



**HAL**  
open science

# Etude des émissions radio aurorales de Saturne, modélisation et aurores UV

Laurent Lamy

► **To cite this version:**

Laurent Lamy. Etude des émissions radio aurorales de Saturne, modélisation et aurores UV. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2008. Français. NNT: . tel-00328763v2

**HAL Id: tel-00328763**

**<https://theses.hal.science/tel-00328763v2>**

Submitted on 28 May 2009 (v2), last revised 20 Sep 2009 (v4)

**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.

# THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

présentée par

LAURENT LAMY

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE  
*Spécialité* : LA PHYSIQUE, DE LA PARTICULE AU SOLIDE

## ETUDE DES ÉMISSIONS RADIO AURORALES DE SATURNE, MODÉLISATION ET AURORES UV

Soutenue le 9 septembre 2008 à l'Observatoire de Meudon,  
devant le jury composé de :

Anne-marie Cazabat	Présidente du Jury
Alain Roux	Rapporteur
Nick Achilleos	Rapporteur
Christian Jacquy	Examineur
Helmut Rucker	Examineur
Donald Gurnett	Examineur invité
Renée Prangé	Directrice de thèse
Philippe Zarka	Directeur de thèse

## Résumé

Cette thèse porte sur l'étude du rayonnement radio auroral kilométrique de Saturne (SKR pour Saturn Kilometric Radiation) observé de façon quasi-continue par les antennes radio de la sonde Cassini depuis son entrée en orbite autour de Saturne en juillet 2004. Comme les rayonnements radio auroraux des autres planètes magnétisées, le SKR est généré sur des lignes de champ magnétique de haute latitude près des pôles magnétiques.

Tirant parti de plusieurs années d'observations, les propriétés macroscopiques du SKR (spectre, polarisation, conjugaison des sources de chaque hémisphère, mode d'émission) sont déduites par une analyse statistique. Elles montrent en particulier que les caractéristiques de l'émission dépendent fortement de la position de l'observateur. Ceci est une conséquence directe de l'anisotropie du SKR qui engendre de forts effets de visibilité, visibles dans les cartes d'intensité temps-fréquence (arcs, régions d'invisibilité de l'émission). La simulation de ces effets de visibilité apporte de nouvelles contraintes sur les propriétés microscopiques des sources (énergie et distribution des électrons auroraux).

Le SKR est connu pour être modulé à une période variable. Une analyse de la variation de cette période radio sur plusieurs années révèle des oscillations à court terme de l'ordre de 20-30 jours dont l'origine est attribuée à la variation de la vitesse caractéristique du vent solaire au niveau de Saturne. Une étude parallèle du rayonnement auroral kilométrique terrestre (AKR), observé lors du survol de la Terre par Cassini en août 1999, met en évidence la découverte d'une modulation diurne semblable à celle du SKR.

Enfin, la technique de goniopolarimétrie permet de faire de l'imagerie radio des sources du SKR. L'étude de leur distribution moyenne montre pour la première fois l'existence d'un ovale radio. La comparaison des images des sources du SKR avec celles des ovales auroraux (observés dans l'ultraviolet lointain par le télescope Hubble), ainsi que de leur puissance respective, montre une association étroite entre ces deux processus d'émission.

## Abstract

This thesis deals with the Saturn Kilometric Radiation (SKR) quasi-continuously observed by the radio antenna of the Cassini spacecraft since its orbit insertion in July 2004. Similar to auroral radio emissions of other magnetized planets, the SKR is emitted along high latitude magnetic field lines, close to the magnetic poles.

Thanks to many years of observations, I have performed a statistical study of the SKR to deduce its macroscopic average properties (spectrum, polarization, conjugacy between sources emitted in north/south hemispheres, mode of emission). These results display in particular that the characteristics of the emission strongly depend on the observer's location around the planet. This dependence arises directly from the intrinsic anisotropy of the SKR that leads to strong visibility effects, revealed in dynamic spectra (arc-shaped structures, zones not illuminated by the SKR sources). The simulation of such visibility effects brings new constraints on the microscopic properties of the radio sources (energy and type of distribution of auroral electrons).

The SKR is modulated at a period which is known to vary. An analysis on many years of the variation of this radio period reveals clear oscillations at a short term time scale around 20-30 days. The origin of these oscillations have been attributed to the similar oscillations of the solar wind speed at Saturn. A parallel study of the auroral kilometric radiation (AKR), observed when the spacecraft performed a flyby of the Earth in Aug. 1999, shows the detection of a diurnal modulation (similar to that of the SKR).

Finally, the goniopolarimetric analysis of the SKR allows us to perform radio imaging. The study of the distribution of the sources shows for the first time the existence of a radio oval. The comparison between images of the SKR sources and images of the auroral ovals (observed in the far ultraviolet domain by the Hubble Space Telescope), as well as the comparison between their power variations, shows a clear conjugacy, suggesting a close association of both auroral processes.

---

# Table des matières

---

<b>0</b>	<b>Abréviations et notations</b>	<b>7</b>
0.1	Abréviations . . . . .	8
0.2	Notations physiques . . . . .	9
<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>11</b>
1.1	Dessine moi une magnétosphère . . . . .	11
1.2	Physique aurorale et domaine spectral . . . . .	13
1.2.1	Les aurores observées dans l’ultraviolet . . . . .	14
1.2.2	Le rayonnement radio kilométrique auroral de Saturne . . . . .	16
1.2.3	Autres émissions aurorales . . . . .	19
1.3	Observations à distance . . . . .	19
1.3.1	Le télescope spatial Hubble . . . . .	19
1.3.2	Instrumentation radio de la sonde Cassini . . . . .	20
1.4	Problématique . . . . .	21
<b>2</b>	<b>Caractéristiques et propriétés moyennes du SKR</b>	<b>23</b>
2.1	Avant la physique . . . . .	24
2.1.1	Instrumentation radio : de Voyager à Cassini . . . . .	24
2.1.2	De l’instrumentation à la physique . . . . .	26
2.1.3	Réduction des données et choix des observables . . . . .	26
2.2	Phénoménologie générale des émissions kilométriques . . . . .	27
2.3	Etat de polarisation . . . . .	28
2.3.1	Mesures 2-antennes et polarisation circulaire . . . . .	28
2.3.2	Mesures 3-antennes et polarisation elliptique à haute latitude . . . . .	28
2.4	Anisotropie et effets de visibilité . . . . .	32
2.5	Spectres moyens et conjugaison des émissions nord/sud . . . . .	33
2.6	Variation temporelle des puissances nord/sud . . . . .	33
2.7	Spectre typique dépendant de la position de l’observateur . . . . .	34
2.7.1	Visibilité en fonction du temps local . . . . .	34
2.7.2	Visibilité en fonction de la latitude . . . . .	34

2.8	Perspectives . . . . .	35
2.8.1	Utiliser le SKR comme indicateur de l'activité aurorale . . . . .	36
2.8.2	Contrepartie radio aurorale liée aux reconfigurations de la magnétosphère . . . . .	37
2.8.3	SKR et transfert de plasma . . . . .	37
2.9	L'apport de Cassini . . . . .	37
<b>3</b>	<b>Périodes radio et périodes de rotation planétaire</b>	<b>39</b>
3.1	La période de rotation interne de Saturne est inconnue . . . . .	40
3.2	Variation de la période radio à court terme . . . . .	40
3.3	Le vent solaire, fauteur de troubles . . . . .	43
3.3.1	Projection balistique des paramètres du vent solaire . . . . .	43
3.3.2	Etude spectrale . . . . .	44
3.4	Discussion . . . . .	46
3.5	Perspectives . . . . .	46
3.6	Modulation diurne du rayonnement kilométrique terrestre . . . . .	48
3.6.1	Modulation diurne du rayonnement kilométrique terrestre . . . . .	49
3.6.2	Analyse spectrale . . . . .	52
3.6.3	Interprétation de la modulation diurne du rayonnement kilométrique terrestre . . . . .	53
3.6.4	Perspectives . . . . .	54
3.7	L'apport de Cassini . . . . .	55
<b>4</b>	<b>Spectro-imagerie dans l'Ultraviolet lointain</b>	<b>57</b>
4.1	Imagerie : traitement des images et morphologie des aurores FUV . . . . .	57
4.1.1	Fond empirique et variabilité . . . . .	58
4.1.2	Localiser les émissions dans le plan d'observation . . . . .	62
4.1.3	Altitude des aurores . . . . .	64
4.1.4	Morphologie de l'ovale projeté et variabilité . . . . .	65
4.1.5	Ovale auroral moyen . . . . .	66
4.2	Etude spectrale et flux rayonné par les sources aurorales . . . . .	66
4.2.1	Spéctromètre . . . . .	66
4.2.2	Description des données . . . . .	69
4.2.3	Absorption . . . . .	70
4.2.4	Puissance des aurores . . . . .	72
4.3	Perspectives . . . . .	74
4.4	L'apport du HST . . . . .	74
<b>5</b>	<b>Analyse comparée de la position des sources UV/Radio</b>	<b>77</b>
5.1	Goniopolarimétrie et localisation des sources radio . . . . .	79
5.1.1	Etude du périkrone de l'orbite 29 . . . . .	79
5.1.2	Localisation apparente des sources dans le plan d'observation . . . . .	79
5.1.3	Localisation réelle des sources dans l'espace . . . . .	81
5.1.4	Projection polaire magnétique . . . . .	82
5.1.5	Diagramme d'émission . . . . .	82
5.2	Imagerie comparée des sources UV et radio . . . . .	84
5.2.1	Campagne d'observation commune HST-Cassini de janvier 2007 . . . . .	84
5.2.2	Etudes de cas . . . . .	85
5.2.3	Ovale radio statistique préliminaire . . . . .	88
5.3	Perspectives . . . . .	90
5.4	Les rendez vous d'Hubble et Cassini . . . . .	90

<b>6</b>	<b>Simulation des effets de visibilité du SKR</b>	<b>93</b>
6.1	Simuler les émissions radio planétaires . . . . .	93
6.1.1	Instabilité Maser Cyclotron . . . . .	94
6.1.2	Distributions électroniques instables . . . . .	95
6.1.3	Cas kronien et paramètres libres . . . . .	96
6.2	Arcs et arcs double dans le SKR . . . . .	96
6.3	Zone d'ombre équatoriale . . . . .	98
6.4	Extinctions de haute latitude . . . . .	100
6.4.1	Ovale "idéal" . . . . .	101
6.4.2	Ovale "réel" . . . . .	101
6.5	Discussion des paramètres de simulation . . . . .	104
6.5.1	Position des sources . . . . .	104
6.5.2	Diagramme d'émission . . . . .	105
6.6	Perspectives . . . . .	107
6.7	L'apport de Cassini et de SERPE . . . . .	108
<b>7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>109</b>
	<b>Remerciements</b>	<b>113</b>
<b>A</b>	<b>Traitement automatisé à long terme des données radio RPWS-HFR</b>	<b>115</b>
A.1	Variabilité du niveau de fond . . . . .	115
A.2	Choix de la sélection d'antennes . . . . .	117
A.2.1	Fonctionnement 2-antennes . . . . .	117
A.2.2	Fonctionnement 3-antennes . . . . .	117
A.3	Sélection du SKR . . . . .	118
A.3.1	Sélection en polarisation . . . . .	118
A.3.2	Sélection par la localisation des sources . . . . .	119
A.4	Traitement des données et création des séries à long terme . . . . .	120
A.4.1	Intégration initiale . . . . .	121
A.4.2	Élimination des parasites . . . . .	122
A.4.3	Intégration finale . . . . .	122
A.4.4	Normalisation . . . . .	122
<b>B</b>	<b>Méthodes d'analyse harmonique d'un signal périodique de période variable</b>	<b>125</b>
B.1	Méthode de corrélation de pics séparés par N périodes . . . . .	125
B.2	Analyse spectrale de Lomb-Scargle . . . . .	127
B.2.1	Périodogramme classique . . . . .	127
B.2.2	Périodogramme normalisé de Lomb-Scargle . . . . .	129
B.2.3	Calcul de $P_{skr}$ à court terme . . . . .	130
<b>C</b>	<b>Projection des images HST</b>	<b>131</b>
C.1	Grille de coordonnées . . . . .	131
C.2	Projections . . . . .	134
<b>D</b>	<b>Étalonnage photométrique des images STIS</b>	<b>139</b>
D.1	Réétalonnage des longueurs d'onde . . . . .	139
D.2	Spectre rayonné et spectre émis . . . . .	140
D.2.1	Spectre auroral moyen . . . . .	140
D.2.2	Spectre théorique . . . . .	142

D.2.3	Spectre rayonné par l'atmosphère . . . . .	142
D.2.4	Spectre émis par la source . . . . .	142
D.3	Taux de comptage moyen en coups.pix <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> simulé pour l'ovale UV . . . . .	144
D.4	Emission rayonnée en kR . . . . .	145
D.4.1	Emittance moyenne de l'émission aurorale en kR . . . . .	145
D.4.2	Taux de comptage C <sub>kR</sub> en coups.s <sup>-1</sup> .pix <sup>-1</sup> .kR <sup>-1</sup> . . . . .	145
D.5	Puissance rayonnée en W . . . . .	146
D.5.1	Taux de comptage C <sub>W ray</sub> en W.pix <sup>-1</sup> par coups.s <sup>-1</sup> . . . . .	146
D.5.2	Puissance de l'aurore vue sur une image . . . . .	147
D.6	Puissance émise en W . . . . .	147
<b>E</b>	<b>Comment construire une image radio ?</b>	<b>149</b>
E.1	Localisation des sources . . . . .	149
E.1.1	Localisation 2D . . . . .	149
E.1.2	Localisation 3D . . . . .	149
E.2	Cartes d'intensité . . . . .	151
E.2.1	Champ de vue de Cassini . . . . .	151
E.2.2	Projection polaire magnétique . . . . .	152
<b>F</b>	<b>SERPE / ExPRES</b>	<b>153</b>
F.1	Paramètres de simulation . . . . .	153
F.1.1	Positions des sources . . . . .	153
F.1.2	Paramètres d'émission . . . . .	154
F.1.3	Position de l'observateur . . . . .	154
F.2	Fonctionnement de SERPE . . . . .	154
F.3	Simulation d'arcs et étude paramétrique . . . . .	156
<b>G</b>	<b>Articles publiés ou soumis à publication au cours de cette thèse</b>	<b>159</b>
G.1	Saturn Kilometric Radiation : average and statistical properties . . . . .	159
G.2	Modulation of Saturn's radio clock by solar wind speed . . . . .	169
G.3	Diurnal modulation of AKR discovered by Cassini/RPWS . . . . .	172
G.4	Daily variations of Auroral Kilometric Radiation observed by STEREO . . . . .	175
G.5	Relationship between solar wind corotating interaction region compressions and the phasing and intensity of Saturn kilometric radiation bursts . . . . .	178
G.6	The response of Jupiter's and Saturn's auroral activity to the solar wind . . . . .	185
G.7	Goniopolarimetric study of the Rev 29 perikrone using theCassini/RPWS/HFR radio receiver . . . . .	196
G.8	Modeling of Saturn Kilometric Radiation arcs and equatorial shadow zone . . . . .	207
	<b>Bibliographie</b>	<b>213</b>





# CHAPITRE 0

---

## Abréviations et notations

---

### 0.1 Abréviations

ACS	Advanced Camera for Surveys (caméra HST)
AKR	Auroral Kilometric Radiation (aussi appelé TKR pour Terrestrial Kilometric Radiation)
AOC	Appellation d'origine contrôlée
CAPS	Cassini Plasma Spectrometer (spectromètre plasma embarqué sur Cassini)
CIR	Corotating Interaction Region (région d'interaction en corotation)
CME	Coronal Mass Ejection (éjection de masse coronale)
CQFD	Ce qu'Il Fallait Découvrir
EUV	Extreme Ultraviolet (UV extrême)
FOC	Faint Object Camera (caméra HST)
F115, F125, F140	Filtres ACS à bande large, moyenne et étroite respectivement
FUV	Far Ultraviolet (UV lointain)
FPLs	Forces Précaires Libres
IMC	Instabilité Maser Cyclotron
IR	Infrarouge
HFR	High Frequency Receiver (récepteur haute fréquence de l'expérience RPWS)
HST	Hubble Space Telescope (Télescope spatial Hubble)
LH	Left-handed polarized (polarisation main gauche)
L-O	Mode d'émission ordinaire oblique
MAG	Magnetometer (magnétomètre embarqué sur Cassini)
MAMA	Filtre STIS à bande large
QTZ	Filtre STIS à bande étroite
RH	Right-handed polarized (polarisation main droite)
RPWS	Radio and Plasma Wave Science (expérience radio embarquée sur Cassini)
R-X	Mode d'émission extraordinaire oblique
SERPE	Simulateur d'Emissions Radio Planétaires et Exoplanétaires
SKR	Saturn Kilometric Radiation (rayonnement kilométrique kronien)
SNR	Signal to Noise Ratio (rapport signal sur bruit)
SRF2	Filtre STIS à bande moyenne
STIS	Space Telescope Imaging Spectrograph (spectro-imageur HST)
UV	Ultraviolet
UVIS	Ultraviolet Imaging Spectrograph (spectro-imageur UV)
VIMS	Visual and Infrared Mapping Spectrometer (spectro-imageur IR)
WFPC2	Wide Field Planetary Camera 2 (caméra HST)

## 0.2 Notations physiques

$\alpha$	Angle d'attaque ou position angle
$\beta$	Latitude sub-terrestre
$\Delta\theta$	Epaisseur angulaire du cône d'émission
$\gamma$	Angle de phase
$\lambda$	Longueur d'onde ou latitude
$\mu$	Moment magnétique
$\omega$	Pulsation
$\phi$	Azimuth du vecteur d'onde
$\Phi$	Longitude solaire
$\sigma$	Ecart type ou section efficace d'absorption
$\theta$	Colatitude du vecteur d'onde ou angle d'ouverture
$\Omega$	Vecteur rotation ou angle solide
<b>B</b>	Champ magnétique
<b>C</b>	Coefficient de corrélation ou taux de comptage moyen
<b>d</b>	Distance
<b>e</b>	Applatissement ou charge électronique
<b>E</b>	Energie ou Emission
<b>E</b>	Champ électrique
<b>f</b>	Fréquence
$f_{ce}$	Fréquence cyclotron électronique
$f_{pe}$	Fréquence plasma électronique
<b>I</b>	Intensité
<b>k</b>	Vecteur d'onde
<b>m</b>	Masse
<b>n</b>	Densité
<b>P</b>	Période, puissance ou pression
<b>r</b>	Distance de la sonde à la planète
$R_{sat} = 70268 \text{ km}$	Rayon équatorial de Saturne
$R_{ter} = 6378 \text{ km}$	Rayon équatorial de la Terre
<b>S</b>	Vecteur de poynting
<b>TL</b>	Temps local (repère fixe par rapport au soleil)
<b>Q,U</b>	Taux de polarisation linéaire (paramètres de Stokes)
$UA = 149598000 \text{ km}$	Unité astronomique
<b>v</b>	Vitesse
<b>V</b>	Taux de polarisation circulaire (paramètre de Stokes)

*Ceci n'est pas une page vide (R. Magritte)*

# CHAPITRE 1

---

## Introduction

---

**L**E spectaculaire phénomène des aurores est connu sur Terre depuis l'antiquité [Pline l'ancien, 641]. Il est plus généralement caractéristique des planètes magnétisées, où les aurores apparaissent dans des régions proches des pôles magnétiques. On parle ainsi d'aurores polaires (boréales dans l'hémisphère nord, australes dans l'hémisphère sud). Les aurores terrestres et joviennes (pour Jupiter), d'aspect général similaire mais dont les caractéristiques détaillées et l'origine sont très différentes, ont jusqu'ici été les plus étudiées. Mais l'arrivée en 2004 de la mission Cassini à Saturne a offert l'occasion d'étudier un nouvel exemple de ce phénomène sur une planète qui, loin d'être un simple trait d'union entre la Terre et Jupiter, révèle un type d'émissions aurorales tout à fait distinct.

### 1.1 Dessine moi une magnétosphère

Comme la Terre et Jupiter, Saturne possède un champ magnétique (voir le tableau 1.1) qui forme un obstacle dans le vent solaire, flot continu principalement composé d'électrons et de protons expulsés par le Soleil à des vitesses comprises entre  $300 \text{ km.s}^{-1}$  et  $800 \text{ km.s}^{-1}$ . Cette interaction se traduit sous la forme d'une cavité magnétique dans laquelle domine le champ magnétique planétaire : c'est la magnétosphère. Elle est séparée du milieu interplanétaire par la magnétopause, région limite définie par l'équilibre entre la pression magnétique du champ interne et la pression dynamique du vent solaire. Si les propriétés de la magnétosphère dépendent de l'intensité du champ magnétique planétaire (voir tableau 1.1), sa forme est directement modelée par le vent solaire qui la compresse côté jour (on parle de "nez" de la magnétosphère) et l'étire côté nuit (par opposition "queue" de la magnétosphère). Comme le vent solaire est supersonique, une onde de choc se forme en amont de la magnétosphère. On nomme magnétogaine la région située entre ce choc d'étrave et la magnétopause.

