observed on Radio data.

Direct correlation with PSKR/Psid deduced from SW Velocity measurements requires fine tuning (in progress)

Conclusions

- Variations of SKR period due to SKR control by non-random SW variations
- SW velocity seems to be important in SKR control
→ supports KHI interpretation of SKR generation
- absolute limitation in accuracy of determination of planetary rotation period = long-term variations of «control» parameters
- Accurate SKR period can be determined ONLY by analysis of long-term observations

ANNEXE G

Onde électromagnétique et Polarisation

Une onde plane électromagnétique est définie par son vecteur d'onde \mathbf{k} (contenant la direction et le sens de propagation, ainsi que la pulsation de l'onde sous la forme $\omega = k.c$ où c est la célérité de la lumière dans le milieu), et la variation de son champ électrique $\mathbf{E}(t)$ au cours d'une période $2\pi/\omega$. Cette notation compacte n'est pas très facile à manipuler. C'est ainsi qu'ont été introduits les paramètres de Stokes [Kraus, 1966]. Ils décrivent les propriétés de puissance et de polarisation de l'onde. Pour décrire complètement un onde électromagnétique, il conviendra d'ajouter à ces paramètres un vecteur unitaire colinéaire au vecteur d'onde qui donnera la direction et le sens de propagation de l'onde.

G.1 Paramètres de Stokes

On définit le repère de l'onde tel que le vecteur \hat{Z}_w soit parallèle au vecteur d'onde, \hat{X}_w et \hat{Y}_w complètent la base orthonormée directe (voir figure G.1). On écrit alors le champ électrique sur ces axes ($\hat{X}_w, \hat{Y}_w, \hat{Z}_w$):

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} a_1 \exp(i(\omega t + \phi_0)) \\ a_2 \exp(i(\omega t + \phi_0) + i\delta) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{G.1})$$

où ϕ_0 est la phase à $t = 0$.

Les corrélations entre les composantes non nulles du champ électrique (E_X et E_Y) s'écrivent de la manière suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle E_X . E_X^* \rangle = \langle a_1^2 \rangle \\ \langle E_Y . E_Y^* \rangle = \langle a_2^2 \rangle \\ \langle E_X . E_Y^* \rangle = \langle a_1 a_2 \exp(-i\delta) \rangle \\ \langle E_Y . E_X^* \rangle = \langle a_1 a_2 \exp(i\delta) \rangle \end{array} \right. \quad (\text{G.2})$$

Une moyenne temporelle, dénotée $\langle \dots \rangle$, est effectuée sur un temps plus long que la période (c'est le temps d'intégration du récepteur par exemple).

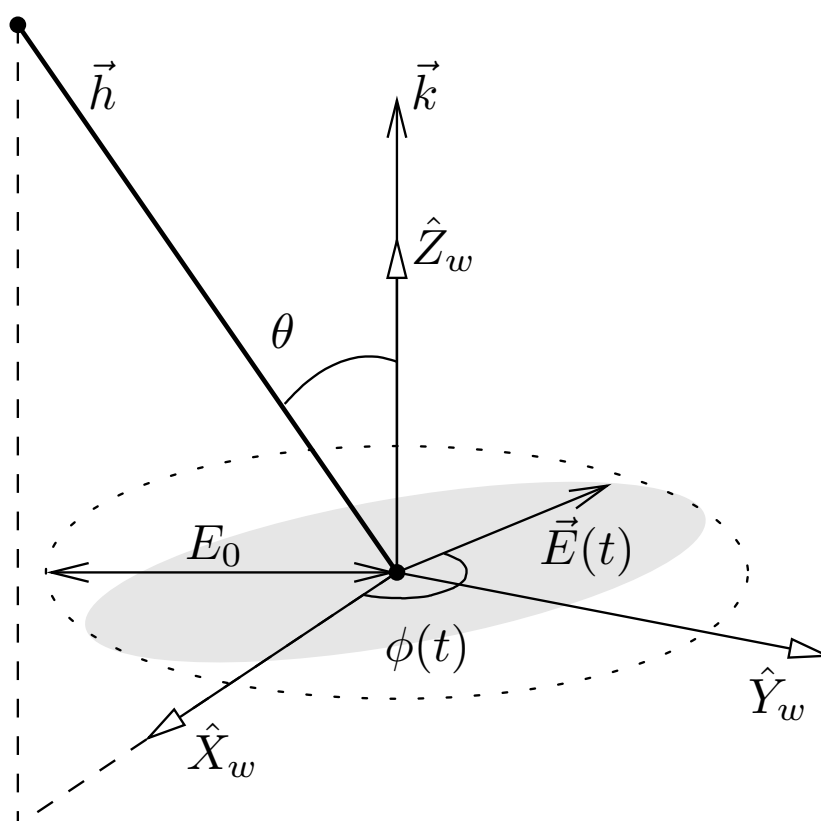


FIG. G.1 – Repère de l'onde associé à une antenne \mathbf{h} . Le repère $(O, \hat{X}_w, \hat{Y}_w, \hat{Z}_w)$ est construit tel que \hat{Z}_w soit colinéaire à \mathbf{k} et que l'antenne \mathbf{h} soit dans le plan $(O, \hat{X}_w, \hat{Y}_w)$. Le champ électrique $\mathbf{E}(t)$ est défini par sa norme $E(t)$ et son azimuth $\phi(t)$. Il décrit une ellipse, représentée en grisé, inscrite dans un cercle de rayon E_0 . La phase du champ électrique est définie par $\phi(t) = \omega t + \phi_0$, où ω est la pulsation de l'onde et ϕ_0 la phase à $t = 0$. L'antenne \mathbf{h} est inclinée d'un angle θ par rapport à l'axe \hat{Z}_w .

On définit les paramètres de Stokes [Kraus, 1966] qui sont les paramètres décrivant complètement le flux et la polarisation de l'onde. Le premier, S , caractérise le flux (c'est le module du vecteur de Poynting moyen¹) :

$$S = \frac{\langle E_X.E_X^* \rangle + \langle E_Y.E_Y^* \rangle}{2Z_0} = \frac{\langle a_1^2 \rangle + \langle a_2^2 \rangle}{2Z_0} \quad (\text{G.4})$$

avec $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 120\pi\Omega$. Deux autres, Q et U , caractérisent la polarisation linéaire de l'onde :

$$Q = \frac{\langle E_X.E_X^* \rangle - \langle E_Y.E_Y^* \rangle}{\langle E_X.E_X^* \rangle + \langle E_Y.E_Y^* \rangle} = \frac{\langle a_1^2 \rangle - \langle a_2^2 \rangle}{2Z_0S} \quad (\text{G.5})$$

$$U = \frac{\langle E_X.E_Y^* \rangle + \langle E_Y.E_X^* \rangle}{\langle E_X.E_X^* \rangle + \langle E_Y.E_Y^* \rangle} = \frac{\langle a_1a_2 \cos \delta \rangle}{Z_0S} \quad (\text{G.6})$$