Différentes sources de plasma alimentent en permanence la magnétosphère. Dans l'hypothèse de la magnétohydrodynamique (MHD) idéale, dans laquelle le plasma est considéré comme "gelé" dans le champ magnétique, la magnétosphère est un volume étanche aux particules chargées du vent solaire, isolée de ce dernier par la magnétopause. En réalité, le plasma transporté par le vent solaire peut pénétrer dans la magnétosphère à la faveur de reconnections magnétiques entre les champs magnétiques planétaire et interplanétaire (selon l'orientation de ce dernier) au nez (et à la barbe) ou le long des flancs de la magnétopause. Environ 1% du flux de particules incident

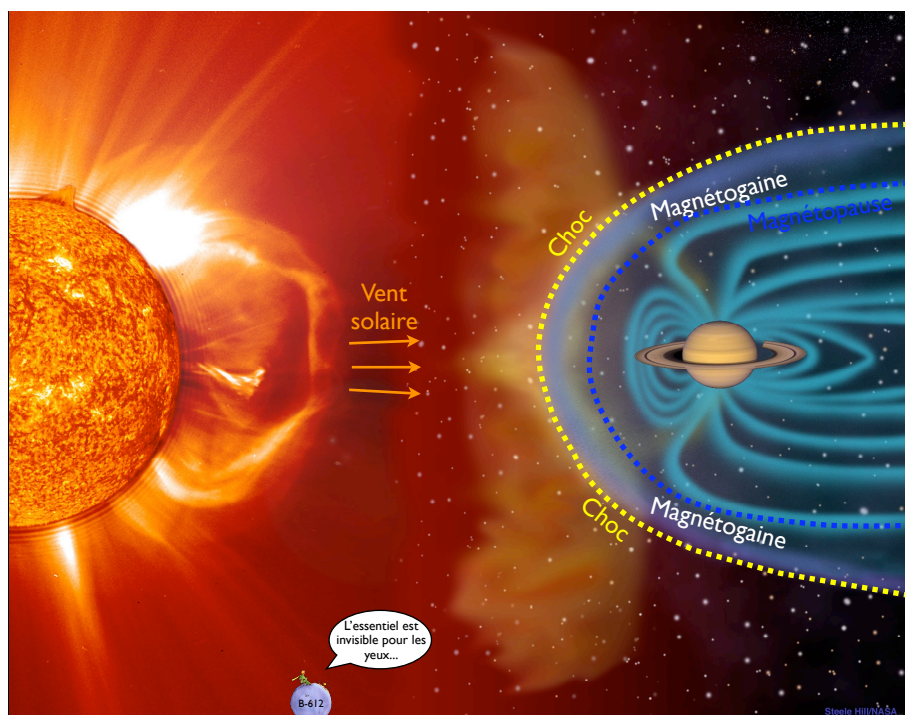


FIGURE 1.1 – Magnétosphère de Saturne.

pénètre dans la magnétosphère, ce qui correspond à l'injection de  $\sim 10^{26}$  ions. $s^{-1}$  (sous forme d'hydrogène et d'hélium ionisé). D'autres sources de plasma interne existent. Comme les autres planètes, la haute atmosphère de Saturne est ionisée par le rayonnement ultraviolet et X solaire pour former l'ionosphère. Les particules chargées (essentiellement des protons et des électrons) suffisamment "chaudes" peuvent échapper à l'attraction gravitationnelle planétaire le long des lignes de champ magnétique pour venir alimenter la magnétosphère. Les anneaux ainsi que les satellites Titan et Encelade constituent également des sources de plasma interne. La contribution d'Encelade (par cryovolcanisme) et de l'anneau E se traduit par l'injection de molécules d'eau à raison de  $\sim 10^{27-28}$   $H_2O.s^{-1}$  qui s'ionisent par photodissociation et collisions inélastiques avec les particules énergétiques de la magnétosphère. Enfin l'ionosphère de Titan alimente la magnétosphère à raison de  $\sim 10^{26}$  ions. $s^{-1}$  (sous forme d'hydrogène et d'azote ionisé). On peut noter que pour Saturne, le rapport neutres/ions atteint la valeur  $\sim 100$  alors qu'il n'est que de  $\sim 0.003$  pour Jupiter (les chiffres précédents sont tirés de [Zarka, 2003]).

Le mouvement des particules chargées à l'intérieur de la magnétosphère est guidé le long du champ magnétique. Suivant la force de Lorentz qui s'exerce sur eux, les électrons et les ions suivent un mouvement de gyration le long des lignes de champ. Soit  $\alpha$  l'angle d'attaque, c'est-à-dire l'angle que fait localement le vecteur vitesse de la particule  $\mathbf{v}$  avec le champ magnétique  $\mathbf{B}_{sat}$ . A cause de la conservation du premier invariant adiabatique (ou moment magnétique)  $\mu = mv_{\perp}^2/2B = \text{constante}$ , on obtient la relation  $\sin^2\alpha/B = \text{constante}$ . Ceci se traduit par un mouvement de rebond des particules chargées au lieu de la ligne de champ où  $\alpha = 90^\circ$ , dénommé point miroir. La particule rebrousse alors chemin jusqu'au point miroir situé à l'autre extrémité de la ligne de champ (voir précisions dans [Kivelson et Russel, 1965]). Si on considère une population de particules de distribution initiale maxwellienne dans le plan des vitesses  $(v_{\parallel}, v_{\perp})$ , les particules qui possèdent un point miroir situé dans l'atmosphère de la planète sont perdues par collision avec le milieu dense. La distribution de particules résultante (anisotrope) prend alors le nom de distribution de type "cône de perte".

Caractéristiques	Mercure	Terre	Jupiter	Saturne	Uranus	Neptune
Distance au Soleil (UA)	0.4	1	5.2	9.5	19	30
Rayon $R_p$ (km)	2439	6378	71492	60268	25559	24764
Moment dipolaire ( $G \cdot km^3$ )	$5.5 \times 10^7$	$7.9 \times 10^{10}$	$1.6 \times 10^{15}$	$4.7 \times 10^{13}$	$3.8 \times 10^{12}$	$2.2 \times 10^{12}$
Champ équatorial $B_e$ (G)	0.003	0.31	4.3	0.21	0.23	0.14
Inclinaison [ $\mathbf{B}, \Omega$ ]	+14°	+11.7°	-9.6°	0°	-58.6°	-46.9°
Période radio (h)	?	?	9.925	10.66	17.24	16.11
Période de rotation (h)	1407	24	idem	?	idem	idem
Rayon magnétopause ( $R_p$ )	1.5	10	60	20	18	23

TABLE 1.1 – Caractéristiques des planètes magnétisées [Zarka, 2003].

La circulation du plasma à grande échelle dans la magnétosphère peut se comprendre à la lueur de la compétition entre deux mécanismes distincts : le régime de convection lié à l'influence du vent solaire et le régime de corotation lié à l'entraînement du plasma par la planète (voir [Zarka, 2003] pour plus détails). Pour la convection, Dungey [1961] ont proposé que la reconnection magnétique (permettant aux particules du vent solaire de pénétrer dans la magnétosphère) initie un cycle qui organise la circulation des particules magnétosphériques selon deux tendances : le plasma est entraîné dans la direction jour-nuit (antisolaire) à haute latitude au dessus des pôles et dans la direction nuit-jour (solaire) aux basses latitudes. La corotation caractérise directement l'entraînement du plasma magnétosphérique en corotation avec la planète et dépend donc de la vitesse de rotation planétaire. La compétition des régimes de corotation et convection se manifeste par la coexistence des champs électriques induits de corotation ( $\mathbf{E}_{corot} = -\Omega_{saturne} \times (\mathbf{r} \times \mathbf{B}_{sat})$ , radial) et de convection ( $\mathbf{E}_{conv} = -\mathbf{v}_{vent\ solaire} \times \mathbf{B}_{sat}$ , dans la direction aube-crêpuscule). La circulation du plasma est dominé par la corotation dans la magnétosphère interne (où les équipotentielles électriques sont fermées et où le plasma est entraîné en super-corotation ou sous-corotation avec la planète) alors qu'elle est sous l'influence de la convection au delà.

Dans le cas de la Terre, la magnétosphère interne correspond à la plasmasphère (rotation lente). Pour Jupiter et Saturne (rotation rapide), elle s'applatit sous la forme d'un disque du fait d'une diffusion radiale vers l'extérieur sous l'effet de la force centrifuge et prend alors le nom de disque (ou feuillet) de plasma. Comme le plasma doit rester gelé dans le champ magnétique et que celui-ci tourne à la vitesse de la planète, un transfert de moment cinétique de l'ionosphère vers le feuillet de plasma a lieu pour forcer sa corotation. Ceci se traduit par la mise en place d'un système de courants alignés avec les lignes de champ magnétique.

Les caractéristiques de la magnétosphère de Saturne (cf tableau 1.1) peuvent être résumées de la façon suivante : comme Jupiter, Saturne tourne rapidement sur elle même et possède une magnétosphère de grande dimension ; mais comme la Terre, le champ magnétique équatorial kronien est faible et la magnétosphère très sensible au vent solaire.

## 1.2 Physique aurorale et domaine spectral

Historiquement, une aurore a été définie comme l'émission de photons résultant de la collision de particules chargées énergétiques (électrons et ions, de  $\sim 100$  eV à  $\sim 10$  MeV) guidées le long des lignes de champ magnétique de haute latitude avec le milieu dense neutre constitué par la haute atmosphère planétaire. Cette dernière joue ainsi le rôle d'un écran qui révèle en temps réel les faisceaux de particules qui précipitent vers la planète. Comme les processus d'accélération sont moins efficaces pour les ions, plus lourds, leur contribution aurorale est généralement négligeable par rapport à celle des électrons. Les émissions collisionnelles sont observées dans les domaines de longueur d'onde visible et ultraviolet lointain (noté FUV pour Far Ultraviolet), selon la composition de l'atmosphère. Par exemple, sur Terre, les principales espèces atmosphériques à 100 km d'altitude sont l'oxygène et l'azote dont les raies de transition électronique correspondent aux couleurs rouges, vertes et bleues, tandis que l'hydrogène atomique domine au delà de 100 km d'altitude et émet une couleur rouge caractéristique de la transition

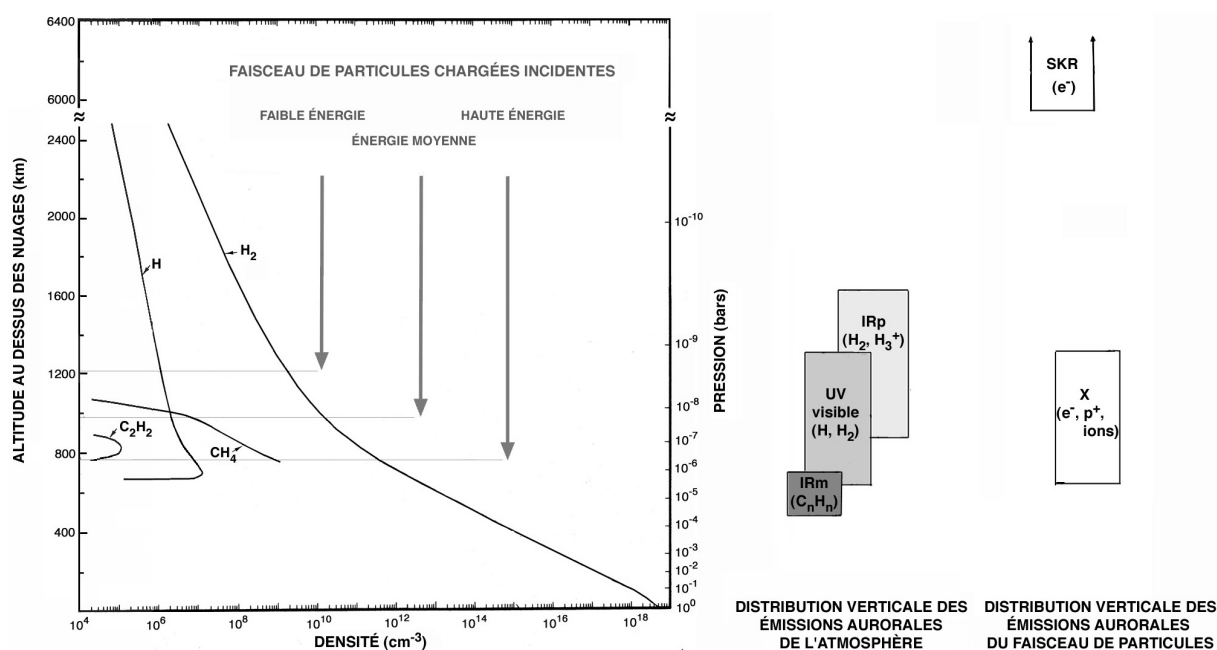


FIGURE 1.2 – Distribution verticale des principaux composants de l'atmosphère, profondeur de pénétration des particules énergétiques (électrons et protons) de haute latitude et lieu des émissions aurorales associées (figure tirée de [Prangé, 2005]).

H $\alpha$  (Balmer  $\alpha$ ). Sur les géantes gazeuses, l'atmosphère est essentiellement dominée par l'hydrogène atomique et moléculaire dont les raies émettent dans l'UV lointain.

Les émissions aurorales peuvent également se manifester à l'endroit des précipitations sous la forme de transitions rotationnelles ou vibrationnelles dues au chauffage de l'atmosphère par les particules incidentes. Cette contrepartie est observée en infrarouge (noté IR). Un rayonnement X dû à des échanges de charge ionique ou à du rayonnement de freinage peut également être associé aux aurores.

La découverte de sources radio dans les régions aurorales (situées le long des lignes de champ magnétique, de quelques milliers de km à quelques rayons planétaires d'altitude, soit bien au-dessus de l'atmosphère), excitées par des électrons moyennement énergétiques (de  $\sim 1$  keV à  $\sim 10$  keV) circulant sur les lignes de champ de haute latitude, a, par la suite, étendu le domaine d'appellation d'origine contrôlée "émission aurorale".

Les émissions aurorales recouvrent donc toute une gamme de longueurs d'onde, et par extension de mécanismes physiques d'émission, qui dépendent de l'énergie des électrons incidents. Un bilan énergétique approximatif sur la dissipation de l'énergie de la population d'électrons qui précipite attribue 10-15% de l'émission aux domaines visible-UV,  $\sim 15\%$  à l'IR,  $\sim 1\%$  à la radio, et une quantité négligeable au rayonnement X, le reste étant dissipé par chauffage de l'atmosphère.

### 1.2.1 Les aurores observées dans l'ultraviolet

Comme les autres planètes géantes, l'atmosphère de Saturne est majoritairement constituée d'hydrogène atomique H et d'hydrogène moléculaire H<sub>2</sub>. Les collisions avec ces espèces sont provoquées soit directement par les électrons primaires (typiquement  $\sim 1$ -10 keV) soit par des particules secondaires formées par ionisation (production d'électrons) et échange de charge ( $\sim 20$ -100 eV). Les transitions électroniques excitées correspondent aux bandes de Lyman et de Werner pour H<sub>2</sub> appartenant à la gamme  $\sim [800, 1700 \text{ \AA}]$  ainsi qu'à la raie Lyman  $\alpha$  (Ly $\alpha$ ) de H à 1216  $\text{\AA}$  [Rego et al., 1999].

Les aurores de Saturne ont ainsi été découvertes en 1980 par les observations successives du photomètre du satellite Pioneer 11 [Judge et al., 1980], du spectromètre d'IUE [Clarke et al., 1981] et confirmées par le spectromètre (UVS) embarqué sur la sonde Voyager qui survola Saturne en 1981 [Broadfoot et al., 1981]. Le télescope spatial Hubble (HST) fournit depuis 1994 des images et des spectres des aurores kroniennes dans l'UV lointain ( $\sim$  [1100,1700 Å]).

### Ovales terrestre et jovien

Sur Terre, le lieu des émissions UV est assimilé à la limite entre les lignes de champ magnétique ouvertes (sur le milieu interplanétaire) et fermées dans la magnétosphère, qui correspond à la frontière de la calotte polaire. La morphologie caractéristique des aurores prend la forme d'un ovale de haute latitude fixe en temps local (le temps local [TL] est une coordonnée de longitude fixe par rapport à la direction Planète-Soleil qui se compte en heures de 0 h à 24 h, midi correspondant au TL du méridien sub-solaire) et intense du côté nuit lorsqu'il est actif. Ceci indique que l'ovale est contrôlé par le vent solaire plutôt que par la corotation interne à la magnétosphère. Le vent solaire affecte directement la variation de l'activité géomagnétique et aurorale. En effet, un sous-orage se déclenche lorsque le champ magnétique interplanétaire est orienté au sud, ce qui fournit des conditions géométriques favorables à une reconnection avec le champ magnétique planétaire au nez de la magnétopause, orienté au nord. Une seconde reconnection magnétique dans la queue de la magnétosphère se traduit alors sur l'ovale auroral par une augmentation de son intensité (en particulier côté minuit) et une décroissance de sa latitude typique (due à une redipolarisation des lignes de champ). La puissance émise par les aurores UV terrestres est typiquement de  $10^{8-9}$  W.

A contrario, les ovales joviens sont situés à plus basse latitude, connectés à la magnétosphère moyenne, où la dynamique du plasma est gouvernée par la corotation avec la planète. En particulier la position de l'ovale principal, dont la forme caractéristique en "haricot" (du fait de l'anomalie magnétique) est fixe en longitude, correspond approximativement au lieu de la rupture de corotation dans le plasma entraîné à l'équateur. Lorsque l'intensité des courants alignés requis pour entretenir la corotation du feuillet de plasma dépasse un seuil critique, des électrons sont accélérés vers Jupiter (à des énergies  $\geq 1$  keV) par la différence de potentiel créée le long des lignes de champ. L'ovale tourne avec le dipôle magnétique, son intensité est peu influencée par le vent solaire. Enfin, des émissions liées à ses satellites (sources internes d'électrons accélérés) sont intenses contribuant à une puissance aurorale UV totale d'environ  $10^{11-12}$  W.

### Ovales kroniens

A cause de ses caractéristiques magnétiques, Saturne est souvent présenté en première approximation comme un cas intermédiaire entre la Terre et Jupiter. Prangé et al. [2004] ont montré dans une étude comparative un trait commun à ces trois magnétosphères : leurs sources aurorales "s'allument" toutes (bien qu'à des degrés divers) au passage d'un choc interplanétaire.

Côté similitude avec la Terre, Saturne possède des ovales dont la morphologie est variable dans la gamme de latitude [70°,80°]. Leur structure est globalement fixe en temps local, c'est-à-dire organisée selon l'axe Soleil-Saturne (contrairement à Jupiter où l'ovale est en rotation) [Gérard et al., 1995; Trauger et al., 1998; Gérard et al., 2004; Cowley et al., 2004a]. L'ovale calme typique est fin et suit une latitude quasi-constante de  $\sim -72^\circ$  au sud (ovale quasi-circulaire) suggérant que, comme sur Terre, l'ovale kronien est situé à la frontière de la calotte polaire [Badman et al., 2006]. Son activité est très variable et fortement influencée par le vent solaire, et notamment la variation de sa pression dynamique [Clarke et al., 2005; Grodent et al., 2005; Kurth et al., 2005].

Côté similitude avec Jupiter, Saturne est en rotation rapide et possède une magnétosphère de grande taille. Les constantes de temps liées à la convection solaire et aux sous-orages (et par extension à l'activité aurorale) sont beaucoup plus longues que sur Terre. Par exemple, l'ordre de grandeur typique pour qu'une ligne de champ reconnectée traverse la calotte polaire est de quelques dizaines de minutes sur Terre contre quelques dizaines d'heures sur Saturne [Cowley et al., 2004a]. Les satellites Titan et Encelade, qui constituent des sources de plasma internes, peuvent potentiellement alimenter les processus auroraux. Cependant à l'exception d'un possible contrôle



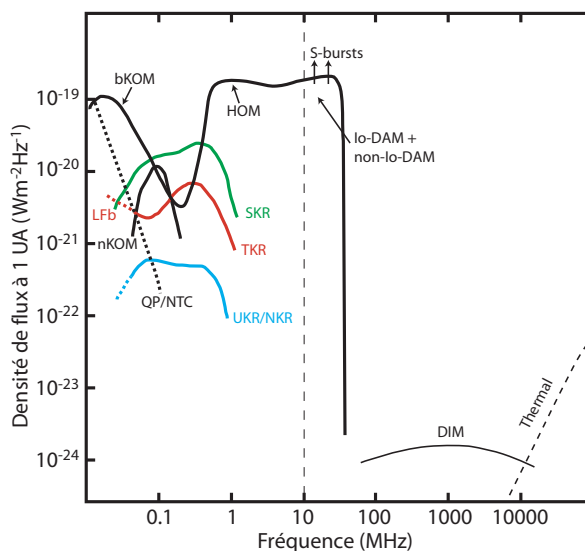


FIGURE 1.3 – Spectres des émissions radio aurorales planétaires (figure reprise de [Zarka, 1998]). L'intensité correspond à l'émission moyenne normalisée à 1 UA. Les courbes noires, vertes, rouge et bleue indiquent respectivement le spectre des émissions liées à Jupiter, Saturne, la Terre et Uranus/Neptune. La fréquence 10 MHz indique la coupure ionosphérique terrestre en deçà de laquelle les émissions radio ne sont plus observables depuis le sol.

du SKR par Titan, aucune émission claire associée aux satellites, n'a été identifiée en radio [Menietti et al., 2008] comme en UV [Wannawichian et al., 2008] à ce jour.