Le dernier, V , caractérise la polarisation circulaire :

$$V = \frac{\langle E_Y.E_X^* \rangle - \langle E_X.E_Y^* \rangle}{i(\langle E_X.E_X^* \rangle + \langle E_Y.E_Y^* \rangle)} = \frac{\langle a_1a_2 \sin \delta \rangle}{Z_0S} \quad (\text{G.7})$$

La convention² (IRE³) adoptée en 1942 sur le sens de polarisation des ondes implique $V = +1$ pour une onde est polarisée circulairement à gauche (LHC⁴) et $V = -1$ pour une onde est polarisée circulairement à droite (RHC). On tire des définitions ci-dessus:

$$\begin{cases} \langle E_X.E_X^* \rangle = Z_0S(1+Q) \\ \langle E_Y.E_Y^* \rangle = Z_0S(1-Q) \\ \langle E_X.E_Y^* \rangle = Z_0S(U-iV) \\ \langle E_Y.E_X^* \rangle = Z_0S(U+iV) \end{cases} \quad (\text{G.8})$$

G.2 Ellipse de Polarisation

Le champ électrique d'une onde électromagnétique quelconque dont les composantes sont données par l'expression G.1 décrit une courbe dans le plan d'onde. Cette courbe fermée est une ellipse dont a va trouver les paramètres.

Les composantes du champs électrique dans le plan d'onde sont $E_x = a_1 \cos \omega t$ et $E_y = a_2 \cos(\omega t + \delta)$. En développant E_y et en y injectant E_x on obtient :

$$E_y = a_2 \frac{E_x}{a_1} \cos \delta - a_2 \sqrt{1 - \left(\frac{E_x}{a_1}\right)^2} \sin \delta \quad (\text{G.9})$$

Ceci nous mène a l'expression suivante :

$$\left(\frac{E_x}{a_1}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{a_2}\right)^2 - \frac{2E_xE_y \cos \delta}{a_1a_2} = \sin^2 \delta \quad (\text{G.10})$$

1. Le module du vecteur de Poynting instantané est :

$$|\vec{\mathcal{P}}| = \left| \frac{\mathbf{E} \wedge \mathbf{B}}{\mu_0} \right| = \frac{|\mathbf{E}(\mathbf{t})|^2}{Z_0} \quad (\text{G.3})$$

2. Cette convention est l'inverse de celle prise par les opticiens [Born et Wolf, 1993] .

3. International Radio-Electric

4. LHC correspond à une rotation de \mathbf{E} dans le sens direct quand on regarde dans la direction de \mathbf{k} (↺).

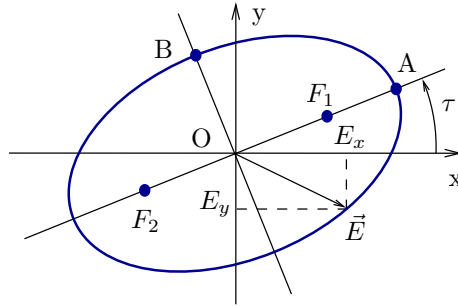


FIG. G.2 – L'ellipse de polarisation

On reconnaît l'expression d'une ellipse, $\mathcal{A}E_x^2 - \mathcal{B}E_xE_y + \mathcal{C}E_y^2 = 1$, dans sa forme la plus générale, avec les coefficients suivants :

$$\mathcal{A} = \frac{1}{a_1^2 \sin^2 \delta} \quad \mathcal{B} = \frac{2 \cos \delta}{a_1 a_2 \sin^2 \delta} \quad \mathcal{C} = \frac{1}{a_2^2 \sin^2 \delta}. \quad (\text{G.11})$$

Par définition, une ellipse est l'ensemble des points du plan dont la somme des distances à deux points fixes F_1 et F_2 (appelés foyers) séparés d'une distance $2c$ est une constante positive $2a$. Pour simplifier les calculs, on place le centre du segment $[F_1 F_2]$ en O , c'est le centre de l'ellipse. Les coordonnées de F_1 sont $(c \cos \tau, c \sin \tau)$ et celles de F_2 sont $(-c \cos \tau, -c \sin \tau)$. L'ensemble des points de l'ellipse est donc décrit par l'équation suivante :

$$2a = \sqrt{(x + c \cos \tau)^2 + (y + c \sin \tau)^2} + \sqrt{(x - c \cos \tau)^2 + (y - c \sin \tau)^2} \quad (\text{G.12})$$

Celle-ci peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{a^2 - c^2 \cos^2 \tau}{a^2(a^2 - c^2)} x^2 + \frac{a^2 - c^2 \sin^2 \tau}{a^2(a^2 - c^2)} y^2 - \frac{2c^2 \cos \tau \sin \tau}{a^2(a^2 - c^2)} xy = 1 \quad (\text{G.13})$$

Après identification des termes, on trouve que :

$$OA^2 = a^2 = \frac{2}{\mathcal{A} + \mathcal{C} - \sqrt{(\mathcal{A} - \mathcal{C})^2 + \mathcal{B}^2}} = \frac{Z_0 S V^2}{1 - \sqrt{Q^2 + U^2}} \quad (\text{G.14})$$

$$OB^2 = b^2 = \frac{2}{\mathcal{A} + \mathcal{C} + \sqrt{(\mathcal{A} - \mathcal{C})^2 + \mathcal{B}^2}} = \frac{Z_0 S V^2}{1 + \sqrt{Q^2 + U^2}} \quad (\text{G.15})$$

$$\tan 2\tau = \frac{\mathcal{B}}{\mathcal{C} - \mathcal{A}} = \frac{2a_1 a_2 \cos \delta}{a_1^2 - a_2^2} = \frac{U}{Q} \quad (\text{G.16})$$

Le rapport des axes vaudra donc :

$$\frac{OA}{OB} = \sqrt{\frac{1 + \sqrt{Q^2 + U^2}}{1 - \sqrt{Q^2 + U^2}}} \quad (\text{G.17})$$

G.3 Equivalence des 2 notations

On décrit les caractéristiques de polarisation d'une onde de deux manières :

- Le flux total I , le taux de polarisation linéaire P_L , le taux de polarisation circulaire P_C (dont le signe indique le sens de polarisation) et l'angle de polarisation linéaire A_{PL} (qui désigne l'angle de la direction de polarisation linéaire en fonction d'une direction de référence).

– Les quatre paramètres de Stokes, S , Q , U et V que l'on a déjà vu.

P_L et P_C sont les fractions du flux total qui sont polarisée respectivement linéairement et circulairement. Ces deux ensembles de paramètres sont des descriptions équivalentes. En effet, on a déjà $I = S$. Le taux de polarisation linéaire est $P_L = \sqrt{U^2 + Q^2}$. Le taux de polarisation circulaire est $P_C = V$. La position angulaire du grand axe de l'ellipse de polarisation est $1/2 \arctan(U/Q)$, comme on l'a vu au paragraphe précédent.

G.4 Effet de la rotation du repère autour du vecteur d'onde sur les paramètres de Stokes

Les expressions des paramètres de Stokes obtenues précédemment sont valables pour le repère $(\mathbf{X}_w, \mathbf{Y}_w, \mathbf{Z}_w)$. Effectuons une rotation d'angle α de ce repère autour de l'axe \mathbf{Z}_w . On appellera $(\mathbf{X}'_w, \mathbf{Y}'_w, \mathbf{Z}'_w)$ ce nouveau repère. On obtient l'expression suivante pour le champ électrique :

$$\mathbf{E} = \begin{cases} E_{X'} = a_1 \exp(i\omega t) \cos \alpha + a_2 \exp(i\omega t + i\delta) \sin \alpha \\ E_{Y'} = a_2 \exp(i\omega t + i\delta) \cos \alpha - a_1 \exp(i\omega t) \sin \alpha \\ E_{Z'} = 0 \end{cases} \quad (\text{G.18})$$

Les expressions des corrélations entre les champs électriques mesurés sur les antennes deviennent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle E_X \cdot E_X^* \rangle = \langle a_1^2 \rangle \cos^2 \alpha + \langle a_2^2 \rangle \sin^2 \alpha + 2 \langle a_1 a_2 \cos \delta \rangle \cos \alpha \sin \alpha \\ \langle E_Y \cdot E_Y^* \rangle = \langle a_2^2 \rangle \cos^2 \alpha + \langle a_1^2 \rangle \sin^2 \alpha - 2 \langle a_1 a_2 \cos \delta \rangle \cos \alpha \sin \alpha \\ \langle E_X \cdot E_Y^* \rangle = \langle a_1 a_2 \exp(-i\delta) \rangle - 2 \langle a_1 a_2 \cos \delta \rangle \sin^2 \alpha \\ \quad - (\langle a_1^2 \rangle - \langle a_2^2 \rangle) \cos \alpha \sin \alpha \\ \langle E_Y \cdot E_X^* \rangle = \langle a_1 a_2 \exp(i\delta) \rangle - 2 \langle a_1 a_2 \cos \delta \rangle \sin^2 \alpha \\ \quad - (\langle a_1^2 \rangle - \langle a_2^2 \rangle) \cos \alpha \sin \alpha \end{array} \right. \quad (\text{G.19})$$

En reprenant les expressions des paramètres de Stokes, on obtient la relation suivante :

$$\begin{pmatrix} S \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix}_\alpha = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\alpha) & \sin(2\alpha) & 0 \\ 0 & -\sin(2\alpha) & \cos(2\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix}_0 \quad (\text{G.20})$$

Les paramètres de polarisation linéaire Q et U dépendent donc de l'orientation des axes \mathbf{X}_w et \mathbf{Y}_w . Il convient donc de bien spécifier l'orientation des ces axes avant d'interpréter les valeurs de ces paramètres.

Les expressions des paramètres de Stokes (équations G.4 à G.7) sont données dans le repère de l'onde. Dans le cas qu'on étudie ici (onde plane électromagnétique), le champ électrique est dans le plan d'onde $(\mathbf{X}_w, \mathbf{Y}_w)$. Le repère de l'onde est défini par la direction de propagation, perpendiculaire au plan d'onde, et par un des axes du plan d'onde dont l'orientation est choisie en fonction de l'objet observé. On ne considère donc pas les rotations dont l'axe n'est pas le vecteur \mathbf{Z}_w . Les expressions G.4 à G.7 ne seraient alors plus valides.

Propriété

Le flux S , le taux de polarisation circulaire V , le taux de polarisation linéaire $(Q^2 + U^2)^{1/2}$ sont conservés cette transformation et ne dépendent donc pas de l'orientation du repère de l'onde.

ANNEXE H

Expressions des mesures pour des dipôles courts en fonction des paramètres de l'onde

Cet annexe présente différentes manière d'exprimer les mesures issue d'un récepteur radio relié à des dipôles courts en fonction des paramètres de l'onde plane qui se propage sur le système d'antenne. L'onde est décrite par les paramètres de Stokes (S , Q , U et V) et la position de la source (θ et ϕ) dans le ciel (ce qui donne accès à la direction et au sens de propagation de l'onde).

H.1 Relier les mesures aux paramètres de l'onde

Pour une onde plane dont le champ électrique est \mathbf{E} , de pulsation ω , la tension induite aux bornes d'un dipôle court¹ est:

$$V = \mathbf{h} \cdot \mathbf{E} \quad (\text{H.1})$$

où \mathbf{h} est le dipôle électrique équivalent à l'antenne. On se place dans le repère du satellite, défini à la figure H.1. Dans ce système cartésien de coordonnées, les longueurs d'antennes effectives s'écrivent :

$$\begin{cases} h_{nx} = h_n \sin \theta_n \cos \phi_n \\ h_{ny} = h_n \sin \theta_n \sin \phi_n \\ h_{nz} = h_n \cos \theta_n \end{cases} \quad (\text{H.2})$$

où h_n est la longueur effective de l'antenne, et θ_n , ϕ_n la colatitude et l'azimut de la direction électrique de l'antenne. On définit la puissance reçue sur un dipôle court

$$W = \frac{\langle VV^* \rangle}{2Z_0} \quad (\text{H.3})$$

1. voir chapitre 1, section 2.1.2

W est ainsi interprétée comme l'autocorrélation du signal de l'antenne. On peut définir, de façon analogue, une information complémentaire : l'inter-corrélation des signaux de deux antennes :

$$C_{12} = \frac{\langle V_1 V_2^* \rangle}{2Z_0} \quad (\text{H.4})$$

On mesurera $\mathcal{R}e(C_{12})$ et $Im(C_{12})$.

Les coordonnées des vecteurs de la base associée à l'onde sont :

$$\mathbf{X}_w = \begin{vmatrix} -\cos\theta\cos\phi \\ -\cos\theta\sin\phi \\ \sin\theta \end{vmatrix} \quad \mathbf{Y}_w = \begin{vmatrix} -\sin\phi \\ \cos\phi \\ 0 \end{vmatrix} \quad \mathbf{Z}_w = \begin{vmatrix} -\sin\theta\cos\phi \\ -\sin\theta\sin\phi \\ -\cos\theta \end{vmatrix} \quad (\text{H.5})$$

Les produits scalaires de ces vecteurs avec l'antenne sont :

$$\mathbf{h}_n \cdot \mathbf{X}_w = h_n(\cos\theta_n \sin\theta - \sin\theta_n \cos\theta \cos(\phi - \phi_n)) \quad (\text{H.6a})$$

$$\mathbf{h}_n \cdot \mathbf{Y}_w = -h_n \sin\theta_n \sin(\phi - \phi_n) \quad (\text{H.6b})$$

$$\mathbf{h}_n \cdot \mathbf{Z}_w = -h_n(\cos\theta_n \cos\theta + \sin\theta_n \sin\theta \cos(\phi - \phi_n)) \quad (\text{H.6c})$$