Les émissions aurorales de Saturne possèdent également des caractéristiques tout à fait propres. L'ovale fixe en temps local est systématiquement plus intense du côté matin de la magnétosphère (révélant une asymétrie matin-soir dans le processus d'émission). Des parties de l'ovale peuvent cependant être entraînées en sous-corotation avec la planète à des vitesses de 30% à 75% de la vitesse de rotation planétaire [Clarke et al., 2005; Grodent et al., 2005]. Ceci illustre l'influence de la corotation sur la dynamique du plasma interne. En réponse à une forte augmentation de la pression dynamique du vent solaire, l'ovale s'intensifie sur une zone remplissant tout le côté matin de la calotte (voir pour exemple la figure 4.4). De plus, l'ovale excité voit sa latitude moyenne augmenter (le rayon de l'ovale est anti-corrélé avec la puissance de l'aurore), contrairement à l'ovale terrestre dans des conditions semblables. L'émittance des sources aurorales est comprise dans la gamme [1-100 kR] pour une puissance rayonnée totale de l'ordre de  $10^9-10^{10}$  W. L'énergie correspondante des électrons accélérés à l'origine des émissions UV a été évaluée dans la fourchette [1-20 keV] [Cowley et al., 2004b]. Enfin, l'ovale kronien prend souvent une forme caractéristique de spirale. Cette situation inédite a été interprétée par Cowley et al. [2004a] comme la combinaison d'une expansion de la calotte polaire (liée à la différence entre le taux de reconnection magnétique au nez et dans la queue de la magnétosphère) et de la corotation du plasma chaud responsable des précipitations aurorales.

On peut donc considérer que Saturne n'est pas une simple combinaison des cas terrestre et jovien et se caractérise au contraire par une magnétosphère et des émissions aurorales tout à fait spécifiques.

## 1.2.2 Le rayonnement radio kilométrique auroral de Saturne

Le rayonnement kilométrique kronien (appelé ci-après SKR pour Saturn Kilometric Radiation) constitue l'émission radio non-thermique la plus intense émise par Saturne et présente de fortes similitudes avec les émissions joviennes aurorales (composées de différentes composantes observées aux longueurs d'onde kilométrique, hec-

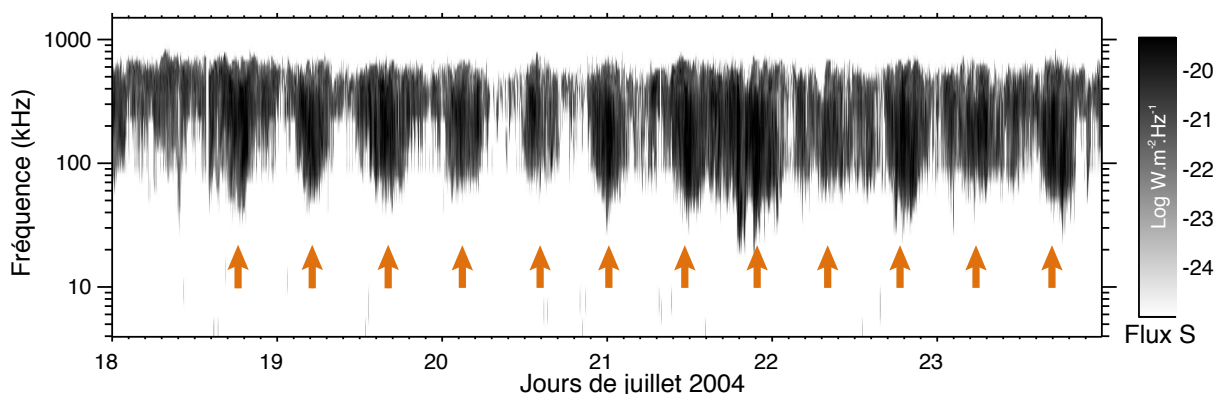


FIGURE 1.4 – Spectre dynamique typique du SKR observé par l'expérience RPWS-HFR sur Cassini. L'émission s'étend de 20 kHz à 800 kHz et présente des bouffées régulières (flèches oranges) tous les  $\sim 10.75$  h.

tométrique et décimétrique) ainsi que le rayonnement kilométrique terrestre (AKR pour Auroral ou TKR pour Terrestrial Kilometric Radiation). L'état des connaissances sur le SKR avant la mission Cassini est résumé ci-dessous sur la base des observations fournies par les sondes Voyager et, dans une moindre mesure, par la sonde Ulysse.

### Spectre d'émission

Le SKR a été découvert près d'un an avant le survol de Saturne par la première sonde Voyager en 1980 [Kaiser et al., 1980]. Son épithète "kilométrique" renvoie à sa gamme de longueurs d'onde typique, c'est-à-dire à son spectre compris entre  $\sim 3$  kHz et  $\sim 1.2$  MHz avec un pic d'émission entre 100 kHz et 400 kHz ( $\lambda = 1$  km équivaut à  $f = 300$  kHz). Le spectre du SKR ainsi que celui des autres émissions radio aurorales planétaires sont représentés sur figure 1.3. La représentation de l'émission dans le traditionnel plan temps-fréquence (auss appelé spectre dynamique), manière utile de visualiser l'émission, montre une émission à large bande, incluant des structures en forme d'arcs [Boischoit et al., 1981], et dont l'extension spectrale (*i.e.* les limites haute et basse fréquences) varie avec le temps. Un exemple de spectre dynamique du SKR est donné sur la figure 1.4.

### Puissance du SKR et vent solaire

L'extension du spectre est à mettre en rapport avec la puissance intrinsèque du SKR, de l'ordre de  $\sim 10^9$  W [Zarka, 1998], dont la variation est fortement corrélée à celle de la pression dynamique du vent solaire [Desch, 1982; Desch et Rucker, 1983]. Ce lien a été mis en évidence de façon spectaculaire par l'extinction du SKR lors de brefs passages de Saturne dans la queue de la magnétosphère jovienne [Desch, 1983].

### Polarisation

Le rayonnement kilométrique kronien est fortement polarisé circulairement et l'instrument radio PRA (Planetary Radio Astronomy experiment) embarqué sur chacune des sondes Voyager a mis en évidence l'existence de deux composantes de polarisation circulaire opposée : l'émission polarisée main droite (par la suite RH pour right-handed, qui correspond à un mouvement de rotation du champ électrique  $\mathbf{E}$  par rapport à la direction du vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  dans le même sens que le mouvement de gyration des électrons autour de  $\mathbf{B}$ ) originaire de l'hémisphère nord et l'émission polarisée main gauche (par la suite LH pour left-handed, pour une rotation de  $\mathbf{E}$  par rapport à  $\mathbf{k}$  dans le sens inverse à celle des électrons autour de  $\mathbf{B}$ ) originaire de l'hémisphère sud. Cette caractéristique suggère

une émission sur le mode extraordinaire (noté X) [Kaiser et al., 1980, 1984; Warwick et al., 1982]. Des émissions sur le mode ordinaire (noté O), moins intenses, détectées dans l'AKR terrestre [Benson, 1984] pourraient également être présentes dans le SKR.

### Position des sources radio

Les analyses des observations de Voyager ont montré que les sources du SKR n'étaient pas en corotation avec la planète (contrairement au cas jovien) mais étaient plutôt émises dans une gamme réduite de temps local (comme pour le cas terrestre) située du côté matin de la magnétosphère sur des lignes de champ de haute latitude comprise entre  $60^\circ$  et  $80^\circ$  [Warwick et al., 1981; Lecacheux et Genova, 1983; Galopeau et al., 1995].

### Mécanisme d'émission

De la même façon que les émissions radio aurorales des autres planètes magnétisées, il est aujourd'hui admis que le SKR est émis par des électrons accélérés dans les régions aurorales via l'Instabilité Maser Cyclotron (IMC) [Wu et Lee, 1979; Wu, 1985]. Galopeau et al. [1989] ont montré en utilisant l'IMC pour une émission saturée par piégeage dans un milieu inhomogène qu'il était possible de modéliser un spectre théorique maximum du SKR.

Quand le plasma est suffisamment peu dense dans les régions source ( $f_{pe} \ll f_{ce}$ , où  $f_{ce}$  est la gyrofréquence électronique local et  $f_{pe}$  la fréquence plasmal électronique locale), des ondes sont produites par l'IMC sur le mode extraordinaire (noté X) au voisinage de la fréquence de coupure  $f_X = (f_{pe}^2 + (f_{ce}/2)^2)^{1/2} + f_{ce}/2$  (en négligeant la gyrofréquence ionique) qui se simplifie en  $f_X \sim f_{ce}$ .

L'IMC prédit que les ondes sont émises préférentiellement sur le mode X dans des directions quasi-perpendiculaires (ou encore "obliques", on parle alors de mode R-X) à la direction locale du champ magnétique à la source. Le diagramme d'émission prend ainsi la forme d'un fin feuillet conique dont l'axe est aligné sur le champ magnétique local. Cette propriété implique de fortes variations de la visibilité de l'émission qui dépend de la position de l'observateur.

Les ondes R-X sont polarisées purement RH par rapport à la direction du champ magnétique local. Cependant, comme la direction du champ est différente pour les deux hémisphères magnétiques, le sens de polarisation des émissions de chaque hémisphère est opposé.

### Période radio

Le SKR présente enfin la particularité d'être modulé à une période dite "période radio" estimée à  $10\text{ h }39\text{ min }24\text{ s} \pm 7\text{ s}$  à partir d'une analyse de Fourier sur 267 jours ( $\sim 600$  périodes) d'observations de Voyager [Desch et Kaiser, 1981]. Cette valeur a été adoptée depuis par l'Union Astronomique Internationale comme période de rotation de Saturne. Cette modulation se traduit dans les spectres dynamiques du SKR par les bouffées régulières indiquées par les flèches sur la figure 1.4. Contrairement aux autres géantes gazeuses pour lesquelles le champ magnétique local (et donc les émissions radio associées) est modulé à cause de l'inclinaison du dipôle magnétique par rapport à l'axe de rotation planétaire, le dipôle de Saturne semble parfaitement aligné avec son axe de rotation (voir le modèle de champ le plus récent de Davis et Smith [1990]). Galopeau et al. [1991] ont proposé l'existence d'une anomalie magnétique à la surface de la planète, non encore détectée, pour expliquer cette modulation. De plus, des observations du SKR menées avec la sonde Ulysse ont montré que la période du SKR n'était pas constante et pouvait varier d'environ 1% sur des échelles de temps supérieures à l'année Galopeau et Lecacheux [2000]. Cecconi et Zarka [2005b] ont récemment proposé que la variation de la vitesse du vent solaire pouvait contrôler la position des sources en temps local du fait de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz (voir [Galopeau et al., 1995]), et ainsi modifier la période radio.

### 1.2.3 Autres émissions aurorales

L'injection d'électrons énergétiques dans la haute atmosphère peut donner lieu à d'autres phénomènes d'émission observables dans les domaines IR et X.

Les émissions aurorales IR sont observées dans les mêmes régions d'émission que les aurores UV. Elles proviennent de l'ionisation et du chauffage des espèces atmosphériques. La molécule  $H_2$  et surtout l'ion  $H_3^+$  (résultant de l'ionisation de  $H_2$  par les électrons incidents) sont observés dans les transitions de rotation-vibration des molécules dans l'infrarouge proche [ $2,4 \mu\text{m}$ ], bien connues sur Jupiter. Certaines émissions d'hydrocarbures (de type  $C_nH_m$ ) ont également été observées dans l'infrarouge moyen [ $7,20 \mu\text{m}$ ] [Prangé, 2005]. La température de surface de Jupiter est de  $\sim 1000$  K contre  $\sim 400-600$  K pour Saturne. On s'attend donc à ce que les émissions aurorales thermiques IR de cette dernière soient plus faibles. Néanmoins, des aurores kroniennes de  $H_3^+$  ont récemment été observées depuis le sol [Stallard et al., 2008] et le spectro-imageur IR VIMS (Visual and Infrared Mapping Spectrometer) à bord de Cassini (T. Stallard, communication personnelle).

Enfin, des rayonnements X sont observés le long du faisceau incident, soit par échange de charge ionique entre des ions lourds accélérés (sur Jupiter : raies  $O^{n+}$ ,  $S^{n+}$ ) et l'atmosphère neutre, soit par rayonnement de freinage provoqué par la décélération rapide des électrons énergétiques auroraux au voisinage des noyaux atomiques dans la haute atmosphère. Si des émissions X ont été observées sur Terre et Jupiter, elles n'ont pour l'instant jamais été détectées sur Saturne. Ceci pourrait simplement être la conséquence de la coïncidence entre les observations récentes et la période de minimum d'activité solaire.

## 1.3 Observations à distance

L'atmosphère terrestre absorbe les rayonnements dans l'ultraviolet lointain (FUV, de  $\sim 1100 \text{ \AA}$  à  $\sim 1800 \text{ \AA}$ ) et l'ultraviolet extrême (EUV,  $\leq 1100 \text{ \AA}$ ). Par ailleurs l'ionosphère terrestre a la propriété de réfléchir toutes les ondes radio, d'origine aussi bien terrestre que spatiale, lorsque leur fréquence est inférieure à  $\sim 10\text{MHz}$  (voir la figure 1.3), incluant donc la totalité du SKR ( $\sim 10-1000 \text{ kHz}$ ).

Les émissions aurorales kroniennes UV et radio n'atteignent donc jamais le sol terrestre et requièrent d'être observées directement depuis l'espace. La mission Cassini, qui est entrée en orbite autour de Saturne le 1er juillet 2004, ainsi que le HST, en orbite terrestre, sont équipés des instruments qui permettent de telles observations (et un grand écart de 11 ordres de grandeur en longueur d'onde !).

### 1.3.1 Le télescope spatial Hubble

Le HST observe les aurores kroniennes dans l'ultraviolet lointain depuis 1994. Il orbite à  $\sim 600$  km d'altitude et effectue un tour complet de la Terre en 90-100 minutes. Malgré sa distance à Saturne qui varie entre 8 et 9 UA, son diamètre de 2.4 m permet de résoudre spatialement la planète aux anneaux et d'observer ses aurores. La qualité des images enregistrées par les différents instruments du HST au cours du temps est illustrée à la figure 1.5. Les premières observations des caméras FOC (Faint Object Camera) puis WFPC2 (Wide Field Planetary Camera) entre 1994 et 1997 furent de qualité médiocre à cause de la trop faible résolution angulaire (WFPC2 est une caméra à champ large) ou du mauvais contraste obtenu sur les aurores issu d'un filtrage insuffisant du réfléchi solaire (FOC).

Le spectro-imageur STIS (Space Telescope Imaging Spectrograph) prit le relais des observations en 1997 pour mesurer à la fois des spectres spatialement résolus et des images de grande qualité grâce à sa résolution angulaire de  $0.0247 \text{ arcsec.pix}^{-1}$  et un remarquable contraste sur les émissions aurorales (grâce à une bonne réjection des émissions solaires réfléchies par le disque en UV moyen, en visible et en IR). STIS est en panne depuis 2004.

Depuis, c'est l'imageur ACS (Advanced Camera for Surveys), installé en 2002 en remplacement de la FOC qui assure les observations FUV. Il s'agit d'une caméra plus sensible que STIS avec une résolution angulaire semblable ( $0.025 \text{ arcsec.pix}^{-1}$ ) mais surtout un taux de réjection du réfléchi solaire moins bon.

Je me suis intéressé dans cette thèse au traitement et à l'analyse des spectres et images des aurores kroniennes mesurés par les instruments STIS et ACS de 1997 à 2007. Si les images donnent la morphologie de l'ovale et son

intensité en coups.pix<sup>-1</sup>, les spectres apportent une information sur l'énergie des aurores.

Ces données ont été acquises par téléchargement depuis le site du Space Telescope Science Institute <sup>1</sup> jusqu'à l'année 2005 et mises à disposition par Jon Nichols, de l'Université de Boston, pour la campagne d'observation 2007.

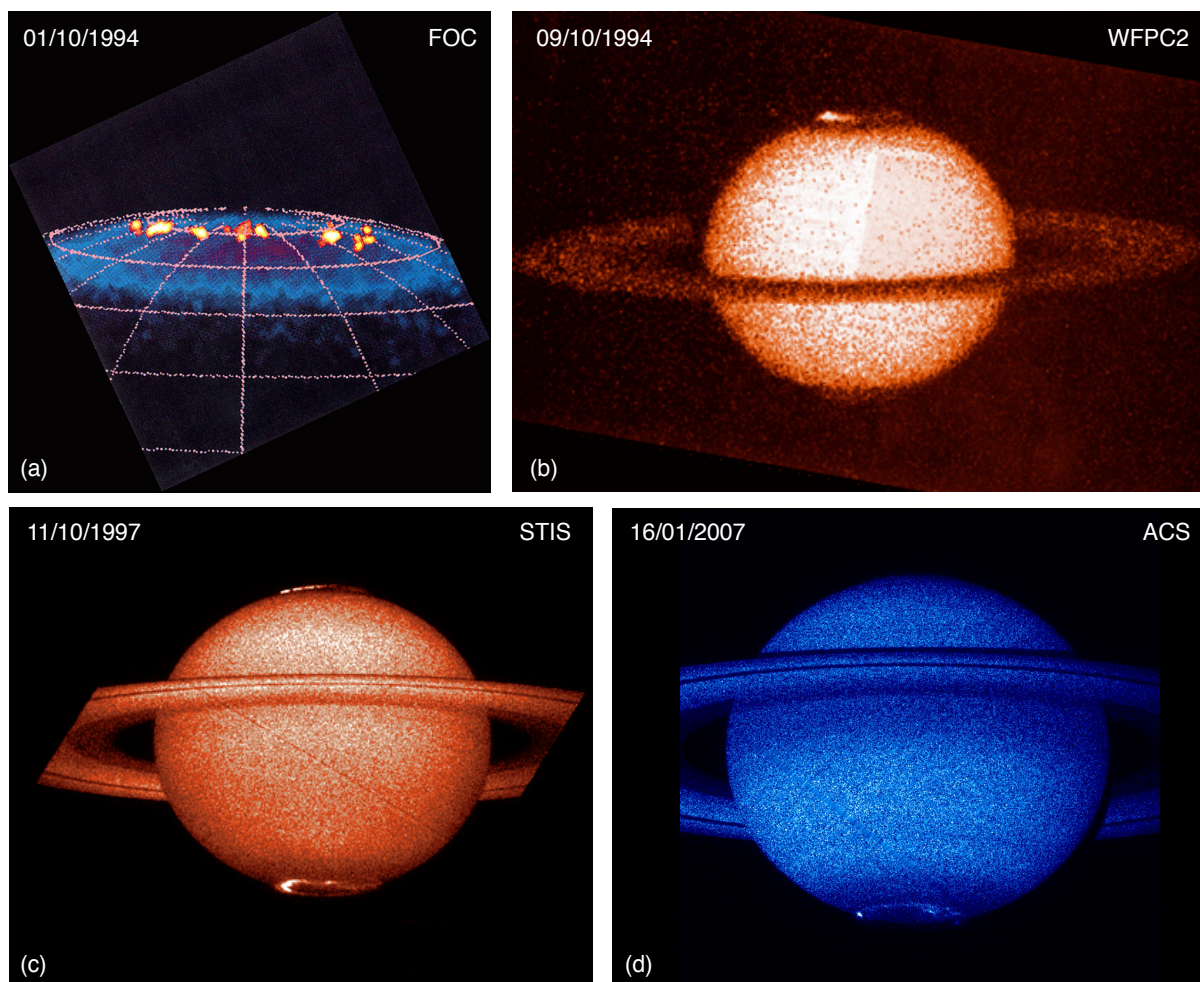


FIGURE 1.5 – Evolution de la qualité des observations des aurores UV de Saturne par le satellite Hubble entre 1994 et 2007.

### 1.3.2 Instrumentation radio de la sonde Cassini

Le SKR requiert d'être observé depuis l'espace par des missions spatiales équipées d'instruments spécifiques. Par un heureux hasard, la mission Cassini comprend justement à son bord l'instrument radio RPWS (Radio and Plasma Wave Science) [Gurnett et al., 2004] incluant le récepteur HFR (High Frequency Receiver) qui a été conçu et réalisé au LESIA (Laboratoire d'Etudes et d'Instrumentation en Astrophysique) de l'Observatoire de Paris (voir la figure 1.6). Le HFR est relié à trois antennes (ou monopôles) électriques de 10 m (avec la possibilité d'en coupler deux en un dipôle unique) grâce auxquelles il peut enregistrer tous les signaux radio de la gamme spectrale 3.5 kHz

1. <http://www.stsci.edu/hst/>

– 16.125 MHz. La figure 1.4 est un exemple de spectre dynamique du SKR issu des données enregistrées par le HFR.