On posera

$$\Omega_n = (\mathbf{h}_n \cdot \mathbf{X}_w) / h_n \quad (\text{H.7})$$

$$\Psi_n = (\mathbf{h}_n \cdot \mathbf{Y}_w) / h_n \quad (\text{H.8})$$

La tension instantanée induite par l'onde sur l'antenne n devient alors :

$$V_n = a_1 e^{i\omega t} \mathbf{h}_n \cdot \mathbf{X}_w + a_2 e^{i(\omega t + \delta)} \mathbf{h}_n \cdot \mathbf{Y}_w \quad (\text{H.9})$$

C'est l'énergie qui est enregistrée (ainsi que l'intercorrélacion entre les antennes), il nous faut donc évaluer les quantités $\langle V_n V_k^* \rangle$ où $\langle \dots \rangle$ est une moyenne temporelle sur $\Delta t \gg 2\pi/\omega$. En introduisant les paramètres de Stokes S , Q , U et V , on obtient le résultat suivant :

$$\begin{aligned} \langle V_n V_k^* \rangle &= SZ_0/2 [(1+Q)(\mathbf{h}_n \cdot \mathbf{X}_w)(\mathbf{h}_k \cdot \mathbf{X}_w) \\ &\quad + (U-iV)(\mathbf{h}_n \cdot \mathbf{X}_w)(\mathbf{h}_k \cdot \mathbf{Y}_w) \\ &\quad + (U+iV)(\mathbf{h}_k \cdot \mathbf{X}_w)(\mathbf{h}_n \cdot \mathbf{Y}_w) \\ &\quad + (1-Q)(\mathbf{h}_k \cdot \mathbf{Y}_w)(\mathbf{h}_n \cdot \mathbf{Y}_w)] \end{aligned} \quad (\text{H.10})$$

Par la suite, les flux seront normalisés par Z_0 . On posera pour la suite : $A_{ii} = \langle V_i V_i^* \rangle$, $C_{ij}^r = \mathcal{R}e(\langle V_i V_j^* \rangle)$ et $C_{ij}^i = Im(\langle V_i V_j^* \rangle)$. Les expressions développées sont présentées dans les paragraphes suivants.

H.2 Dans le repère du satellite

Les mesures peuvent s'exprimer dans un repère quelconque. En particulier le repère du satellite, qui est lié aux axes physiques du satellites, mais pas aux axes des liés aux antennes. Dans un tel repère, on peut exprimer les mesures de manière synthétique (voir equation H.10) ou bien de manière un peu plus explicite, en utilisant les grandeurs définie en H.7 et H.8 :

$$\langle V_n V_k^* \rangle = \frac{Sh_n h_k}{2} [(1+Q)\Omega_n \Omega_k + (U-iV)\Omega_n \Psi_k + (U+iV)\Omega_k \Psi_n + (1-Q)\Psi_n \Psi_k] \quad (\text{H.11})$$

En reprenant ces notations, on peut décrire les 7 quantités correspondant à une mesure 3-antennes :

$$A_{ZZ} = Sh_Z^2 [(1+Q)\Omega_Z^2 + 2U\Omega_Z\Psi_Z + (1-Q)\Psi_Z^2] \quad (\text{H.12})$$

$$A_{+XX} = Sh_{+X}^2 [(1+Q)\Omega_{+X}^2 + 2U\Omega_{+X}\Psi_{+X} + (1-Q)\Psi_{+X}^2] \quad (\text{H.13})$$

$$A_{-XX} = Sh_{-X}^2 [(1+Q)\Omega_{-X}^2 + 2U\Omega_{-X}\Psi_{-X} + (1-Q)\Psi_{-X}^2] \quad (\text{H.14})$$

$$C_{+XZ}^r = Sh_{+X}h_Z [(1+Q)\Omega_{+X}\Omega_Z + U(\Omega_{+X}\Psi_Z + \Omega_Z\Psi_{+X}) + (1-Q)\Psi_{+X}\Psi_Z] \quad (\text{H.15})$$

$$C_{+XZ}^i = SVh_{+X}h_Z (-\Omega_{+X}\Psi_Z + \Omega_Z\Psi_{+X}) \quad (\text{H.16})$$

$$C_{-XZ}^r = Sh_{-X}h_Z [(1+Q)\Omega_{-X}\Omega_Z + U(\Omega_{-X}\Psi_Z + \Omega_Z\Psi_{-X}) + (1-Q)\Psi_{-X}\Psi_Z] \quad (\text{H.17})$$

$$C_{-XZ}^i = SVh_{-X}h_Z (-\Omega_{-X}\Psi_Z + \Omega_Z\Psi_{-X}) \quad (\text{H.18})$$

Ces expressions sont complètement générale et peuvent être appliquées pour n'importe quel récepteur utilisant des dipôles électriques courts. Elles sont aussi valables quel que soit le repère utilisé. Le changement de repère changera l'expression les Ω_k et Ψ_k mais pas leur valeurs.

H.3 Dans le repère des antennes

Le repère des antennes est défini tel que l'axe \hat{z} est selon la direction de l'antenne \mathbf{h}_Z . \hat{x} et \hat{y} sont choisis tels que les antennes \mathbf{h}_{+X} et \mathbf{h}_{-X} aient des azimuts supplémentaires (voir figure 3.4). Dans ce repère, certaines expressions se simplifient. On a :

$$\Omega_Z = \sin \theta \quad (\text{H.19})$$

$$\Psi_Z = 0 \quad (\text{H.20})$$

On a aussi $\phi_{-X} = \pi - \phi_{+X}$. Ces simplifications nous permettent de réécrire le système H.12 à H.18 de la manière suivante :

$$A_{ZZ} = Sh_Z^2 [(1+Q)\sin^2 \theta] \quad (\text{H.21})$$

$$A_{+XX} = Sh_{+X}^2 [(1+Q)(\cos \theta_{+X} \sin \theta - \sin \theta_{+X} \cos \theta \cos(\phi - \phi_{+X}))^2 - 2U(\cos \theta_{+X} \sin \theta - \sin \theta_{+X} \cos \theta \cos(\phi - \phi_{+X}))(\sin \theta_{+X} \sin(\phi - \phi_{+X})) + (1-Q)(\sin \theta_{+X} \sin(\phi - \phi_{+X}))^2] \quad (\text{H.22})$$

$$A_{-XX} = Sh_{-X}^2 [(1+Q)(\cos \theta_{-X} \sin \theta + \sin \theta_{-X} \cos \theta \cos(\phi + \phi_{+X}))^2 + 2U(\cos \theta_{-X} \sin \theta + \sin \theta_{-X} \cos \theta \cos(\phi + \phi_{+X}))(\sin \theta_{+X} \sin(\phi - \phi_{+X})) + (1-Q)(\sin \theta_{-X} \sin(\phi + \phi_{+X}))^2] \quad (\text{H.23})$$