La spécificité du HFR est de pouvoir faire de la goniopolarimétrie. Sous ce nom savant se cache la possibilité de retrouver les paramètres physiques de l'onde à savoir son flux mais aussi sa direction d'arrivée (d'où le préfixe "gonio-") ainsi que son état de polarisation (d'où le qualificatif "polarimétrie"). Elle permet ainsi de pallier la très mauvaise résolution angulaire intrinsèque des antennes (dont le diagramme de réception couvre environ les deux tiers de l'espace).

L'étalonnage de l'instrument HFR et le traitement des données radio Cassini ont fait l'objet du travail de thèse de Baptiste Cecconi [2004] qui a développé des méthodes d'inversion analytique pour les différents fonctionnements dans les modes goniopolarimétriques utilisant 2 ou 3 antennes ainsi que le calcul au long cours des paramètres de l'onde (archivés sur le site <http://www.lesia.obspm.fr/kronos/> de l'Observatoire de Paris). La présente thèse est fondée sur l'analyse des résultats issus de ces calculs.

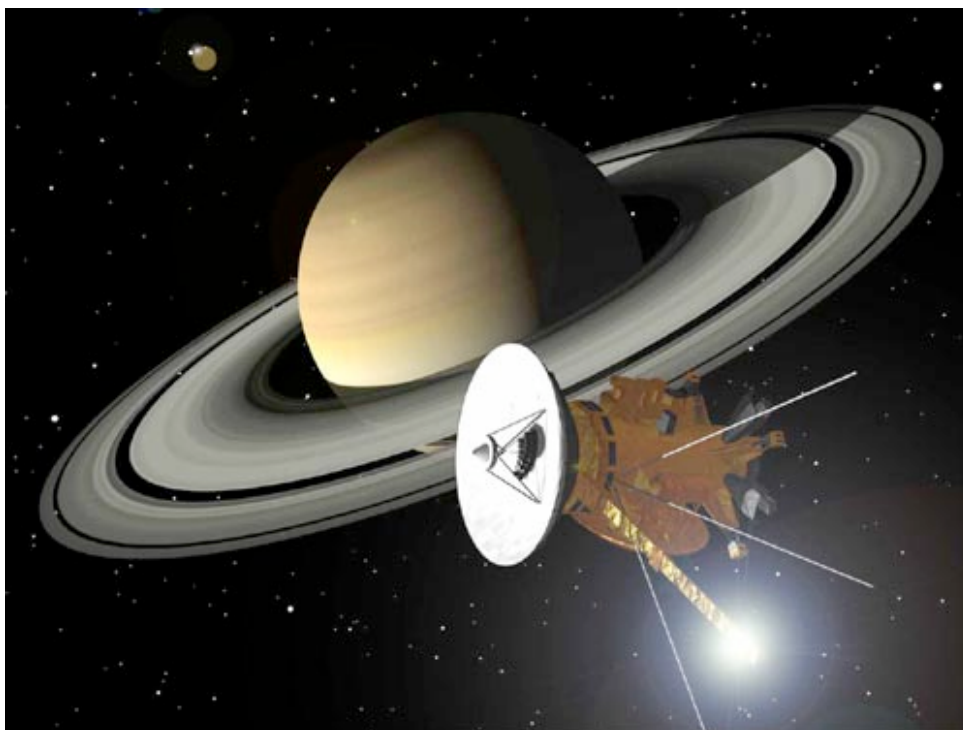


FIGURE 1.6 – Juillet 2004 : la sonde Cassini et ses antennes radio entrent en orbite autour de Saturne.

## 1.4 Problématique

Plus de vingt ans après le passage des sondes Voyager, l'arrivée de Cassini, sonde plus sophistiquée, a ouvert un nouveau chapitre dans l'étude des émissions radio aurorales kroniennes. Les observations coordonnées Cassini/HST offrent, de surcroît, l'occasion d'étudier spécifiquement le lien entre SKR et aurores UV. L'objectif de cette thèse est de tirer parti de ces nouvelles données pour améliorer notre compréhension de la physique des aurores kroniennes en tentant de répondre aux questions suivantes :

1. Quelles nouvelles informations sur les propriétés macroscopiques et microscopiques du SKR peut-on tirer de Cassini par rapport à Voyager ? En particulier, quel est l'apport de la couverture orbitale de la sonde ? de l'analyse goniopolarimétrique rendue possible par le HFR ?

2. Quelle est l'origine de la modulation rotationnelle des émissions radio ? Comment et pourquoi varie-t-elle ?
3. Comment la comparaison des observations de Cassini et du HST permet-elle de relier les processus d'émission radio et UV ? Existe-t-il une différence avec les cas terrestre et jovien ?
4. Comment modéliser le SKR tel qu'observé par Cassini, *i.e.* en tenant compte des effets de visibilité liés à la forte anisotropie de l'émission radio ? Le cas échéant, quelles informations peut-on tirer des simulations sur les caractéristiques de l'émission et celles des populations électroniques qui la produisent ?

L'étude statistique des observations du SKR (annexe A) sur près de trois années est présentée au chapitre 2. Cette analyse détaille les caractéristiques moyennes de la polarisation, du spectre et de la visibilité de l'émission originale de chaque hémisphère en fonction de la position de la sonde.

La modulation rotationnelle du SKR, propriété bien particulière, fait l'objet du chapitre 3 qui montre que la période radio varie à des échelles de 20-30 jours (annexe B). Cette variation est reliée à l'influence du vent solaire. Ce chapitre propose également un détour par la Terre en exposant la découverte par Cassini de la modulation diurne du rayonnement auroral kilométrique terrestre, observé lors du survol de la Terre en août 1999.

Si l'analyse des splendides images des aurores UV renseigne sur la localisation (annexe C), l'intensité totale des ovals auroraux, et leur variabilité (permettant de d'analyser directement le rôle du vent solaire sur la magnétosphère kronienne), l'étude des spectres mesurés dans l'UV lointain (annexe D) permet de caractériser l'absorption par l'atmosphère et l'énergie émise par les aurores. Les résultats obtenus sur la localisation et la puissance typique des aurores sont présentés au chapitre 4.

En dépit de la forte anisotropie du SKR, les mêmes informations peuvent être obtenues à partir de l'analyse goniopolarimétrique des observations radio permettant de faire de l'imagerie radio (annexe E). La comparaison directe, dans le chapitre 5, des images UV et radio révèle une association étroite entre la localisation et l'intensité ponctuelle, mais aussi moyenne, des deux types de sources étudiées.

Finalement, le chapitre 6 montre comment on peut modéliser (annexe F) les effets de visibilité du SKR observés dans les spectres dynamiques de Cassini (arcs, occultations de l'émission). Ces résultats permettent d'avoir des informations nouvelles sur la physique des sources à l'échelle microscopique (énergie des électrons, diagramme d'émission...).

## CHAPITRE 2

---

### Caractéristiques et propriétés moyennes du SKR

---

**D** EPUIS juillet 2004, la trajectoire de la mission Cassini a permis de couvrir par ses orbites successives une grande variété de positions autour de la planète. La sonde a ainsi pu s'approcher jusqu'à 1.3 rayons kroniens ( $\sim 78350$  km), balayer tous les temps locaux ainsi qu'une gamme étendue de latitudes (atteignant  $60^\circ$  dans chaque hémisphère). Une représentation de cette diversité est donnée par la figure 2.1.

Les résultats présentés dans cette partie sont issus de l'étalonnage et du traitement automatisé à long terme d'observations quasi-continues du SKR par l'instrument radio embarqué (voir annexe A). J'ai développé ces outils pour caractériser précisément les propriétés moyennes du rayonnement kilométrique. L'analyse statistique des données sur une période de 2.75 années démarrant à l'insertion en orbite du satellite à la mi-2004 (partie en bleu sur la figure 2.1) a fait l'objet d'une publication dans le Journal of Geophysical Research [Lamy et al., 2008c] reproduite dans l'annexe G.1. Les résultats détaillés dans l'article (parties 2.1 à 2.3.1 et 2.4 à 2.6) seront donc résumés brièvement tandis que les résultats nouveaux (2.3.2) ou mis à jour (2.7) depuis sa parution seront explicités plus en détail.



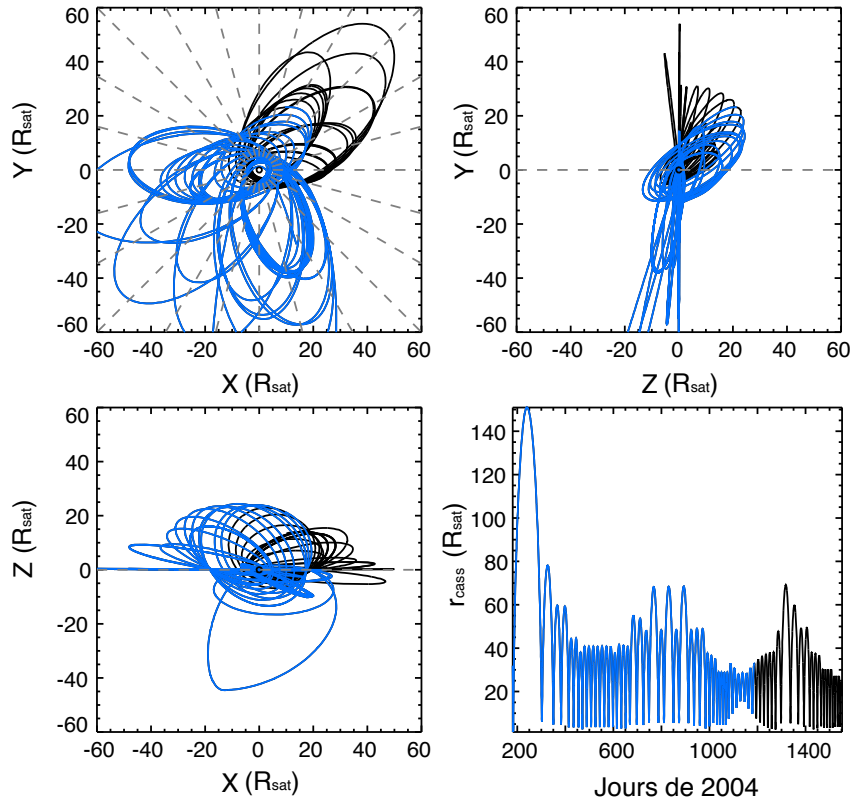


FIGURE 2.1 – Ephémérides de la sonde Cassini entre le 29 juin 2004 (2 jours avant la date de mise en orbite) et le 30 mars 2008. Les coordonnées X, Y et Z correspondent au repère équatorial Saturne-soleil (en anglais SSE pour Saturn Solar Equatorial) : l'axe X pointe de la planète vers le soleil, l'axe Z est aligné avec l'axe de rotation planétaire (confondu avec le dipôle magnétique) et l'axe Y complète le trièdre direct.  $r_{cass}$  indique la distance de Cassini à Saturne. Toutes les coordonnées sont exprimées en rayons kroniens notés  $R_{sat}$ . L'échelle de temps DOY 2004 exprime le nombre de jours depuis le 1er janvier 2004 (le 18 janvier 2004 est donc le jour 18). La partie de la trajectoire en bleu indique la période s'arrêtant au 31 mars 2007.

## 2.1 Avant la physique

### 2.1.1 Instrumentation radio : de Voyager à Cassini

Les sondes Voyager étaient équipées des récepteurs PRA (Planetary Radio Astronomy) et PWS (Plasma and Wave Science) utilisant 2 antennes électriques pour mesurer le flux des émissions radio ainsi que le sens de leur polarisation circulaire. Cette possibilité a notamment permis d'analyser chaque type d'émission radio aurorale des planètes survolées (la Terre, Jupiter, Saturne, Uranus, Neptune) en étudiant séparément les composantes de polarisation circulaire opposée émises par des hémisphères magnétiques différents.

Le récepteur Cassini-RPWS-HFR permet de couvrir la gamme spectrale [3.5 kHz, 16.125 MHz] qui inclue les fréquences typiques du rayonnement kilométrique kronien. Ce récepteur utilise 3 antennes électriques (notées +X, -X et Z) représentées sur la figure 2.2. Grâce à deux voies d'analyse, il calcule les auto- et les inter-corrélations de la différence de potentiel électrique instantané induit par l'onde incidente sur chaque antenne. Il peut ainsi fonctionner en mode 2-antennes ou 3-antennes fournissant respectivement 4 ou 7 des auto- et inter-corrélations listées dans le tableau 2.1 (voir annexe A). Ces mesures permettent alors de retrouver les paramètres physiques de

Antennes	monopôle +X	monopôle -X	dipôle X	monopôle Z
monopôle +X	$A_{+X+X}$	-	-	$C_{+XZ}^r$ $C_{+XZ}^i$
monopôle -X	-	$A_{-X-X}$	-	$C_{-XZ}^r$ $C_{-XZ}^i$
dipôle X	-	-	$A_{XX}$	$C_{XZ}^r$ $C_{XZ}^i$
monopôle Z	$C_{+XZ}^r$ $C_{+XZ}^i$	$C_{-XZ}^r$ $C_{-XZ}^i$	$C_{XZ}^r$ $C_{XZ}^i$	$A_{ZZ}$

TABLE 2.1 – Autocorrélations (A) et Intercorrélations complexes ( $C = C^r + iC^i$ ) mesurées par le HFR sur les antennes RPWS entre les monopôles +X,-X,Z et le dipôle X. Les intercorrélations sont calculées entre la voie 1 (reliée à +X,-X ou X) et la voie 2 (reliée à Z).

l'onde (polarisation, vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ ) en sus de son flux. Précisons que chaque mesure 3-antennes est composée de deux mesures 2-antennes quasi-simultanées effectuées sur les deux paires de monopôles (+X,Z) et (-X,Z).

La grande variété de modes instrumentaux, programmables à distance, permet de collecter des mesures à haute résolution (spectrale et/ou temporelle) adaptées à différents types d'étude. Le débit de données de l'expérience RPWS possédant une valeur moyenne fixée, le choix du mode instrumental utilisé par le HFR est en pratique contraint par les modes utilisés par les autres récepteurs de RPWS (le récepteur de formes d'onde WBR, le récepteur moyenne fréquence MFR, le récepteur basse fréquence WFR et la sonde de Langmuir LP). Notons que le débit moyen de l'expérience RPWS peut également varier en fonction du débit des onze autres expériences embarquées.

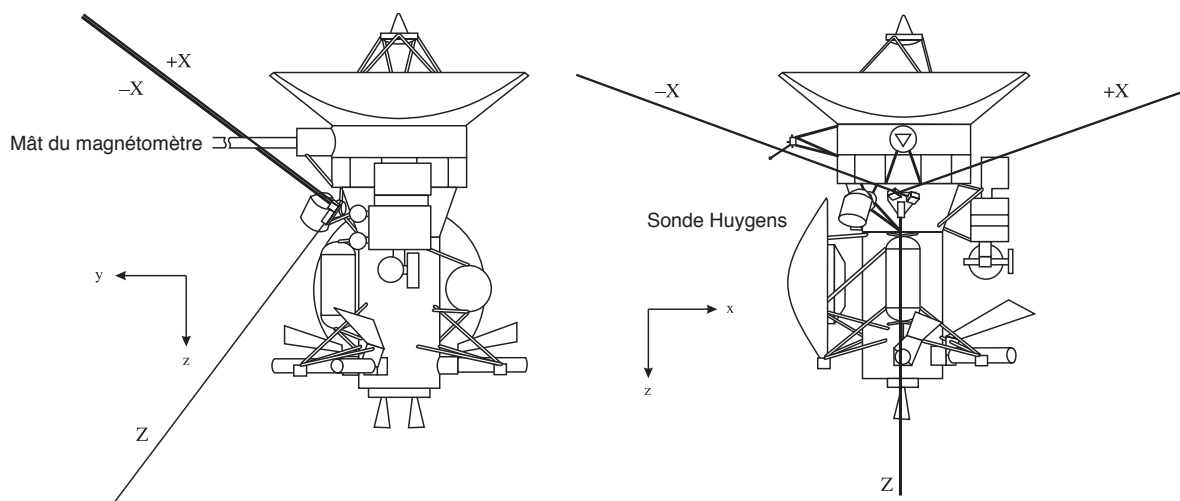


FIGURE 2.2 – La sonde Cassini et les antennes électriques de l'expérience RPWS. Les 3 antennes électriques (+X,-X et Z) sont nommées en référence à la nomenclature des axes du repère de la sonde. Chaque monopôle mesure 10 m de long. L'antenne Z est dans le plan (y,z), incliné de  $37^\circ$  par rapport à z vers l'axe y. Les antennes +X et -X sont symétriques par rapport au plan (y,z) et sont séparées de  $120^\circ$ . Le plan formé par les antennes +X et -X fait un angle de  $70^\circ$  avec l'antenne Z. Les deux monopôles +X et -X peuvent être électriquement associés pour obtenir un dipôle, noté simplement X.

### 2.1.2 De l'instrumentation à la physique

La technique répondant au doux nom de goniopolarimétrie (non moins galamment appelée direction-finding chez nos amis anglo-saxons mais de façon impropre car la direction d'arrivée et la polarisation de l'onde sont indissociables) appliquée aux mesures d'auto- et d'intercorrélations permet de retrouver les paramètres physiques de l'onde, à savoir son vecteur de Poynting (flux et direction d'arrivée de l'onde) ainsi que son état de polarisation. Ces grandeurs sont notées :

- $S$  : intensité du vecteur de Poynting
- $Q, U$  : taux normalisés de polarisation linéaire
- $V$  : taux normalisé de polarisation circulaire
- $\theta, \phi$  : colatitude et azimuth du vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  par rapport au repère lié au satellite

Le quadruplet  $(S, Q, U, V)$  est connu sous le nom de paramètres de Stokes [Kraus, 1966]. Le fonctionnement 3-antennes permet de retrouver directement les six paramètres de l'onde tandis que le mode 2-antennes permet de retrouver, au mieux, quatre de ces paramètres à l'aide d'une hypothèse physique additionnelle.

### 2.1.3 Réduction des données et choix des observables

Après environ quatre mois d'observation du SKR obtenus lors des survols des sondes Voyager en 1980 et 1981, une étude statistique sur plusieurs années des enregistrements radio Cassini devait permettre de caractériser de façon robuste les propriétés du rayonnement kilométrique. Pour y parvenir, j'ai commencé par développer un traitement automatisé des données décrit en détail dans l'annexe A et dont les grandes lignes sont brièvement résumées ici.

La grande diversité de modes instrumentaux a produit une collection d'enregistrements très inhomogènes (différents temps d'intégration, échelle et résolution spectrale). Pouvoir comparer toutes ces observations a donc préalablement requis de les organiser régulièrement grâce à une résolution spectrale et temporelle fixée.

Le HFR peut détecter simultanément différentes émissions radio, qu'elles soient d'origine électromagnétique (dont fait partie le SKR), électrostatique ou parasite. Ces émissions se superposent à un bruit de fond global (d'origine à la fois galactique et instrumentale) dans les spectres dynamiques (cartes d'intensité temps-fréquence) produits par le HFR. La soustraction du bruit de fond, préalable à toute inversion, est une étape essentielle dans la réduction des données. Une étude de variabilité a montré que le choix d'une période d'au moins trois mois était nécessaire pour obtenir une mesure pertinente du bruit de fond sur chaque canal de fréquence.

Depuis la mise en orbite de Cassini, la grande majorité des mesures s'est effectuée en fonctionnement 2-antennes (92.6 % des mesures entre le 29 juin 2004 et le 31 mars 2007). Le choix de l'utilisation privilégiée de ce mode, qui permet de calculer les grandeurs  $(S, V, \theta, \phi)$  dans l'hypothèse Goniométrique, s'est donc imposé naturellement. Notons au passage que ce choix n'a pas engendré de "perte" d'observations puisque les mesures 3-antennes sont utilisables en fonctionnement 2-antennes.

Enfin, la séparation du SKR des autres émissions radio a nécessité un traitement spécifique dont le résultat est illustré sur la figure 2.3.

La procédure décrite dans l'annexe A a ainsi conduit à la construction d'une base données de grandeurs physiques utiles comprenant des spectres dynamiques réguliers de flux étalonné (exprimé en  $W.m^{-2}.Hz^{-1}$ ) normalisés à 1 UA, de taux de polarisation circulaire normalisés et de rapports signal sur bruit (en dB), ainsi que des séries temporelles de puissance rayonnée (en  $W.sr^{-1}$ ).