$$C_{+XZ}^r = Sh_{+X}h_Z [(1+Q)(\cos \theta_{+X} \sin \theta - \sin \theta_{+X} \cos \theta \cos(\phi - \phi_{+X})) \sin \theta - U \sin \theta \sin \theta_{+X} \sin(\phi - \phi_{+X})] \quad (\text{H.24})$$

$$C_{+XZ}^i = -SVh_{+X}h_Z \sin \theta \sin \theta_{+X} \sin(\phi - \phi_{+X}) \quad (\text{H.25})$$

$$C_{-XZ}^r = Sh_{-X}h_Z [(1+Q)(\cos \theta_{-X} \sin \theta + \sin \theta_{-X} \cos \theta \cos(\phi + \phi_{+X})) \sin \theta + U \sin \theta \sin \theta_{-X} \sin(\phi + \phi_{+X})] \quad (\text{H.26})$$

$$C_{-XZ}^i = SVh_{-X}h_Z \sin \theta \sin \theta_{-X} \sin(\phi + \phi_{+X}) \quad (\text{H.27})$$

Ce système sera utilisé pour les inversions goniopolarimétriques analytiques du chapitre 2.

H.4 Dans le repère de l'onde

Le repère de l'onde est défini tel que \hat{z}_w est colinéaire au vecteur d'onde \mathbf{k} ; on choisit ensuite le vecteur \hat{y}_w perpendiculaire à \mathbf{k} et dans le plan contenant \mathbf{k} et un axe de l'objet observé approprié à notre étude (par exemple,

l'axe de rotation de la planète observée avec une orientation Sud–Nord); l'axe \hat{x} complète en une base orthonormée directe. La géométrie de ce repère est représentée dans le figure 3.5. Dans ce repère, la source se trouve dans la direction $-\mathbf{z}$, ce qui nous donne $\theta = \pi$ et $\phi = 0$. Ceci nous donne les expressions suivantes pour les mesures goniopolarimétriques :

$$A_{ZZ} = Sh_Z^2 \sin^2 \theta_Z (1 + Q \cos 2\phi_Z + U \sin 2\phi_Z) \quad (\text{H.28})$$

$$A_{+XX} = Sh_{+X}^2 \sin^2 \theta_{+X} (1 + Q \cos 2\phi_{+X} + U \sin 2\phi_{+X}) \quad (\text{H.29})$$

$$A_{-XX} = Sh_{-X}^2 \sin^2 \theta_{-X} (1 + Q \cos 2\phi_{-X} + U \sin 2\phi_{-X}) \quad (\text{H.30})$$

$$C_{+XZ}^r = Sh_{+X} h_Z \sin \theta_{+X} \sin \theta_Z (\cos(\phi_{+X} - \phi_Z) + Q \cos(\phi_{+X} + \phi_Z) + U \sin(\phi_{+X} + \phi_Z)) \quad (\text{H.31})$$

$$C_{+XZ}^i = SV h_{+X} h_Z \sin \theta_{+X} \sin \theta_Z \sin(\phi_{+X} - \phi_Z) \quad (\text{H.32})$$

$$C_{-XZ}^r = Sh_{-X} h_Z \sin \theta_{-X} \sin \theta_Z (\cos(\phi_{-X} - \phi_Z) + Q \cos(\phi_{-X} + \phi_Z) + U \sin(\phi_{-X} + \phi_Z)) \quad (\text{H.33})$$

$$C_{-XZ}^i = SV h_{-X} h_Z \sin \theta_{-X} \sin \theta_Z \sin(\phi_{-X} - \phi_Z) \quad (\text{H.34})$$

ANNEXE I

Les Quaternions

I.1 Rotation 3D : notation vectorielle

On considère $\mathcal{R}(\hat{n}, \theta)$, une rotation d'angle θ autour d'un vecteur unitaire \hat{n} . Pour écrire simplement l'image \mathbf{r}' de \mathbf{r} par $\mathcal{R}(\hat{n}, \theta)$, on décompose \mathbf{r} sur \hat{n} et $\hat{n} \times (\mathbf{r} \times \hat{n})$:

$$\mathbf{r} = \langle \hat{n} | \mathbf{r} \rangle \hat{n} + \hat{n} \times (\mathbf{r} \times \hat{n}), \quad (\text{I.1})$$

où $\langle \cdot | \cdot \rangle$ est le produit scalaire usuel. Cette égalité provient de la formule du double produit vectoriel. Le triplet $(\hat{n}, \hat{n} \times (\mathbf{r} \times \hat{n}), \hat{n} \times \mathbf{r})$ forme une base orthogonale directe de l'espace. C'est une base privilégiée pour l'étude de $\mathcal{R}(\hat{n}, \theta)$. En effet, dans cette base, le vecteur \mathbf{r} s'écrit $(\langle \hat{n} | \mathbf{r} \rangle, 1, 0)$ et \mathbf{r}' , $(\langle \hat{n} | \mathbf{r} \rangle, \cos \theta, \sin \theta)$. Ainsi:

$$\mathbf{r}' = \langle \hat{n} | \mathbf{r} \rangle \hat{n} + \hat{n} \times (\mathbf{r} \times \hat{n}) \cos \theta + \hat{n} \times \mathbf{r} \sin \theta, \quad (\text{I.2})$$

soit, en développant le double produit vectoriel et en regroupant les termes:

$$\mathbf{r}' = \mathbf{r} \cos \theta + (1 - \cos \theta) \langle \hat{n} | \mathbf{r} \rangle \hat{n} + \hat{n} \times \mathbf{r} \sin \theta. \quad (\text{I.3})$$

On obtient ainsi une expression analytique simple de \mathbf{r}' . Nous allons voir que les quaternions offrent un formalisme encore plus simple permettant d'arriver à ce même résultat.

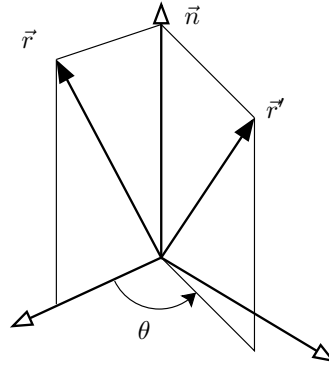
I.2 Les Quaternions

Un quaternion est un quadruplet de \mathbb{R} : $\xi = (p_0, \mathbf{p}) \in \mathbb{R}^4$. On donne les deux opérations suivantes:

- multiplication : $(p_0, \mathbf{p}) \cdot (q_0, \mathbf{q}) = (p_0 q_0 - \langle \mathbf{p} | \mathbf{q} \rangle, p_0 \mathbf{q} + q_0 \mathbf{p} + \mathbf{p} \times \mathbf{q})$,
- conjugaison : $\overline{(p_0, \mathbf{p})} = (p_0, -\mathbf{p})$.

On définit le quaternion correspondant à une rotation d'angle θ autour de \hat{n} ($\mathcal{R}(\hat{n}, \theta)$) de la manière suivante:

$$\xi = \left(\cos \frac{\theta}{2}, \sin \frac{\theta}{2} \hat{n} \right). \quad (\text{I.4})$$

FIG. I.1 – Rotation d'angle θ autour de \mathbf{n} d'un vecteur \mathbf{n} .

On peut aussi représenter les vecteurs par des quaternions. Le vecteur \mathbf{r} , par exemple, s'écrira $\rho = (0, \mathbf{r})$. On définit enfin l'opération $\mathcal{R}(\hat{n}, \theta)$ par $\xi(0, \mathbf{r})\bar{\xi}$.

L'image \mathbf{r}' de \mathbf{r} par $\mathcal{R}(\hat{n}, \theta)$ est donc :

$$\xi(0, \mathbf{r})\bar{\xi} = (\cos \frac{\theta}{2}, \sin \frac{\theta}{2} \hat{n}) \cdot (0, \mathbf{r}) \cdot (\cos \frac{\theta}{2}, -\sin \frac{\theta}{2} \hat{n}) \quad (\text{I.5})$$

$$= (-\sin \frac{\theta}{2} \langle \hat{n} | \mathbf{r} \rangle, \cos \frac{\theta}{2} \mathbf{r} + \sin \frac{\theta}{2} \hat{n} \times \mathbf{r}) \cdot (\cos \frac{\theta}{2}, -\sin \frac{\theta}{2} \hat{n}) \quad (\text{I.6})$$

$$\begin{aligned} &= (-\sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \langle \hat{n} | \mathbf{r} \rangle + \langle \cos \frac{\theta}{2} \mathbf{r} + \sin \frac{\theta}{2} \hat{n} \times \mathbf{r} | \sin \frac{\theta}{2} \hat{n} \rangle, \\ &\quad -\sin \frac{\theta}{2} \hat{n} \cdot \mathbf{r} (-\sin \frac{\theta}{2} \hat{n}) + \cos \frac{\theta}{2} (\cos \frac{\theta}{2} \mathbf{r} + \sin \frac{\theta}{2} \hat{n} \times \mathbf{r}) \\ &\quad - (\cos \frac{\theta}{2} \mathbf{r} + \sin \frac{\theta}{2} \hat{n} \times \mathbf{r}) \times \sin \frac{\theta}{2} \hat{n}) \quad (\text{I.7}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &= (0, \sin^2 \frac{\theta}{2} \langle \hat{n} | \mathbf{r} \rangle \hat{n} + \cos^2 \frac{\theta}{2} \mathbf{r} + \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \hat{n} \times \mathbf{r} \\ &\quad - \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \mathbf{r} \times \hat{n} + \sin^2 \frac{\theta}{2} (\hat{n} \times \mathbf{r}) \times \hat{n}) \quad (\text{I.8}) \end{aligned}$$

$$= (0, 2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \langle \hat{n} | \mathbf{r} \rangle \hat{n} + (\cos^2 \frac{\theta}{2} + \sin^2 \frac{\theta}{2}) \mathbf{r} + 2 \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \hat{n} \times \mathbf{r}) \quad (\text{I.9})$$

$$= (0, \cos \theta \mathbf{r} + (1 - \cos \theta) \langle \hat{n} | \mathbf{r} \rangle \hat{n} + \sin \theta \hat{n} \times \mathbf{r}) \quad (\text{I.10})$$

$$= (0, \mathbf{r}') \quad (\text{I.11})$$

Finalement, on retrouve bien l'expression de la première partie.

Bibliographie

- M. Born et E. Wolf. *Principle of Optics*. Pergamon Press, 1993. Sixième Edition (corrigée).
- B. F. Burke et K. L. Franklin. High resolution radio astronomy at 13.5 meters. *Astrophys. J.*, 60:155, 1955a.
- B. F. Burke et K. L. Franklin. Observations of a Variable Radio Source Associated with the Planet Jupiter. *J. Geophys. Res.*, 60:213–+, Juin 1955b.
- T. Carozzi, R. Karlsson, et J. Bergman. Parameters characterizing electromagnetic wave polarization. *Physical Review E*, 61:2024–2028, Février 2000.
- T. D. Carr, M. D. Desch, et J. K. Alexander. Phenomenology of the Magnetospheric Radio Emissions. In *Physics of the Jovian Magnetosphere*, A. J. Dessler, éditeur, *Cambridge Planetary Science Series*, Volume 3, pages 226–284. Cambridge Univ. Press, New York, 1983.
- B. Cecconi et P. Zarka. Direction finding and antenna calibration through analytical inversion of radio measurements performed using a system of 2 or 3 electric dipole wire antennas. *Radio Sci.*, Soumis 2004.
- M. D. Desch. Evidence for solar wind control of Saturn radio emission. *J. Geophys. Res.*, 87:4549–4554, Juin 1982.
- M. D. Desch et M. L. Kaiser. Saturn's kilometric radiation - Satellite modulation. *Nature*, 292:739–741, Août 1981a.
- M. D. Desch et M. L. Kaiser. Voyager measurement of the rotation period of Saturn's magnetic field. *Geophys. Res. Lett.*, 8:253–256, Mars 1981b.
- A. J. Dessler, éditeur. *Physics of the Jovian Magnetosphere*, *Cambridge Planetary Science Series*, Volume 3. Cambridge Univ. Press, New York, 1983.
- G. A. Dulk. Characteristics of Jupiter's Decametric Radio Source Measured with Arc-Second Resolution. *Astrophys. J.*, 159:671–684, Février 1970.
- G. A. Dulk, W. C. Erickson, R. Manning, et J.-L. Bougeret. Calibration of low-frequency radio telescopes using the galactic background radiation. *Astron. Astrophys.*, 365:294–300, Janvier 2001.
- J. W. Dungey. Interplanetary Magnetic Field and the Auroral Zones. *Physical Review Letters*, 6:47–48, Janvier 1961.
- J. Fainberg, S. Hoang, et R. Manning. Measurements of Distributed Polarized Radio Sources from Spinning Spacecraft - Effect of a Tilted Axial Antenna - ISEE-3 Application and Results. *Astron. Astrophys.*, 153:145–150, Décembre 1985.