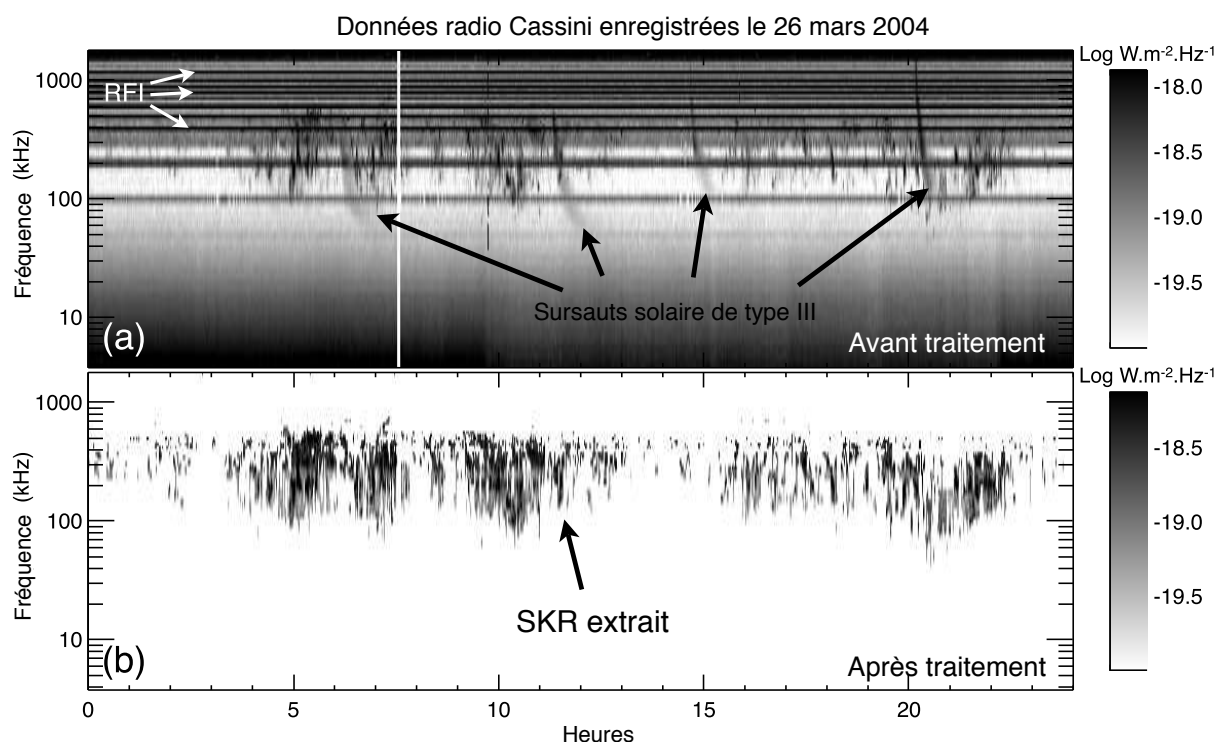


FIGURE 2.3 – (a) Spectre dynamique brut enregistré par Cassini-RPWS-HFR le 26 mars 2004 à une distance de Saturne d'environ  $800 R_{\text{Sat}}$ . Le bruit de fond n'a pas été soustrait et diverses émissions sont présentes : SKR, bouffées solaires dérivant en fréquence et raies parasites (notées RFI pour Radio Frequency Interference). (b) Spectre dynamique après traitement présentant uniquement l'émission kilométrique.

## 2.2 Phénoménologie générale des émissions kilométriques

La visualisation des spectres dynamiques de flux et de polarisation circulaire sur 2.75 années d'observations donne une bonne idée de la phénoménologie des émissions kilométriques.

La figure 2.4 fait apparaître plusieurs types d'émission (facilement identifiables sur le panneau 2.4d). On peut les classer en trois catégories :

- (i) le SKR qui s'étend de 3.5 à  $\sim 1300$  kHz, émission à large bande spectrale, intense et fortement polarisée circulairement ;
- (ii) les émissions basse fréquence à bande spectrale étroite entre 3.5 et 10 kHz, intenses mais faiblement polarisées. Ce type d'émission a récemment été étudié en détail par Louarn et al. [2007] et dénommé n-SMR (pour narrow-band Saturn Myriametric Emission) ;
- (iii) les émissions basse fréquence à bande spectrale étroite entre 10 et 40-50 kHz. Ce type d'émission, à la fois moins intense que le SKR et le n-SMR, pique aux alentours de 20 kHz. Cependant, contrairement au n-SMR, on relève une forte polarisation circulaire dont le signe est opposé à celui de la polarisation dominante du SKR. Des études plus poussées sont nécessaires pour déterminer si cette émission est du même type que le n-SMR où s'il s'agit d'une origine différente. Puisque la gamme spectrale concernée recouvre la partie basse fréquence du SKR, je nommerai ce type d'émission n-SKR par la suite (pour narrowband SKR).

Les figures 2.4a<sub>2</sub>,c<sub>2</sub> illustrent clairement que la polarisation dominante du SKR change avec le signe de la latitude

de Cassini (notée  $\lambda_{cass}$ ). Les composantes polarisées à gauche (LH) et à droite (RH) sont observées préférentiellement lorsque Cassini est située respectivement dans les hémisphères sud et nord, ce qui est cohérent avec une émission sur le mode extraordinaire. La sonde observe ainsi les radio sources situées dans l'hémisphère dans lequel elle se trouve, ce qui n'est pas trivial puisque le SKR est une émission très anisotrope.

Les figures 2.4a<sub>2</sub>, b<sub>2</sub> montrent également que lorsqu'on observe depuis le plan équatorial ou son proche voisinage, la polarisation résultante est plus faible que celle observée à plus haute latitude. Ceci peut s'expliquer par le fait que Cassini détecte simultanément des émissions de polarisation opposée sur le même récepteur. Cependant, la polarisation gauche (hémisphère sud) est dominante pour des fréquences inférieures à 600 kHz alors que la polarisation droite domine au delà de 600 kHz (cf partie 2.5).

## 2.3 Etat de polarisation

### 2.3.1 Mesures 2-antennes et polarisation circulaire

Les études des données Voyager [Ortega-Molina et Lecacheux, 1990] ainsi que des données Cassini-RPWS-HFR pré-insertion et en orbite [Cecconi et al., 2006] (trajectoires toutes proches du plan équatorial) ont suggéré une absence de polarisation linéaire et une forte polarisation circulaire du SKR. Ce résultat a justifié l'utilisation en routine des données 2-antennes utilisant l'inversion Goniométrique qui postule une absence de polarisation linéaire (*i.e.*  $U = Q = 0$ ). J'ai pu donner une mesure statistique de  $V$  pour les émissions dominantes cohérentes avec une émission de type R-X :  $V_{LH} = +0.99 \pm 0.01$  pour les sources situées/observées dans l'hémisphère sud et  $V_{RH} = -0.97 \pm 0.03$  pour l'hémisphère nord.

J'ai également pu isoler quelques événements fortement polarisés compatibles avec une émission sur le mode ordinaire L-O, c'est-à-dire polarisés à gauche dans l'hémisphère nord :  $V_{LH} = +1.00 \pm 0.01$ .

Dans les deux cas (mode R-X ou L-O), la différence observée entre les distributions de  $V$  des émissions RH et LH (par exemple pas de détection de RH compatible avec le mode O dans l'hémisphère sud) est attribuée à l'inhomogénéité de la distribution des observations dans les deux hémisphères (temps local, distance et durée d'observation).

### 2.3.2 Mesures 3-antennes et polarisation elliptique à haute latitude

Une étude récente déduisant directement des mesures 2-antennes les paramètres de polarisation apparente (c'est-à-dire l'ellipse de polarisation telle qu'observée dans le plan des antennes) a suggéré que la polarisation du SKR n'était pas compatible avec une polarisation purement circulaire mais plutôt elliptique lorsque Cassini évoluait au dessus de 30° de latitude [Fischer et al., 2008].

Si le SKR est effectivement polarisé elliptiquement, sa polarisation linéaire n'est pas nulle et les résultats de l'inversion Goniométrique décrite dans le paragraphe précédent sont faux au delà de 30° de latitude. Cependant, puisque les mesures 3-antennes (lorsqu'elles existent) permettent de retrouver directement tous les paramètres de l'onde incluant son état de polarisation complet, il est possible de vérifier et quantifier ce résultat.

J'ai ainsi analysé les données 3-antennes sur une période de 13 jours (du 13 au 26 janvier 2007) lors de laquelle Cassini a parcouru une orbite de grande inclinaison avec des passages à des latitudes d'environ 60°. La figure 2.5 illustre la trajectoire correspondante de la sonde ainsi que les périodes de mesure 3-antennes (parties en bleu).

Cecconi et Zarka [2005a] ont montré que le rapport signal sur bruit (noté ci après SNR pour souscrire à l'anglicisme signal-to-noise ratio) affecte fortement la détermination des paramètres de polarisation par inversion analytique (voir également la figure 13 de [Lamy et al., 2008c]). J'ai donc observé les variations du taux de polarisation circulaire  $V$  et de polarisation linéaire  $\sqrt{U^2 + Q^2}$  en fonction du rapport signal sur bruit pour différentes sélections de latitude de Cassini et pu comparer les taux de polarisation circulaire issus des mesures 2- et 3-antennes. Le résultat est illustré sur la figure 2.6. Lorsque Cassini est proche du plan de l'équateur ( $|\lambda_{cass}| \leq 20^\circ$ , panneaux d'indice 1), la polarisation circulaire observée est proche de 100% tandis que la polarisation linéaire est voisine de zéro pour les plus hauts SNR. Les résultats 2- et 3-antennes sont cohérents. Mais lorsque Cassini est située

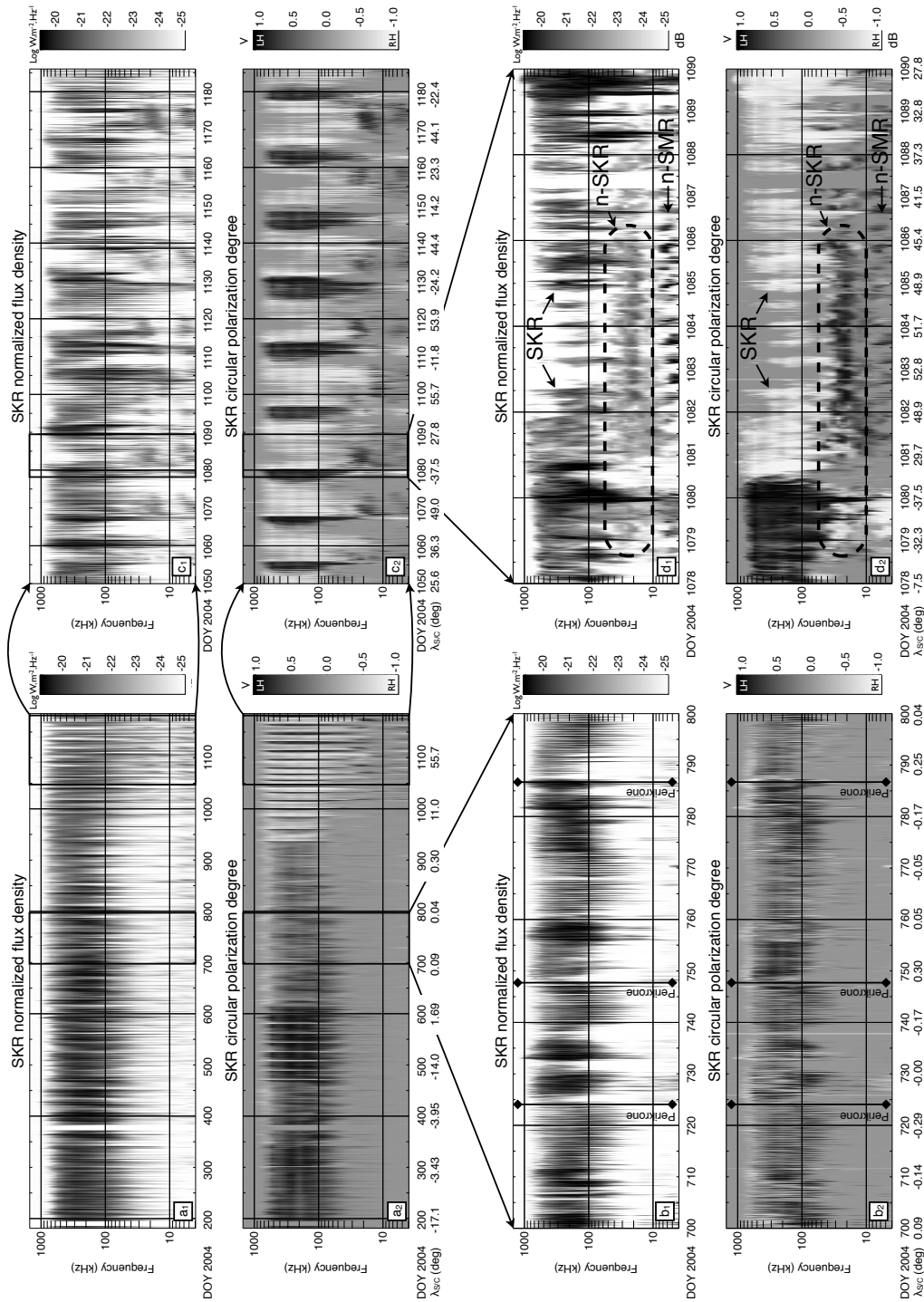


FIGURE 2.4 – Spectres dynamiques (distributions temps-fréquence), de la densité de flux  $S$  normalisée à 1 UA (indice 1) et du taux de polarisation circulaire  $V$  (indice 2) observés entre 3.5 et 1500 kHz. (a) correspond à la période du 29 juin 2004 au 31 mars 2007. Le spectre  $a_2$  montre que la polarisation dominante (noire pour la polarisation LH, blanche pour la polarisation RH) varie avec la latitude de Cassini. La polarisation gauche est observée préférentiellement lorsque Cassini est située dans l'hémisphère sud. (b) présente un zoom du panneau (a) correspondant à des orbites quasi-équatoriales. La polarisation gauche domine le spectre sous 600 kHz. (c) trace un zoom du panneau (a) correspondant à des excursions de haute latitude. Les deux composantes polarisées sont observées de façon alternée, suivant la variation de  $\lambda_{cass}$ . Enfin, (d) présente un zoom de (c) où l'on distingue, en sus du SKR à large bande, des émissions basse fréquence à bande étroite pour  $f \leq 40$  kHz.

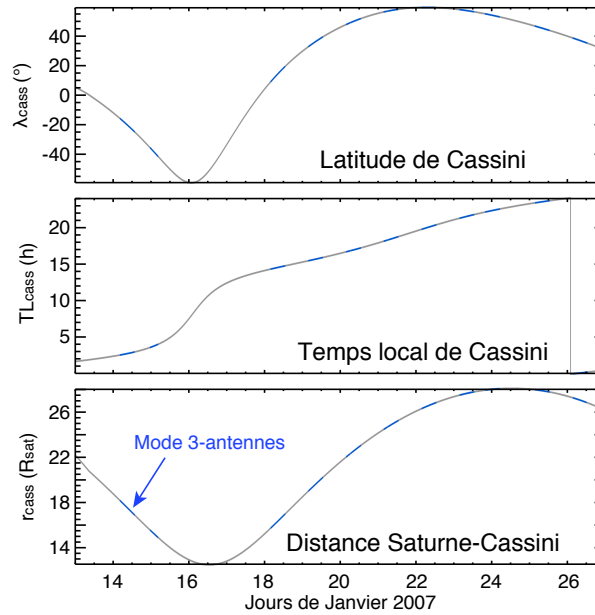


FIGURE 2.5 – Paramètres orbitaux de Cassini entre le 13 et le 26 janvier 2007. Les parties en bleu correspondent au fonctionnement du HFR en mode 3-antennes.

à haute latitude ( $|\lambda_{cass}| \geq 40^\circ$ , panneaux d'indice 3), les valeurs de  $V$  issues du calcul 2-antennes sont toujours proches de 100 % tandis que le calcul 3-antennes montre une polarisation circulaire variant entre 30 et 70% et une polarisation linéaire entre 50 et 90 %. L'hypothèse Goniométrique n'est plus valable. Les latitudes moyennes ( $20^\circ \leq |\lambda_{cass}| \leq 40^\circ$ , panneaux d'indice 2) montrent un état de polarisation intermédiaire entre ces deux situations : deux populations d'état de polarisation distinct coexistent.

Le SKR est donc bien polarisé avec une polarisation circulaire à l'équateur et elliptique à haute latitude. Mais quelle est la limite entre ces deux régimes ? Pour le déterminer, j'ai sélectionné les données avec un seuil sur le rapport signal sur bruit fixé à 30 dB pour sélectionner les données de meilleure qualité (cf figure 2.6). Le tracé de ces données (3-antennes et 2-antennes associées) en fonction de la latitude de la sonde est représenté sur la figure 2.7. Malgré l'échantillonnage irrégulier en latitude, on voit nettement un changement de régime autour de  $25-40^\circ$  tant pour la polarisation circulaire que linéaire. Au delà de cette limite, le pic des distributions de polarisation circulaire 2- et 3-antennes s'éloignent. Le taux de polarisation total reste lui toujours proche de 100%.

Cette étude préliminaire confirme la présence de polarisation elliptique au dessus d'une limite d'environ  $25-40^\circ$  de latitude. Cette limite reste à affiner à l'aide d'une étude statistique fondée sur un traitement à long terme (voir annexe A). Néanmoins, elle fixe qualitativement le seuil au delà duquel seules les mesures 3-antennes sont pertinentes.

L'observation de polarisation elliptique n'est pas étonnant puisque l'onde est polarisée circulairement dans la direction du champ magnétique (instabilité résonante avec les électrons spiralant autour des lignes de champ) et qu'elle se propage quasi-perpendiculairement à cette direction. La polarisation de l'onde dépend théoriquement directement du cosinus de l'angle d'ouverture  $\theta$ . On s'attend ainsi à une onde polarisée purement linéairement pour  $\theta = 90^\circ$ . Ceci pourra être vérifié au travers d'une étude statistique de la variation de  $V(\theta)$ . Les rayonnements décamétriques et hectométriques de Jupiter sont par ailleurs connus pour être polarisés elliptiquement [Lecacheux, 1988]. Cependant, le mystère réside dans le mécanisme qui pourrait mener à la circularisation de la polarisation de l'onde au cours de sa propagation [Melrose et Dulk, 1991].

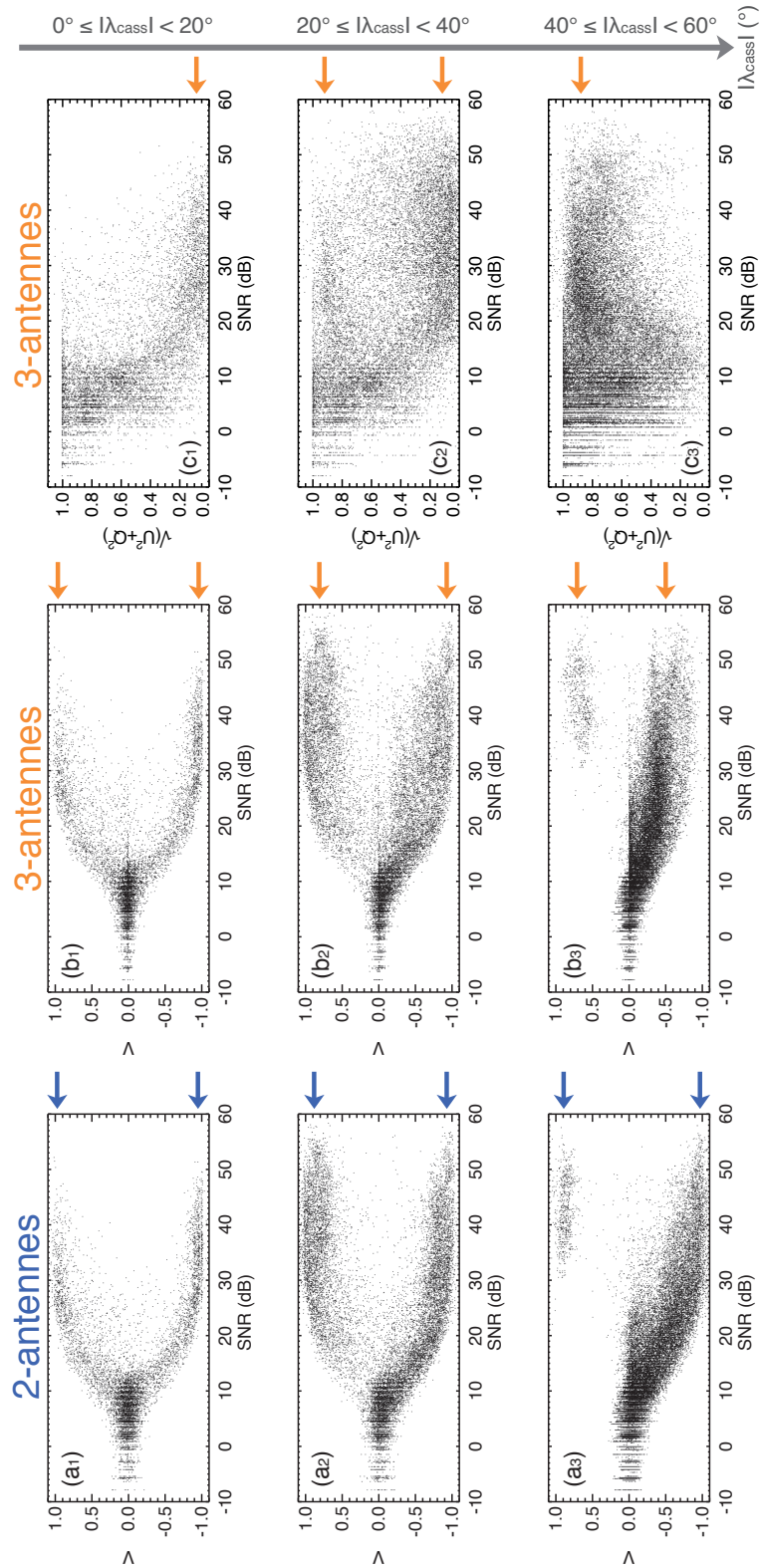


FIGURE 2.6 – Polarisation du SKR calculée sur la période du 13 au 26 janvier 2007 en mode 2- et 3-antennes pour les fréquences comprises entre 100 et 200 kHz. Les taux de polarisation circulaire  $V$  (colonnes a et b) et linéaire  $\sqrt{U^2+Q^2}$  (colonne c) sont tracés en fonction du rapport signal sur bruit (SNR) sur l’antenne Z (le même tracé en fonction du rapport signal sur bruit de l’antenne +X ou -X donne qualitativement le même résultat. Les indices 1, 2 et 3 réfèrent aux sélections de  $|\lambda_{cass}| = [0,20^\circ]$ ,  $[20,40^\circ]$  et  $[40,60^\circ]$ . Les flèches indiquent les valeurs asymptotiques, obtenues pour les plus hauts SNR.