- W. M. Farrell. Planetary Radio Emission from Lightning: Discharge and Detectability. In *Radio Astronomy at Long Wavelengths*, R. G. Stone, K. W. Weiler, M. L. Goldstein, et J.-L. Bougeret, éditeurs, *Geophysical Monograph*, Volume 119, pages 179–186. AGU, Washington DC, 2000.
- G. Fischer, W. Macher, H. O. Rucker, H.-P. Ladreiter, D. F. Vogl, et the Cassini/RPWS team. Wire-grid modelling of Cassini spacecraft for the determination of effective length vectors of the RPWS antennas. In *Planetary Radio Emissions*, H. O. Rucker, M. L. Kaiser, et Y. Leblanc, éditeurs, Volume V, pages 347–356. Austrian Academy of Sciences Press, Vienna, 2001.
- P. H. M. Galopeau et A. Lecacheux. Variations of Saturn's radio rotation period measured at kilometer wavelengths. *J. Geophys. Res.*, 105:13089–13102, Juin 2000.
- P. H. M. Galopeau, P. Zarka, et D. Le Quéau. Source location of Saturn's kilometric radiation: The Kelvin-Helmholtz instability hypothesis. *J. Geophys. Res.*, 100:26397–26410, 1995.
- G. R. Gladstone, J. H. Waite, D. Grodent, W. S. Lewis, F. J. Crary, R. F. Elsner, M. C. Weisskopf, T. Majeed, J.-M. Jahn, A. Bhardwaj, J. T. Clarke, D. T. Young, M. K. Dougherty, S. A. Espinosa, et T. E. Cravens. A pulsating auroral X-ray hot spot on Jupiter. *Nature*, 415:1000–1003, Février 2002.
- D. A. Gurnett, W. S. Kurth, I. H. Cairns, et L. J. Granroth. Whistlers in Neptune's magnetosphere - Evidence of atmospheric lightning. *J. Geophys. Res.*, 95:20967–20976, Décembre 1990.
- D. A. Gurnett, W. S. Kurth, D. L. Kirchner, G. B. Hospodarsky, T. F. Averkamp, P. Zarka, A. Lecacheux, R. Manning, A. Roux, P. Canu, N. Cornilleau-Werhlin, P. Galopeau, A. Meyer, R. Boström, G. Gustafsson, J.-E. Wahlund, L. Aahlen, H. O. Rucker, H.-P. Ladreiter, W. Macher, L. J. C. Woolliscroft, H. Alleyne, M. L. Kaiser, M. D. Desch, W. M. Farrell, C. C. Harvey, P. Louarn, P. J. Kellogg, K. Goeth, et A. Pedersen. The Cassini radio and Plasma wave science investigation. *Space Sci. Rev.*, Sous Presse 2004.
- D. A. Gurnett, R. R. Shaw, R. R. Anderson, et W. S. Kurth. Whistlers observed by Voyager 1 - Detection of lightning on Jupiter. *Geophys. Res. Lett.*, 6:511–514, Juin 1979.
- J. P. Hamaker et J. D. Bregman. Understanding radio polarimetry. III. Interpreting the IAU/IEE definitions of the Stokes parameters. *Astron. Astrophys., Suppl. Ser.*, 117:161–165, Mai 1996.
- R. A. Helliwell. *Whistlers and related ionospheric phenomena*. Stanford Univ. Press, Stanford, CA, 1965.
- J. R. Herman, J. A. Caruso, et R. G. Stone. Radio Astronomy Explorer (RAE) — I. Observations of terrestrial radio noise. *Planet. Space Sci.*, 21:443–461, Mars 1973.
- R. A. Hess et R. J. MacDowall. Scattering of interplanetary radio waves at kilometric wavelengths. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, pages 1–1, Août 2003.
- C. A. Higgins, T. D. Carr, F. Reyes, W. B. Greenman, et G. R. Lebo. A redefinition of Jupiter's rotation period. *J. Geophys. Res.*, 102:22033–22041, Septembre 1997.
- G. B. Hospodarsky, W. S. Kurth, B. Cecconi, D. A. Gurnett, M. L. Kaiser, M. D. Desch, et P. Zarka. Simultaneous Observations of Jovian Quasi-Periodic Radio Emissions by the Galileo and Cassini Spacecraft. *J. Geophys. Res.*, Sous Presse 2004.
- S. P. Joy, M. G. Kivelson, R. J. Walker, K. K. Khurana, C. T. Russell, et T. Ogino. Probabilistic models of the Jovian magnetopause and bow shock locations. *J. Geophys. Res.*, pages 17–1, Octobre 2002.
- M. L. Kaiser, J. E. P. Connerney, et M. D. Desch. Atmospheric storm explanation of saturnian electrostatic discharges. *Nature*, 303:50–53, Mai 1983.
- M. L. Kaiser, M. D. Desch, W. S. Kurth, A. Lecacheux, F. Genova, B. M. Pedersen, et D. R. Evans. Saturn as a radio source. In *Saturn*, Space Science Series, pages 378–415. Univ. of Arizona Press, Tucson, Arizona, 1984.
- M. L. Kaiser, W. M. Farrell, M. D. Desch, G. B. Hospodarsky, W. S. Kurth, et D. A. Gurnett. Ulysses and Cassini at Jupiter: Comparison of the quasi-periodic radio bursts. In *Planetary Radio Emissions*, H. O. Rucker, M. L. Kaiser, et Y. Leblanc, éditeurs, Volume V, pages 41–48. Austrian Academy of Sciences Press, Vienna, 2001.
- M. L. Kaiser, P. Zarka, W. S. Kurth, G. B. Hospodarsky, et D. A. Gurnett. Cassini and Wind stereoscopic observations of Jovian nonthermal radio emissions: Measurement of beam widths. *J. Geophys. Res.*, 105:16053–16062, Juillet 2000.