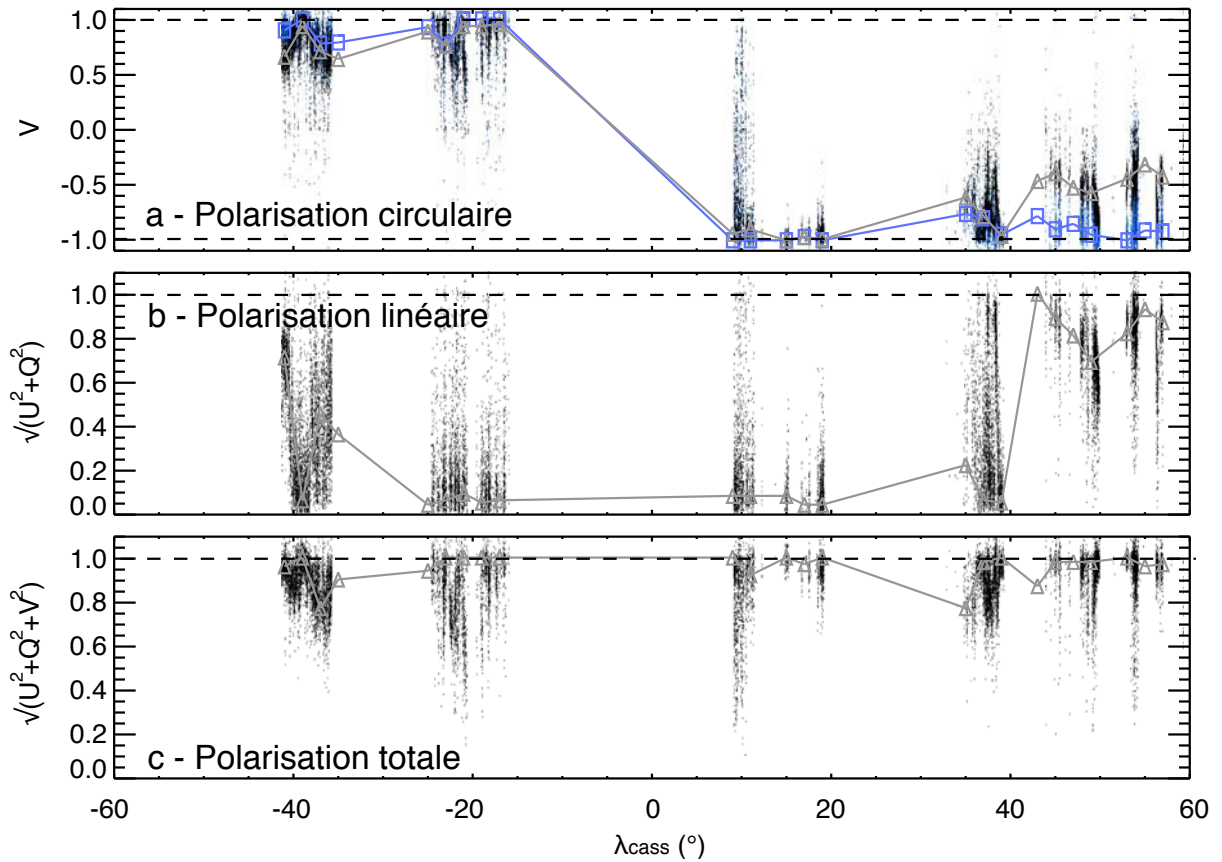


FIGURE 2.7 – Polarisation circulaire ( $V$ , panneau a), linéaire ( $\sqrt{U^2 + Q^2}$ , panneau b) et totale ( $\sqrt{U^2 + Q^2 + V^2}$ , panneau c) du SKR en fonction de  $\lambda_{cass}$  calculée sur la période du 13 au 26 janvier 2007 à partir des mesures 2-antennes (en bleu) et 3-antennes (en noir) pour les fréquences comprises entre 100 et 400 kHz (cette gamme a été étendue par rapport à la figure 2.6 pour un gain de visibilité) et un rapport signal sur bruit supérieur à 30 dB. Les traits reliant les symboles (bleu et gris) correspondent à la valeur du pic de l'histogramme sur un intervalle de  $2^\circ$  de latitude. Les tiretés des différents panneaux indiquent les seuils des émissions polarisées à 100%.

## 2.4 Anisotropie et effets de visibilité

S'agissant d'une émission fortement anisotrope, on peut caractériser macroscopiquement les effets de visibilité du SKR en fonction de la position de Cassini.

Il existe ainsi des zones kronographiques où aucune émission ne peut être observée (appelées zones d'ombre par abus de langage). La disparition soudaine du SKR des spectres dynamiques lors des perikrones (point de l'orbite le plus proche de Saturne) au voisinage du plan équatorial a permis de caractériser une zone d'ombre équatoriale (à symétrie de révolution autour du dipôle magnétique). Sa taille varie avec la fréquence : ainsi son extension équatoriale est minimale à  $r_{eq} \sim 4 R_{sat}$  pour  $f = [200, 400 \text{ kHz}]$ .

Le SKR disparaît brusquement à d'autres moments aux hautes et basses fréquences, en particulier quand Cassini parcourt les hautes latitudes nord. Le fait que cette disparition du signal ne soit pas observée symétriquement dans l'hémisphère sud a été attribué à l'inhomogénéité des observations entre les hautes latitudes nord et sud. De plus, la position typique de la sonde pendant les disparitions observées ( $\lambda_{cass} \geq 55^\circ$ ,  $r_{cass} = [24, 29 R_{sat}]$  et  $TL_{cass} = [18:00, 22:00]$ ) laisse penser qu'il ne s'agit pas de la zone d'ombre polaire nord mais d'une manifestation

Probabilités d'occurrence	50 %	10 %	1 %
LH ( $W.sr^{-1}$ )	$2.7 \times 10^7$	$4.8 \times 10^8$	$3.3 \times 10^9$
RH ( $W.sr^{-1}$ )	$1.5 \times 10^7$	$4.6 \times 10^8$	$3.9 \times 10^9$

TABLE 2.2 – Puissance totale émise par la composante polarisée gauche LH (hémisphère sud) et droite RH (hémisphère nord), intégrées entre 3.5 et 1500 kHz.

plus complexe des effets de visibilité. Des éléments de compréhension de cette disparition seront apportés par des simulations du SKR décrites dans le chapitre 6.

## 2.5 Spectres moyens et conjugaison des émissions nord/sud

L'étude de l'intensité du SKR en fonction de la fréquence permet de souligner plusieurs caractéristiques spectrales. D'abord les spectres moyens obtenus au voisinage de l'équateur ( $\lambda_{cass} \leq 1^\circ$ ) sont quasiment identiques à ceux enregistrés par les sondes Voyager (également obtenus à proximité du plan des anneaux) tant au regard de leur gamme spectrale que de leur intensité. Ainsi le SKR s'étend typiquement d'environ 10 à 1300 kHz et pique entre 100 et 400 kHz à  $\sim 7 \times 10^{-19} Wm^{-2}Hz^{-1}$  pour le niveau d'occurrence à 1 % (*i.e.* correspondant aux 1% d'évènements les plus intenses).

Les spectres moyens typiques RH et LH sont remarquablement similaires. De plus, l'étude comparée de l'évolution des spectres RH/LH en fonction de la latitude et du temps local de Cassini montre qu'ils restent quasi-identiques partout où les données permettent de les comparer directement (c'est-à-dire pour  $TL_{cass}$  semblable mais  $\lambda_{cass}$  de signe opposé). Ce résultat confirme que les sources se comportent de la même façon dans chacun des deux hémisphères et suggèrent que les variations spectrales sont physiquement significatives et reliées à la position des sources ainsi qu'à leur diagramme de rayonnement. L'évolution du spectre typique du SKR avec  $TL_{cass}$  et  $\lambda_{cass}$ , liée à une variation de la visibilité, est le sujet de la partie 2.7.

Une analyse minutieuse montre cependant que la composante RH s'étend systématiquement à plus haute fréquence (décalée de 50-100 kHz) par rapport à la composante LH. Cette caractéristique est cohérente avec le décalage du dipôle magnétique vers le nord de  $0.04 R_{sat}$  et/ou la présence d'une anomalie magnétique au nord. Enfin, on observe qu'en dessous d'une fréquence limite d'environ 600 kHz, c'est la composante LH qui domine le spectre.

## 2.6 Variation temporelle des puissances nord/sud

Le SKR est un rayonnement non thermique très intense. L'annexe A indique comment on déduit la puissance rayonnée des mesures de flux. Le diagramme d'émission tridimensionnel des radio sources étant inconnu, l'unité utilisée est le  $W.sr^{-1}$ . La puissance émise du SKR intégrée entre 3.5 et 1500 kHz varie typiquement dans la gamme 10-100  $MW.sr^{-1}$  jusqu'à occasionnellement quelques dizaines de  $GW.sr^{-1}$  avec de grandes variations reliées à la visibilité de l'une ou l'autre composante (position de Cassini) et/ou un contrôle externe de l'intensité de l'émission (*e.g.* vent solaire).

La table 2.2 reproduit la puissance totale de chaque composante du SKR correspondant à 50 % (valeur médiane), 10 % et 1 % ( $\sim$  valeur de pic) des évènements les plus intenses (niveaux d'occurrence). Pour l'occurrence 50 %, qui donne une bonne approximation du niveau d'émission moyen, la puissance typique des sources émettant depuis l'hémisphère sud est environ deux fois plus intense que son homologue de l'hémisphère nord.

L'analyse de la variation temporelle des puissances de chaque composante sur la gamme [100,400 kHz] pour des conditions d'observation similaires (orbites quasi-équatoriales) montre une forte corrélation à toutes les échelles de temps  $\geq 30$  min. Ceci n'implique pas qu'elles ne le soient pas à plus court terme, puisque lorsque Cassini observe les deux composantes simultanément, c'est la plus intense qui domine la mesure fournie par le

récepteur radio. Il en résulte un bruit intrinsèque à la mesure affectant la corrélation observée sur les échelles de temps  $\leq 30$  min.

Pour ces conditions d'observation similaires (au voisinage de l'équateur), la puissance LH est toujours systématiquement supérieure (jusqu'à un facteur 3) à la puissance RH. Cette tendance confirme la tendance moyenne mentionnée plus haut (cf table 2.2) : la polarisation LH domine le spectre entre 100 et 400 kHz. Cette différence en faveur des émissions générées dans l'hémisphère sud pourrait être reliée à un effet saisonnier. En effet, durant la période étudiée, la latitude sub-solaire moyenne de Saturne était de  $-18^\circ$ . L'hémisphère sud était donc plus exposé au soleil et au vent solaire que l'hémisphère nord. Ceci pourrait affecter différemment l'émission originaire de chaque hémisphère, tel que cela a déjà été illustré pour le cas terrestre [Green et al., 2004].

## 2.7 Spectre typique dépendant de la position de l'observateur

Puisque les sources nord et sud sont conjuguées à la fois temporellement et spectralement par rapport aux variables  $TL_{cass}$  et  $\lambda_{cass}$ , il est pertinent de les utiliser ensemble pour déduire les variations de visibilité typiques du SKR en fonction de la position de l'observateur. La figure 11 de Lamy et al. [2008c] avait été calculée avec 2.75 années d'observations. Elle a été mise à jour ici (figure 2.8) en incluant une année d'observation supplémentaire pour tenir compte de la meilleure couverture de l'espace circumkronien par Cassini (voir trajectoire complète sur la figure 2.1).

### 2.7.1 Visibilité en fonction du temps local

La variation du spectre en temps local est calculée en ne conservant que les données équatoriales ( $\lambda_{cass} \leq 1^\circ$ ). Le spectre dynamique 2.8a correspondant montre une variation claire : les événements intenses et à large bande spectrale sont observés lorsque Cassini est situé dans la gamme  $TL_{cass} = [02:00, 16:00]$  (étendant les limites  $[02:00, 11:00]$  de la figure de l'article). Cette gamme correspond à celles des apokrones successifs (voir orbites en pétales sur la figure 2.1), c'est-à-dire aux temps locaux qu'elle a observé le plus longuement. Cette correspondance suggère un biais observationnel lié à la couverture inhomogène du plan ( $TL_{cass}, r_{cass}$ ) à l'équateur.

Cependant, la figure 2.9 illustre le fait que ce biais n'est probablement que partiel. En effet, l'observation d'une orbite équatoriale offrant une couverture quasi-symétrique entre les côtés soir et matin révèle que les sources les plus intenses sont bien observées côté matin lorsque le temps local de Cassini est compris entre 02:00 et 09:00.

Ces résultats sont indépendamment confirmés et quantifiés dans le chapitre 5 par la localisation directe des sources radio.

### 2.7.2 Visibilité en fonction de la latitude

L'exploration latitudinale est plus homogène. On peut calculer un spectre typique du SKR en fonction de la latitude de l'observateur grâce aux deux composantes polarisées en utilisant la convention suivante : on change le signe de la latitude associée aux mesures de la composante LH. De cette façon, on réorganise virtuellement les sources radio par rapport à un unique hémisphère de référence (ici le nord).

Le spectre obtenu sur la figure 2.8b est quasiment identique à celui de la figure 11 de Lamy et al. [2008c]. Il indique que l'émission dominante (R-X) s'étend d'environ  $-20^\circ$  (c'est-à-dire qu'il illumine une partie de l'hémisphère qui ne contient pas les sources) jusqu'à au moins  $60^\circ$  (limite observationnelle). Le maximum d'émission (intensité, extension du spectre) est atteint autour de  $\lambda_{cass} \sim 25^\circ$ . Les émissions basse fréquence (n-SMR et n-SKR) sont clairement visibles dans l'hémisphère virtuel sud entre  $-60^\circ$  et  $-25^\circ$ . Cela est simplement dû à la convention de réorganisation des données décrite ci-dessus en se rappelant qu'elles sont détectées avec une polarisation opposée au SKR dominant (R-X).

Enfin, des émissions apparaissent à d'autres endroits du spectre, comme par exemple en dessous de  $-40^\circ$  entre 100 et 400 kHz et entre  $-25^\circ$  et  $0^\circ$  pour des fréquences inférieures à 100 kHz où elles ne sont pas noyées dans le mode extraordinaire dominant. L'étude du flux de ces émissions montre une intensité inférieure d'au moins

deux ordres de grandeur à celle du mode R-X. Par ailleurs la détermination de leur hémisphère d'origine (détaillé pour un cas particulier dans le chapitre 5) montre qu'il correspond à celui du mode R-X dominant. Toutes ces caractéristiques suggèrent que ce type d'émission correspond au mode ordinaire L-O.

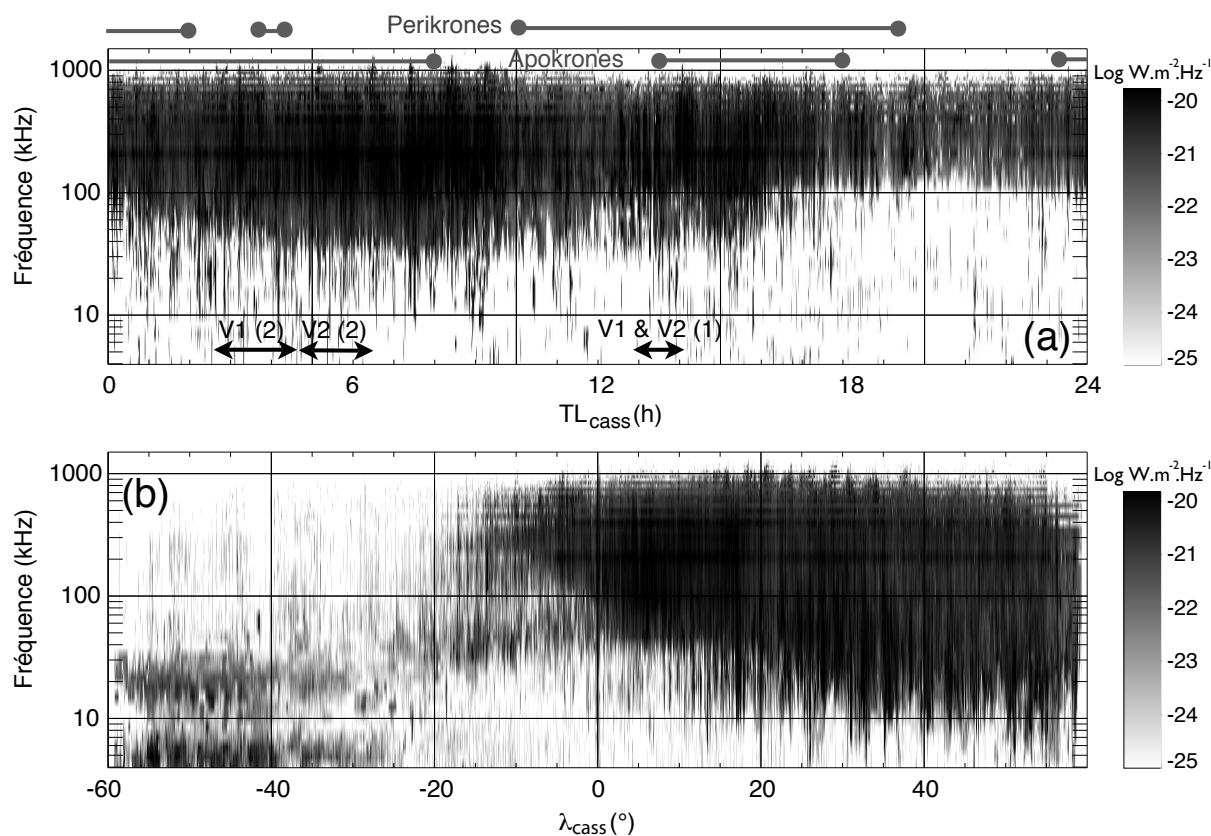


FIGURE 2.8 – Spectres dynamiques de la densité de flux  $S$  normalisée à 1 UA des 50 % des événements les plus polarisés ( $|V| \geq 0.8$ ) pour la période allant du 29 juin 2004 au 30 mars 2008. (a) Intensité du SKR en fonction du temps local de l'observateur  $TL_{cass}$  et de la fréquence, calculée pour des observations équatoriales ( $|\lambda_{cass}| \leq 1^\circ$ ). Les gammes de temps locaux explorées par les sondes Voyager sont indiquées par des doubles flèches noires où les indices (1) et (2) indiquent respectivement les trajectoires pré- et post-rencontre. Les gammes des apokrones et perikrones des orbites de Cassini sont indiquées en gris. (b) Intensité du SKR en fonction de la latitude  $\lambda_{cass}$  et de la fréquence, calculée à partir de toutes les données disponibles sur 3.75 années.

## 2.8 Perspectives

Les données utilisées dans ce chapitre ont utilisé les observations de Cassini s'étendant jusqu'à début 2008 (cf figure 2.1). Les orbites qui seront décrites d'ici la fin de la mission (prévue pour 2017) viendront naturellement donner des informations complémentaires, en particulier grâce à des périodes côté soir, des orbites de très haute latitude et des passages polaires dans les régions sources en fin de mission. D'ici là, le fait de disposer d'une base de données homogène quasi-continue permet d'autres études, auxquelles je collabore, dont voici quelques exemples.

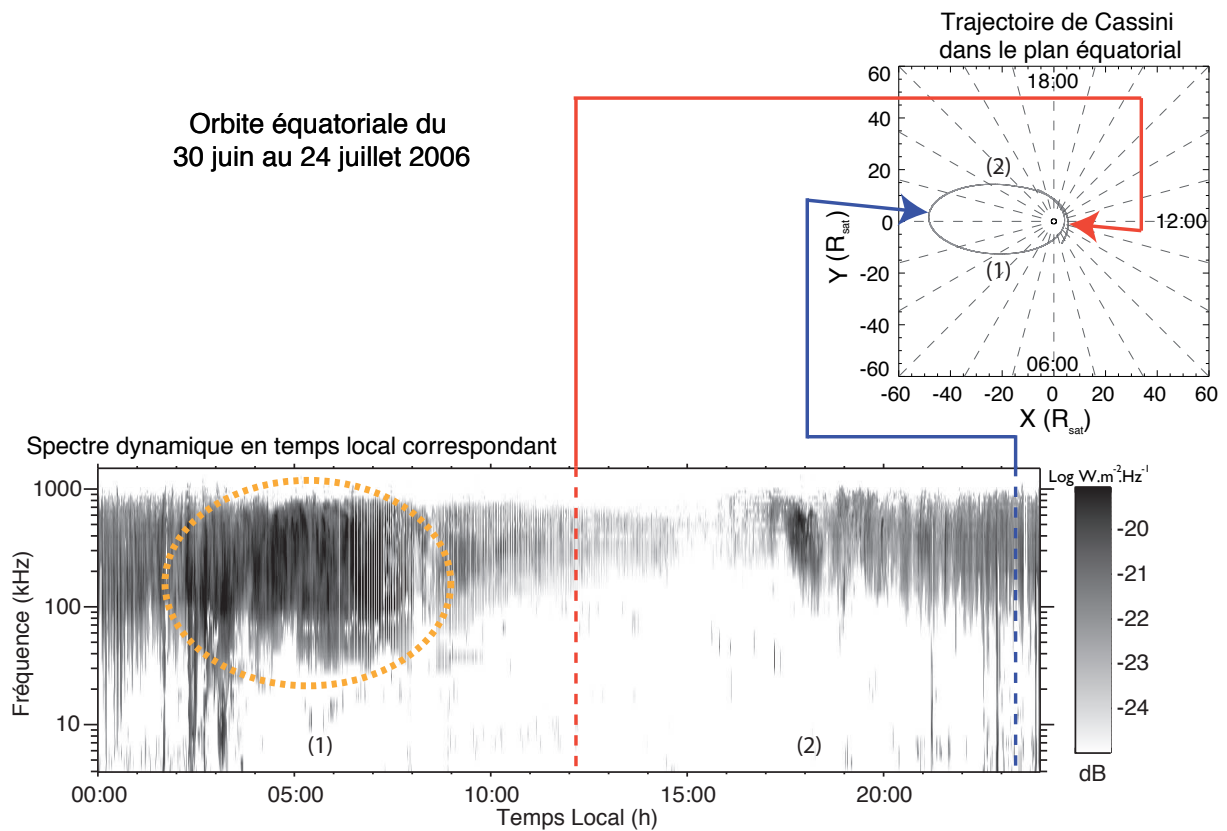


FIGURE 2.9 – Spectre dynamique de la densité de flux  $S$  normalisée à 1 UA des 50 % des événements polarisés ( $|VI| \geq 0.4$  pour obtenir un bon contraste) organisé selon le temps local  $TL_{cass}$  pour une orbite équatoriale complète de Cassini. Le panneau du haut indique que cette orbite a la particularité d'offrir une couverture quasiment symétrique entre les côtés "matin" [00:00,12:00] et "soir" [12:00,24:00]. Les lignes rouge et bleue indiquent le perikrone et l'apokrone de l'orbite situés à  $TL_{cass} \sim 12:00$  et  $24:00$ . On observe des émissions plus intenses lorsque Cassini est située côté matin sur la gamme [02:00,09:00] (pointillés orange).

### 2.8.1 Utiliser le SKR comme indicateur de l'activité aurorale

Le rayonnement auroral kilométrique terrestre (AKR) est considéré comme un indicateur de l'activité des sous-orages terrestres [Kurth et Gurnett, 1998; Khan et al., 2001]. Caitriona Jackman, de l'Imperial College à Londres, a eu l'idée de tester directement cette hypothèse dans le cas de Saturne. En fixant un seuil minimal constant en intensité, on définit comme "événements" les épisodes de SKR dont l'intensité reste pendant une durée donnée en permanence au dessus du seuil prédéfini. L'étude de la distribution statistique de la durée de ces événements doit permettre de vérifier une possible correspondance avec l'influence du vent solaire, la visibilité de l'émission, la variabilité de la période radio (voir chapitre 3) et/ou l'activité des sous-orages. Un premier résultat a révélé que quel que soit le niveau de seuil choisi, un pic large apparaissait dans la distribution autour de la période radio ( $\sim 650$  min). Il s'agit maintenant de déconvoluer la durée des événements de la durée typique des bouffées de SKR afin de vérifier si d'autres périodes émergent.

### 2.8.2 Contrepartie radio aurorale liée aux reconfigurations de la magnétosphère

Nicolas André, Du Centre d'Études Spatiales des Rayonnements (CESR) à Toulouse, a observé que des perturbations fortes du champ magnétique magnétosphérique étaient liées à l'arrivée d'un choc interplanétaire à Saturne (de type région d'interaction en corotation) et correspondaient à des épisodes de grande intensité dans le SKR. De façon semblable aux cas terrestres et joviens, la réorganisation de la configuration de la magnétosphère à grande échelle (compression puis relaxation) lors de tels événements influence directement les émissions radio aurorales. De premiers résultats suggèrent que non seulement l'intensité, mais aussi la phase du SKR sont ainsi reliés aux variations de la composante radiale du champ magnétique magnétosphérique à court terme (cf chapitre 3).

### 2.8.3 SKR et transfert de plasma

Enfin, Daniel Santos Costa, du Southwest Research Institute au Texas, a récemment commencé à étudier les phénomènes de transport de plasma dans la magnétosphère interne en analysant l'interaction entre le disque de plasma et les populations d'électrons aurorales. De premiers résultats suggèrent que l'activité du SKR est liée à la position de la limite interne du feuillet de plasma.

## 2.9 L'apport de Cassini

L'analyse de la grande quantité de données collectée par la mission Cassini a permis de confirmer et caractériser statistiquement les propriétés du SKR déduites des études Voyager : le spectre du SKR s'étend de 3.5 kHz à  $\sim 1300$  kHz (avec un plateau situé entre 100 et 400 kHz) et l'émission dominante est de type R-X (polarisation à gauche ou à droite pour les radio sources situées dans l'hémisphère sud ou nord respectivement).

Mais de nouveaux résultats sont également apparus à l'aune des orbites variées parcourues en près de quatre années. J'ai mesuré un taux de polarisation circulaire voisin de 100% lorsque l'observateur est situé sous une latitude limite de  $30^\circ$  et elliptique au delà (cette limite ainsi que le degré précis d'ellipticité restent à déterminer statistiquement et à être mis en relation avec le cas jovien).

La variabilité du SKR le long de la trajectoire de l'observateur est compatible avec des sources radio plus intenses côté matin. L'anisotropie de l'émission engendre l'existence d'une zone d'ombre équatoriale dont l'extension à l'équateur varie avec la fréquence (minimale à  $\sim 4 R_{sat}$  entre 200 et 400 kHz), ainsi qu'une disparition systématique de l'émission aux hautes et basses fréquences pour les hautes latitudes nord ( $\lambda_{cass} \geq 55^\circ$ ).

Les puissances rayonnées des composantes LH et RH apparaissent comme conjuguées à toutes les échelles de temps supérieures à 30 min, variant typiquement dans la gamme  $10-100 \text{ MW}\cdot\text{sr}^{-1}$ . De plus, leur spectre varie de façon identique en fonction de la position de Cassini. Cette conjugaison spectrale et temporelle entre les sources des deux hémisphères a permis de déduire des variations systématiques de l'émission totale, caractérisant sa visibilité.

Enfin, Cassini a détecté des événements polarisés moins intenses que ceux émis sur le mode R-X dominant et compatibles avec une émission sur le mode ordinaire L-O.



## CHAPITRE 3

---

### Périodes radio et périodes de rotation planétaire

---

**S**'IL est facile de déterminer la période de rotation sidérale des planètes telluriques (ou tout autre corps solide) par l'observation du passage régulier de points de repère fixes à la surface de la planète, il est en revanche moins aisé de déterminer celle des géantes gazeuses pour lesquelles la surface visible n'est constituée que de nuages. En effet, sur une planète gazeuse, les zones internes de la planète, à l'origine du champ magnétique planétaire, sont masquées par une épaisse couche de gaz. Le mouvement des nuages suit les vents dominants qui s'organisent en couches parallèles à l'équateur en sous-corotation ou super-corotation selon la latitude, selon qu'elles sont entraînées plus ou moins vite que le noyau.

Cependant, à l'exception notable du cas terrestre, les émissions radio aurorales des planètes magnétisées présentent la particularité d'être modulées à une "période radio" (voir tableau 1.1), voisine de la période de rotation moyenne de l'atmosphère visible. Comme le rayonnement radio auroral dépend directement du champ magnétique planétaire, la période radio a donc été interprétée comme la période de rotation interne de la planète.

Dans le cas de Jupiter, Uranus ou Neptune, l'existence de cette période radio peut se comprendre simplement en se rappelant que l'axe magnétique est incliné par rapport à l'axe de rotation. Une heure locale donnée (par exemple à la surface de la planète) voit un champ magnétique modulé quotidiennement. Pour Jupiter, dont les sources radio se meuvent avec le champ magnétique, on peut se représenter la situation comme celle d'un "phare tournant" qui illumine régulièrement l'observateur.

Saturne possède deux particularités. D'abord, d'après les mesures des magnétomètres embarqués (Pioneer, Voyager, Cassini), son axe magnétique est exactement aligné avec son axe de rotation ce qui exclut une origine triviale à la modulation observée. Comme les régions source intenses sont en outre plus ou moins fixes en temps local, on a associé à l'occurrence périodique du SKR l'image d'un "stroboscope" ou encore d'un "coucou" chantant quotidiennement côté matin de la magnétosphère. Ensuite, la période du SKR varie... avec le temps de l'ordre du pour-cent ! Or, il est exclu que la période de rotation interne puisse varier d'une telle quantité. Le SKR se présente donc comme un coucou irrégulier dont on ignore à la fois pourquoi il chante et pourquoi il est dérégulé.

Ce chapitre présente une étude de la variation de la période radio du SKR (notée  $P_{skr}$ ) à court terme, publiée dans la revue Nature [Zarka et al., 2007] et dont les résultats sont repris par les parties 3.1 à 3.4. La partie 3.5



détaille les perspectives de ce travail. Enfin, la partie 3.6 fait un détour par la Terre pour présenter la découverte par Cassini d'une modulation diurne du rayonnement kilométrique terrestre et les implications de cette découverte sur la dynamique de la magnétosphère. Ce dernier résultat a fait l'objet d'une publication soumise au Geophysical Research Letter [Lamy et al., 2008b]. Les publications concernées sont reproduites aux annexes G.2 et G.3.

### 3.1 La période de rotation interne de Saturne est inconnue

La modulation rotationnelle du SKR a été découverte lors du premier survol Voyager en 1980 et estimée sur 267 jours ( $\sim 600$  périodes) d'observation à 10 h 39 min  $24 \pm 7$  s [Desch et Kaiser, 1981], valeur adoptée par l'Union Astronomique Internationale comme période de rotation de Saturne. Un système de longitude, indispensable pour organiser les données en fonction d'une référence connue, a été établi sur la base de cette période constante sous le subtil acronyme de SLS (pour Saturn Longitude System).

Depuis lors, des observations du SKR par la sonde Ulysse [Galopeau et Lecacheux, 2000], ainsi que les mesures Cassini allant jusqu'à la première orbite [Gurnett et al., 2005], ont permis de montrer que la période mesurée pour le SKR pouvait en réalité varier dans une fourchette de  $\pm 3$  min, soit environ 1 % de la période totale. Cette variation énorme (elle correspondrait à une modulation d'environ 15 min du jour terrestre) ne peut pas correspondre à celle de la rotation réelle de la planète. En effet à l'inverse du patineur, Saturne n'a pas de "bras" à étendre ou replier, qui lui permettraient d'accélérer ou ralentir sa rotation tout en conservant son moment cinétique total. La période de rotation interne de Saturne est donc inconnue et la variation de la période radio intrigue. L'étude de sa variation à des échelles de temps supérieures à quelques mois a mis en évidence une évolution lente et permis l'établissement d'un système empirique de longitude variable (systèmes SLS-2 puis SLS-3) [Kurth et al., 2007, 2008].

La découverte de la variation de la modulation rotationnelle du SKR pose des questions importantes. Comment la période radio varie-t-elle à court terme ( $\leq$  quelques mois) ? A quoi sont dues ces variations (origine interne ou externe à la magnétosphère) ? La période radio peut-elle permettre de déduire la véritable période de rotation interne ?

### 3.2 Variation de la période radio à court terme

Pour étudier la variation de  $P_{skr}$ , il s'agit d'abord de choisir une méthode d'analyse spectrale adéquate. La fréquence d'un signal périodique continu peut être facilement déterminée grâce à la technique de la transformée de Fourier. Cependant la précision du spectre de Fourier dépend de la longueur temporelle de l'intervalle étudié. Ainsi pour mettre en évidence des variations de période de l'ordre de  $\sim 1\%$  a-t-on besoin d'intervalles d'au moins 100 périodes (soit environ 45 jours). De plus, la forme du spectre de Fourier (qui nécessite un échantillonnage régulier) est très sensible aux données manquantes. En bref, si l'analyse de Fourier permet, dans de bonnes conditions, de retrouver les variations de période du SKR à long terme, d'autres solutions doivent être envisagées pour calculer  $P_{skr}$  sur des intervalles de durée  $\leq 100$  périodes. Pour ce faire, différentes techniques d'analyse harmonique ont été testées. Parmi elles, l'annexe B en détaille deux : le périodogramme de Lomb-Scargle et la méthode de corrélation de pics séparés par  $N$  périodes (ci-après dénommée méthode de corrélation).

Nous avons appliqué cette méthode pour calculer les variations de période de la composante LH (originnaire de l'hémisphère sud) observée pendant 3.25 années, du 30 juin 2003 au 31 mars 2007 [Zarka et al., 2007]. Le résultat est représenté sur la figure 3.1a en trait gras. Ce tracé, dont la résolution temporelle est approximativement égale à la période de rotation (*i.e* un point tous les  $\sim 10.75$  h), donne en chaque point la valeur de  $P_{skr}$  calculée sur un intervalle d'une durée de  $\sim 13$  jours (voir annexe B). Cette figure illustre qu'en sus de sa variation à long terme (compatible avec la croissance régulière de la période moyenne [Kurth et al., 2008]), la période du SKR fluctue aussi à court terme avec des oscillations quasi-périodiques claires de 20-30 jours. Avec une erreur sur la détermination de la période estimée à  $\pm 2$  min, les fluctuations d'environ 10-12 min crête-à-crête (soit  $\sim 2\%$  de la période totale) sont significatives.

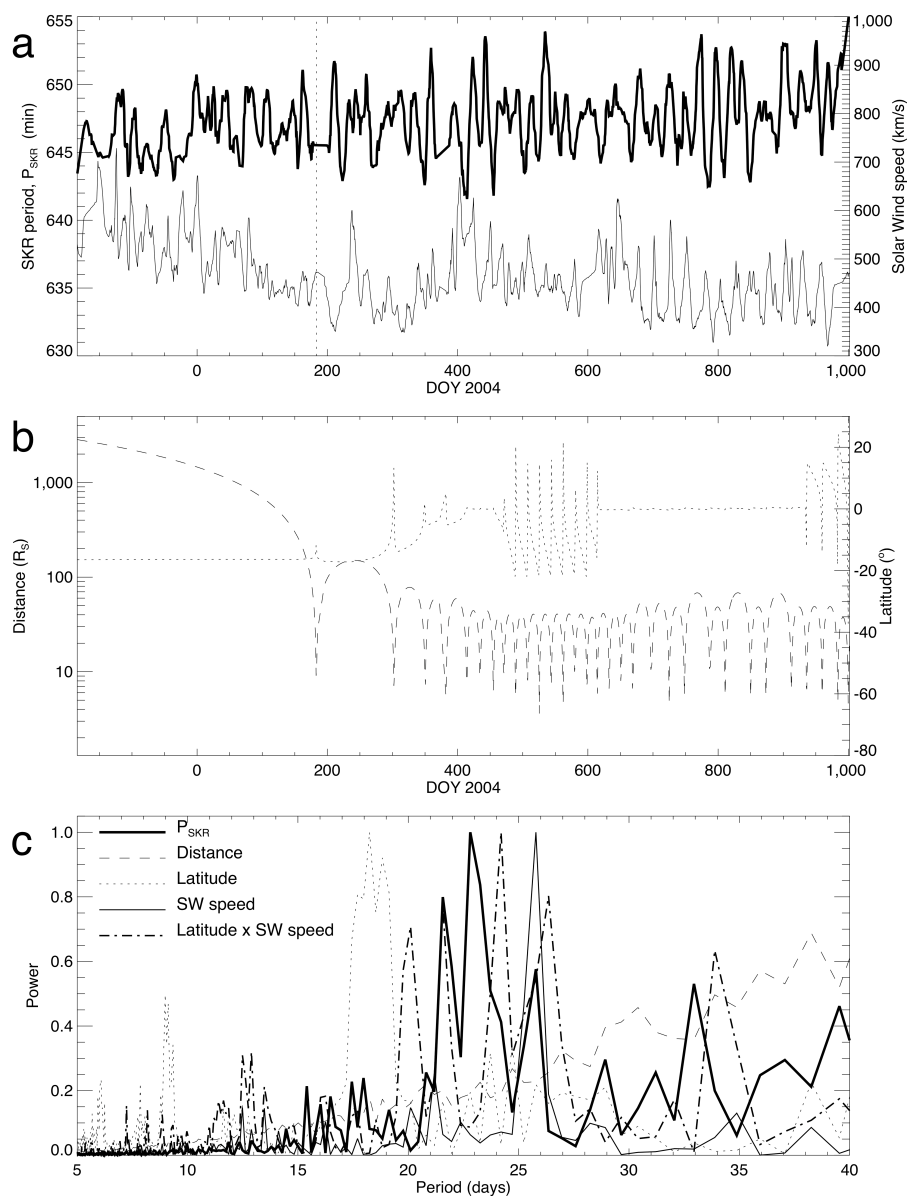


FIGURE 3.1 – Comparaison des variations à court terme de la période de la composante LH du SKR, de la vitesse du vent solaire et des paramètres orbitaux de Cassini sur 3.25 années (30 juin 2003 au 31 mars 2007). Le panneau (a) montre en gras les variations de période de la composante LH du SKR (déterminée par la méthode de corrélation détaillée dans l'annexe B) suivant l'échelle de valeurs donnée à gauche. La courbe en trait fin indique la vitesse du vent solaire mesurée par les satellites WIND et ACE (en orbite autour de la Terre) projetée balistiquement jusqu'à l'orbite de Saturne et correspondant à l'échelle de valeurs de droite. Le panneau (b) représente les variations de la distance (tireté, échelle de valeurs de gauche) et de la latitude orbitale de la sonde (pointillés, échelle de valeurs de droite) pour la même période. Le panneau (c) trace les spectres de Fourier des grandeurs mentionnées ci-dessus ainsi que de la quantité  $v_{vent\ solaire} \times \lambda_{cass}$  qui est un moyen simple de simuler des battements entre un paramètre orbital (contrôlant la visibilité du SKR, voir chapitre 2) et un paramètre externe (la vitesse du vent solaire).

J'ai testé la robustesse de cette détermination grâce à une analyse de Lomb-Scargle de la même composante LH. La période est déterminée par le spectre (ou périodogramme) calculé toutes les 30 min sur un intervalle de durée égale à  $\sim 21$  jours, compromis entre l'intervalle nécessaire pour ne pas lisser les fluctuations à court terme ( $\leq 20$ -30 jours) et celui requis pour obtenir une bonne résolution sur la détermination du pic (la résolution de la transformée de Fourier équivalente à 650 min vaut 14 min). Le résultat, visible sur la figure 3.2 ne laisse aucun doute. La variation à court terme est très claire quand les deux méthodes peuvent être comparées directement (bonne qualité des données [couverture, visibilité, parasites...]) et intervalle correspondant à une latitude à peu près constante). On voit que la méthode de corrélation est plus efficace pour estimer régulièrement la période au long cours avec une qualité de données variable. L'analyse de Lomb-Scargle suggère néanmoins que l'amplitude des variations de période atteint en réalité plutôt  $\sim 15$  min (voir l'intervalle de mi-2003 à mi-2004). La légère sous-estimation de cette amplitude par la méthode de corrélation est probablement une conséquence du lissage final appliqué sur la variation de période instantanée (voir annexe B).