- R. W. P. King. *The theory of linear antennas*. Harvard University Press, Cambridge, Mass., 1956.
- J. D. Kraus. *Radio Astronomy*. McGraw-Hill, New York, 1966.
- W. S. Kurth. Continuum radiation in planetary magnetospheres. In *Planetary Radio Emissions*, H. O. Rucker et al., éditeur, Volume III, pages 329–350. Austrian Acad. Sci. Press, Vienna, 1992.
- W. S. Kurth, D. A. Gurnett, et F. L. Scarf. Jovian type III radio bursts. *J. Geophys. Res.*, 94:6917–6924, Juin 1989.
- H. P. Ladreiter. The cyclotron maser instability : Application to low-density magnetoplasmas. *Astrophys. J.*, 370: 419–426, Mars 1991.
- H. P. Ladreiter, P. Zarka, et A. Lecacheux. Direction finding study of Jovian hectometric and broadband kilometric radio emissions: Evidence for their auroral origin. *Planet. Space Sci.*, 42:919–931, Novembre 1994.
- H. P. Ladreiter, P. Zarka, A. Lecacheux, W. Macher, H. O. Rucker, R. Manning, D. A. Gurnett, et W. S. Kurth. Analysis of electromagnetic wave direction finding performed by spaceborne antennas using singular-value decomposition techniques. *Radio Sci.*, 30:1699–1712, Novembre 1995.
- A. Lecacheux. Direction Finding of a Radiosource of Unknown Polarization with Short Electric Antennas on a Spacecraft. *Astron. Astrophys.*, 70:701–706, 1978.
- P. Louarn, A. Roux, H. de Feraudy, D. Le Queau, et M. Andre. Trapped electrons as a free energy source for the auroral kilometric radiation. *J. Geophys. Res.*, 95:5983–5995, Mai 1990.
- R. J. MacDowall, M. L. Kaiser, M. D. Desch, W. M. Farrell, R. A. Hess, et R. G. Stone. Quasiperiodic Jovian radio bursts: observations from the Ulysses Radio and Plasma Wave Experiment. *Planet. Space Sci.*, 41:1059–1072, Décembre 1993.
- R. Manning. Instrumentation For Space-Based Low Frequency Radio Astronomy. In *Radio Astronomy at Long Wavelengths*, R. G. Stone, K. W. Weiler, M. L. Goldstein, et J.-L. Bougeret, éditeurs, *Geophysical Monograph*, Volume 119, pages 329–337. AGU, Washington DC, 2000.
- R. Manning et G. A. Dulk. The Galactic background radiation from 0.2 to 13.8 MHz. *Astron. Astrophys.*, 372: 663–666, Juin 2001.
- R. Manning et J. Fainberg. A new method of measuring radio source parameters of a partially polarized distributed source from spacecraft observations. *Space Sci. Inst.*, 5:161–181, 1980.
- R. B. McKibben, J. A. Simpson, et M. Zhang. Impulsive bursts of relativistic electrons discovered during Ulysses' traversal of Jupiter's dusk-side magnetosphere. *Planet. Space Sci.*, 41:1041–1058, Décembre 1993.
- A. Ortega-Molina et A. Lecacheux. Polarization of Jovian hectometric emission. *J. Geophys. Res.*, 96:11441–11453, Juillet 1991.
- W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, et W. T. Vetterling. *Numerical Recipes, the Art of Scientific Computing*. Cambridge Univ. Press, New York, 1986.
- J. Queindec et P. Zarka. Io-controlled decameter arcs and Io-Jupiter interaction. *J. Geophys. Res.*, 103:26649–26666, Novembre 1998.
- M. J. Reiner, J. Fainberg, et R. G. Stone. Source characteristics of Jovian hectometric radio emissions. *J. Geophys. Res.*, 98:18767, Octobre 1993a.
- M. J. Reiner, J. Fainberg, R. G. Stone, M. L. Kaiser, M. D. Desch, R. Manning, P. Zarka, et B.-M. Pedersen. Source characteristics of Jovian narrow-band kilometric radio emissions. *J. Geophys. Res.*, 98:13163–13176, Juillet 1993b.
- J. A. Roberts et G. J. Stanley. Radio Emission from Jupiter at a Wavelength of 31 Centimeters. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 71:485–496, Décembre 1959.
- H. O. Rucker, W. Macher, R. Manning, et H. P. Ladreiter. Cassini model rheometry. *Radio Sci.*, 31:1299–1312, Novembre 1996.
- J. A. Simpson, J. D. Anglin, A. Balogh, J. R. Burrows, S. W. H. Cowley, P. Ferrando, B. Heber, R. J. Hynds, H. Kunow, et R. G. Marsden. Energetic charged-particle phenomena in the Jovian magnetosphere - First results from the ULYSSES COSPIN collaboration. *Science*, 257:1543–1550, Septembre 1992.

- J.-L. Steinberg, C. Lacombe, P. Zarka, S. Hoang, et C. Perche. Terrestrial low frequency bursts: Escape paths of radio waves through the bow shock. *Planet. Space Sci.*, Sous Presse 2004.
- R. G. Stone, J. L. Bougeret, J. Caldwell, P. Canu, Y. de Conchy, N. Cornilleau-Wehrin, M. D. Desch, J. Fainberg, K. Goetz, et M. L. Goldstein. The Unified Radio and Plasma wave investigation. *Astron. Astrophys., Suppl. Ser.*, 92:291–316, Janvier 1992a.
- R. G. Stone, B. M. Pedersen, C. C. Harvey, P. Canu, N. Cornilleau-Wehrin, M. D. Desch, C. de Villedary, J. Fainberg, W. M. Farrell, et K. Goetz. ULYSSES radio and plasma wave observations in the Jupiter environment. *Science*, 257:1524–1531, Septembre 1992b.
- J. A. Van Allen. *Radiation belts around the earth*. San Francisco: Freeman, 1958, 1958.
- D. F. Vogl, B. Cecconi, W. Macher, P. Zarka, H.-P. Ladreiter, P. Fédou, A. Lecacheux, T. F. Averkamp, G. Fischer, H. O. Rucker, D. A. Gurnett, W. S. Kurth, et G. B. Hospodarsky. In-flight calibration of the Cassini RPWS antenna system for direction-finding and polarization measurements. *J. Geophys. Res.*, Sous Presse 2004.
- H. K. Wong, C. S. Wu, F. J. Ke, R. S. Schneider, et L. F. Ziebell. Electromagnetic cyclotron-loss-cone instability associated with weakly relativistic electrons. *J. Plasma Phys.*, 28:503–525, Décembre 1982.
- C. S. Wu et L. C. Lee. A theory of the terrestrial kilometric radiation. *Astrophys. J.*, 230:621–626, Juin 1979.
- C. S. Wu, H. K. Wong, D. J. Gorney, et L. C. Lee. Generation of the auroral kilometric radiation. *J. Geophys. Res.*, 87:4476–4487, Juin 1982.
- P. Zarka. Directivity of Saturn electrostatic discharges and ionospheric implications. *Icarus*, 61:508–520, Mars 1985a.
- P. Zarka. On detection of radio bursts associated with Jovian and Saturnian lightning. *Astron. Astrophys.*, 146:L15–L18, Mai 1985b.
- P. Zarka. Saturn Electrical Discharges – Characteristics, comparison to planetary lightning and importance in the study of Saturn’s ionosphere. In *Planetary Radio Emissions*, H. O. Rucker et al., éditeur, Volume I, pages 237–270. Austrian Acad. Sci. Press, Vienna, 1985c.
- P. Zarka. Auroral radio emissions at the outer planets: Observations and theories. *J. Geophys. Res.*, 103:20159–20194, Septembre 1998.
- P. Zarka. Radio Emissions from the Planets and their Moons. In *Radio Astronomy at Long Wavelengths*, R. G. Stone, K. W. Weiler, M. L. Goldstein, et J.-L. Bougeret, éditeurs, *Geophysical Monograph*, Volume 119, pages 167–178. AGU, Washington DC, 2000.
- P. Zarka, B. Cecconi, et W. S. Kurth. Jupiter’s low frequency radio spectrum from Cassini/RPWS absolute flux density measurements. *J. Geophys. Res.*, Sous Presse 2004.
- P. Zarka et B. M. Pedersen. Radio detection of Uranian lightning by Voyager 2. *Nature*, 323:605–608, Octobre 1986.