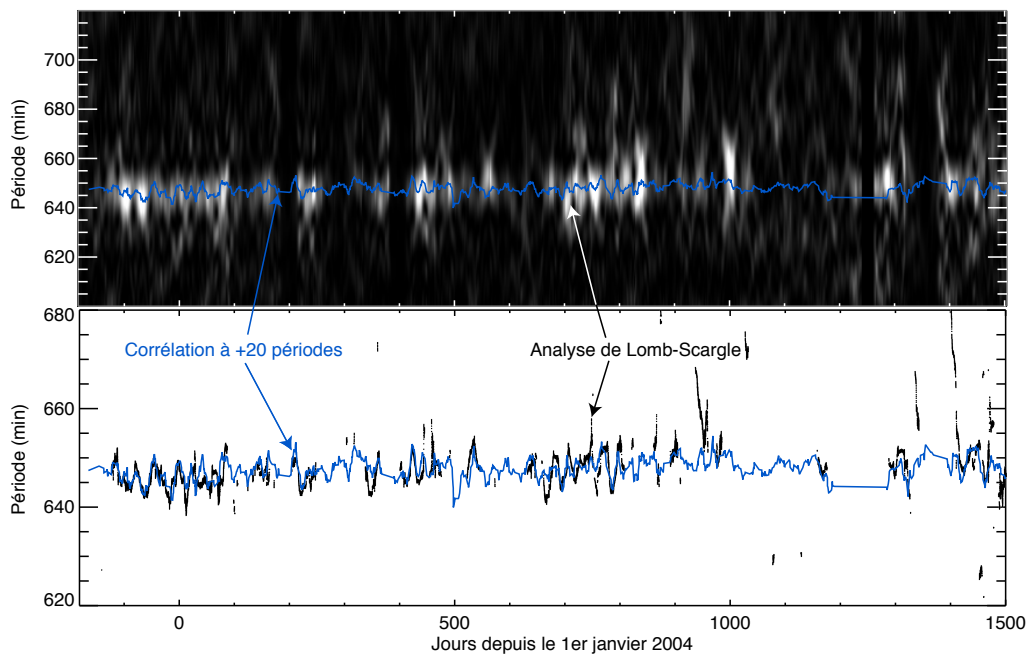


FIGURE 3.2 – Détermination comparée de la période variable de la composante LH du SKR sur 4.75 années (du 30 juin 2003 au 30 mars 2008) par les deux méthodes d'analyse détaillées dans l'annexe B. La série temporelle analysée correspond à la puissance émise intégrée entre 100 et 400 kHz avec une résolution temporelle de 3 min. Sur chacun des deux panneaux est indiquée en bleu la période calculée par la méthode de corrélation à  $N = +20$  périodes. Le panneau (a) montre la représentation d'une analyse de Lomb-Scargle du signal. Chaque colonne, séparée de la suivante par un pas de temps de 30 min, correspond à une partie du périodogramme (ou spectre) de Lomb-Scargle calculé sur un intervalle de durée 10000 pts, soit  $\sim 21$  jours. L'échelle d'intensité, qui indique la puissance spectrale (du noir au blanc pour une intensité croissante) est arbitraire. Le panneau (b) trace les maxima de chaque colonne en noir en excluant les points peu significatifs grâce à un seuil sur l'intensité spectrale. Chaque périodogramme a été suréchantillonné par rapport à la gamme de fréquence donnée par la FFT sur le même intervalle et sa résolution spectrale (donnée par la largeur à mi-hauteur du pic principal) vaut  $\sim 10$  min à  $\sim 650$  min (alors qu'elle vaut  $\sim 14$  min pour le spectre issu de la FFT, voir l'annexe B). Sur chacun des panneaux, on voit que le pic des spectres (indiquant la période radio) se déplace avec le temps autour d'une valeur moyenne de  $\sim 650$  min. Lorsque le périodogramme est suffisamment bien défini (grande intensité du pic, voir par exemple les intervalles des jours -180 à 180 ou 650 à 800, qui correspondent à des périodes où la latitude change peu), la courbe bleue passe précisément par les maxima des spectres associés.

La découverte de fluctuations de période rapides de 20-30 jours pose la question de leur origine et de leur lien avec les fluctuations lentes.

### 3.3 Le vent solaire, fauteur de troubles

Une période de 20-30 jours est typique des variations caractéristiques des paramètres du vent solaire (la période synodique de rotation solaire équatoriale vaut 25.44 jours pour Saturne) mais aussi de la durée des orbites de Cassini (de 18 à 30 jours) à partir de son entrée en orbite en juin 2004 (voir figure 2.1). Il est légitime de penser que le vent solaire pourrait avoir une influence réelle sur la valeur de  $P_{skr}$ . En effet on sait depuis Voyager que sa pression dynamique contrôle fortement la puissance du SKR [Desch, 1982; Desch et Rucker, 1983]. D'un autre côté, il est aussi légitime de postuler que la mesure de  $P_{skr}$  pourrait être affectée par la configuration géométrique {radio sources, Cassini}. On a vu au chapitre 2 que la distance  $r_{cass}$  comme la latitude  $\lambda_{cass}$  de la sonde affectaient directement les mesures du SKR (seuil de détection, visibilité).

#### 3.3.1 Projection balistique des paramètres du vent solaire

La détermination des paramètres du vent solaire au niveau de la magnétosphère de Saturne aurait logiquement dû être facilitée par la présence à bord de Cassini du détecteur de particules CAPS. Cet instrument permet de mesurer la densité et la vitesse des particules chargées in situ (dans le cas qui nous intéresse quand la sonde est située hors de la magnétosphère, donc dans le vent solaire, ce qui inclue notamment toute la phase d'approche pré-insertion). Cependant CAPS n'a pas pu fournir de données fiables utilisables dans le cadre de cette étude. J'ai donc utilisé les mesures in situ des sondes Voyager 2 (continuant son périple à travers le système solaire, Voyager 2 voyageait à environ 80 UA de la terre en 2006), ACE et WIND (situées au point de Lagrange L1 du système Terre-Soleil), qu'il a fallu projeter balistiquement pour en déduire leur valeur à position réelle de Saturne.

La projection balistique consiste à calculer le temps nécessaire au vent solaire (mesuré à la position donnée d'une sonde à l'instant  $t_0$ ) pour parvenir à la position réelle de Saturne à l'instant  $t$ . La mention "balistique" réfère au fait que la projection employée est purement géométrique (la déformation des structures du vent solaire avec la propagation, suite à l'interaction magnéto-hydrodynamique entre jets lents et rapides, est négligée). La propagation balistique repose sur deux étapes : une correction du temps de propagation radial  $\Delta t_{radial}$  pour propager le vent solaire à l'orbite de Saturne et une correction du temps de propagation angulaire  $\Delta t_{angulaire}$  pour le propager jusqu'à la longitude de Saturne. La correction angulaire repose sur l'hypothèse de stationnarité angulaire du vent solaire, c'est-à-dire que sa structure est supposée n'être pas trop perturbée longitudinalement. Ceci est valable pour le vent calme et les chocs de type CIR (Corotating Interaction Region). On peut calculer  $t$  suivant la formule :

$$t = t_0 + \Delta t_{radial} + \Delta t_{angulaire} = t_0 + \frac{d_{sonde} - d_{sat}}{v_0} + \frac{\Phi_{sonde} - \Phi_{sat}}{\Omega_{soleil}} \quad (3.1)$$

où  $d$  indique la distance de l'objet (Saturne ou la sonde) à la terre,  $\Phi$  la longitude solaire de l'objet par rapport à une référence arbitraire,  $v_0$  la vitesse du vent solaire mesuré à l'instant  $t_0$  et  $\Omega_{soleil} = 25.44$  jours la vitesse de rotation angulaire solaire. Le temps de propagation est bien plus long depuis Voyager 2 que depuis les sondes ACE et WIND. Ainsi une comparaison de  $\Delta t_{radial}$  conduit à  $\sim -240$  jours Voyager 2 (retroprojetée pour une distance de 70 UA et une vitesse de  $500 \text{ km.s}^{-1}$ ) contre  $\sim +30$  jours dans le cas des sondes ACE/WIND (pour une distance moyenne de 9 UA et une vitesse de  $500 \text{ km.s}^{-1}$ ) avec une erreur maximale de  $\pm 4$  jours [Tao et al., 2005]. Malgré cet écart, j'ai étudié la pertinence de la propagation balistique en comparant la variation à long terme des paramètres du vent solaire projetés depuis la position de Voyager 2 et depuis la Terre. Le résultat est tracé sur la figure 3.3 : on voit une correspondance remarquable même si certaines périodes (années 1996 et 1997 notamment) témoignent d'une évolution de la structure du vent solaire non prise en compte par l'équation 3.1.

Les variations des paramètres du vent solaire sont d'autant moins altérées que le temps de propagation balistique est faible. On peut noter que l'utilisation d'une propagation MHD à une dimension n'est pas utile ici puisque

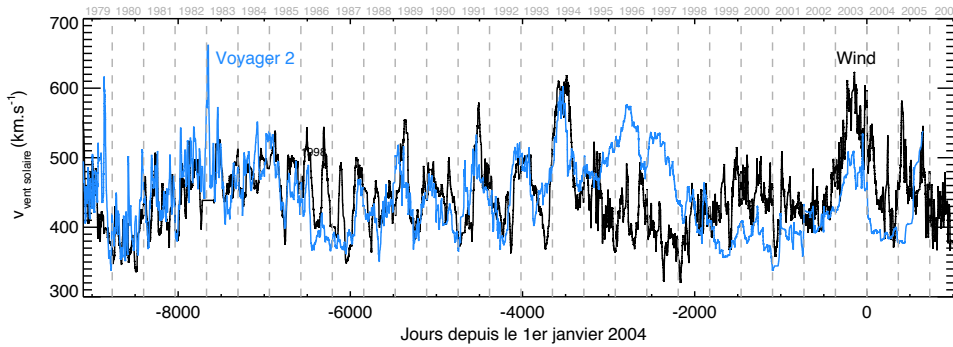


FIGURE 3.3 – Vitesse du vent solaire mesurée depuis la terre par les sondes ACE et WIND (en noir) et depuis Voyager 2 (en bleu) projetée balistiquement jusqu’à la position de Saturne et lissée sur 15 jours. L’erreur temporelle maximale sur les mesures projetées depuis la Terre est de  $\pm 4$  jours [Tao et al., 2005]. Lorsque la Terre et Saturne sont en conjonction cette erreur peut se réduire à  $\pm 1$  jour. Comme il n’apparaît pas raisonnable de donner une erreur sur les données rétro-projetées depuis Voyager 2 (trop loin), la courbe bleu est uniquement indicative. On constate cependant un accord surprenant en dehors des années 1996 et 1997.

même si elle permet d’obtenir une meilleure précision sur  $\Delta t_{radial}$ , elle ne prend pas en compte  $\Delta t_{angulaire}$  (les meilleures projections correspondent à des positions Soleil-Terre-Saturne voisine de l’alignement).

Dans les parties suivantes, où l’on s’intéresse aux variations à court terme, les mesures du vent solaire analysées sont donc uniquement celles des sondes ACE et WIND.

### 3.3.2 Etude spectrale

La vitesse du vent solaire au niveau de Saturne  $v_{vent\ solaire}$  (le choix de ce paramètre particulier est discuté plus loin) est représentée en trait fin sur la figure 3.1a tandis que les variations des paramètres orbitaux de la sonde  $r_{cass}$  et  $\lambda_{cass}$  sont représentées sur la figure 3.1b. Toutes ces variations présentent qualitativement une répétitivité de l’ordre de 20-30 jours. Aussi, pour avoir une estimation plus quantitative, la figure 3.1c trace le spectre de Fourier des variations de ces différents paramètres sur la totalité de l’intervalle de 3.25 années étudié. On observe que le spectre de  $P_{skr}$  (en trait gras) présente des pics significatifs à  $\sim 21.5$ , 23 et 25.5 jours. Le dernier de ces pics correspond au pic principal observé dans le spectre de  $v_{vent\ solaire}$  (en trait fin). La latitude  $\lambda_{cass}$  témoigne d’une périodicité à 18-19 jours (en pointillés). Un éventuel couplage vent solaire/effet orbital a été simulé en calculant simplement le spectre du produit  $v_{vent\ solaire} \times \lambda_{cass}$ . Ce spectre montre plusieurs pics autour de 20, 21.5, 24 et 26.5 jours, tous dans la même gamme que ceux du spectre de  $P_{skr}$ . La figure 3.1c suggère donc une influence couplée vent solaire/orbite sur les variations de  $P_{skr}$ .

L’analyse d’un intervalle où les paramètres orbitaux varient régulièrement (du 12 février au 31 octobre 2005) vient appuyer quantitativement cette hypothèse : les pics du spectre de  $P_{skr}$  correspondent alors exactement aux périodicités de  $v_{vent\ solaire}$ , de  $\lambda_{cass}$  et du produit  $v_{vent\ solaire} \times \lambda_{cass}$ .

Pour étudier spécifiquement le lien entre le vent solaire et la période du SKR, la période d’approche a été étudiée séparément. En effet, avant l’insertion en orbite,  $r_{cass}$  décroissait linéairement tandis que  $\lambda_{cass}$  valait  $\sim -18^\circ$ . Cette trajectoire correspondait donc approximativement à une configuration géométrique {radio sources, Cassini} fixe. La figure 3.4a montre la comparaison sur cette période des variations de  $P_{skr}$  et  $v_{vent\ solaire}$  (où les variations  $\geq 2$  mois ont été éliminées par filtrage) entre lesquelles on trouve un coefficient de corrélation  $C \geq 40\%$  sur tout l’intervalle. A titre de comparaison, la corrélation bien connue entre l’intensité du SKR et  $v_{vent\ solaire}$  donne une valeur équivalente :  $C \sim 44\%$ . De plus la probabilité d’obtenir un tel niveau de corrélation sur deux séries aléatoires de la même dimension est de  $\sim 10^{-7}$ . La corrélation trouvée entre  $P_{skr}$  et  $v_{vent\ solaire}$  est donc significative. On peut

par ailleurs comprendre les raisons de son écart à une corrélation parfaite de 100 %. D'abord  $P_{skr}$  a été déterminée seulement pour la composante LH du SKR dont la série de puissance associée présente des trous de données. Ensuite, l'erreur typique sur la projection balistique du vent solaire à Saturne depuis la Terre a été évaluée à  $\pm 4$  jours maximum. Enfin, l'hypothèse de stationnarité du vent solaire avec la rotation solaire n'est pas nécessairement vérifiée et la structure du vent solaire peut être modifiée (voir figure 3.3). En particulier, les éjections de masse coronale (CME pour coronal mass ejections) affectent un intervalle de longitude héliosphérique limité et peuvent donc être vues par ACE et WIND sans affecter Saturne et réciproquement : l'hypothèse de stationnarité est alors fautive.

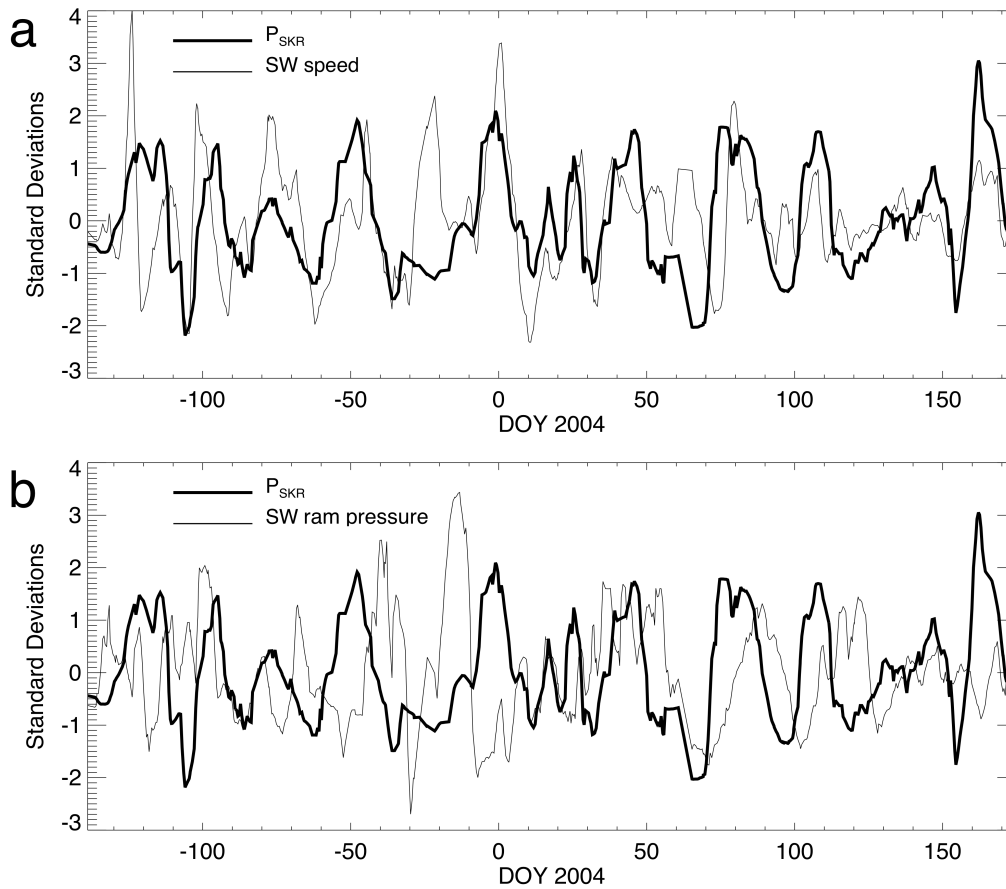


FIGURE 3.4 – Comparaison entre les variations de la période du SKR  $P_{skr}$ , la vitesse  $v_{vent\ solaire}$  (notée SW [solar wind] speed) et la pression dynamique (notée SW RAM pressure)  $P_{vent\ solaire}$  du vent solaire à la position de Saturne. L'intervalle représenté correspond à la phase d'approche de Cassini avant sa mise en orbite autour de la planète. Il n'y a donc pas d'influence périodique des paramètres orbitaux sur la visibilité de l'émission et cette période est la plus intéressante pour étudier directement l'influence du vent solaire sur  $P_{skr}$ . Pour clarifier la comparaison, les grandeurs tracées ont été préalablement corrigées de leur variation à long terme (par soustraction d'une moyenne glissante sur une durée de  $\sim 2$  mois). Le panneau (a) superpose  $P_{skr}$  (en trait gras) et  $v_{vent\ solaire}$  (en trait fin). Excepté pour les intervalles d'une dizaine de jours autour des jours -25 et +65 (liés à des trous de données, une mésesestimation partielle du temps de propagation balistique, ou l'occurrence de CME), la corrélation est forte avec une corrélation linéaire  $C \geq 40\%$ . Le panneau (b) superpose  $P_{skr}$  (en trait gras) et  $P_{vent\ solaire}$  (en trait fin). La corrélation est faible sur tout l'intervalle avec  $C \sim -10\%$ .

La figure 3.4b illustre la comparaison entre les variations de  $P_{skr}$  et la pression dynamique du vent solaire

$P_{vent\ solaire}$  (bien corrélée avec l'intensité du SKR). Le coefficient de corrélation associée vaut  $C \sim -10\%$ . Cette faible valeur se retrouve dans la comparaison de  $P_{skr}$  avec les autres paramètres du vent solaire comme sa densité ou son champ magnétique.

La conclusion de cette étude est qu'en l'absence d'effet de visibilité dû au mouvement de l'observateur, la période radio (de la composante LH) du SKR varie à l'échelle de 20-30 jours comme la vitesse du vent solaire.

### 3.4 Discussion

La corrélation entre les fluctuations à court terme des grandeurs  $P_{skr}$  et  $v_{vent\ solaire}$  indique une influence d'origine externe à la magnétosphère. Comme la corrélation avec les variations des autres paramètres du vent solaire n'est pas significative, la vitesse du vent solaire joue donc un rôle particulier. Ce constat est en accord avec le modèle proposé par Cecconi et Zarka [2005b], qui suggère que la vitesse du vent solaire influe directement sur la position des sources aurorales en temps local, et partant, sur la valeur apparente de la période radio. Cecconi et Zarka [2005b] ont montré par simulation numérique que les fluctuations temporelles typiques de  $v_{solaire}$  (en forme de "dent de scie asymétrique", voir figure 3.3) pouvaient mener aux variations de  $P_{skr}$  de l'ordre de 1 % observées par Galopeau et Lecacheux [2000].

Parallèlement, le chapitre 6 a démontré que la visibilité de l'émission dépend également fortement de la latitude des sources. Or, d'une part, la latitude de l'ovale UV varie avec le vent solaire (voir le chapitre 4) et d'autre part, les sources UV et radio correspondent aux mêmes lignes de champ (voir le chapitre 5). La latitude des sources du SKR pourrait ainsi être directement affectée par le vent solaire. Si le lien entre la variation de latitude des sources et la variation de  $P_{skr}$  est moins trivial que dans le cas d'une simple variation de temps local (effet de visibilité plus complexe), il n'est cependant pas à exclure.

La moyenne des variations de  $P_{skr}$  sur un intervalle  $\geq 2$  mois mène naturellement aux variations à long terme connues du SKR [Kurth et al., 2007]. Les variations à long terme, en tant que moyenne des variations à court terme, pourraient ainsi être également induites par le vent solaire. Cependant, la figure 3.1a montre que sur  $\sim 1000$  jours, si on compare  $\langle P_{skr} \rangle$  (qui passe de  $\leq 646$  min à  $\geq 649$  min) et  $\langle v_{vent\ solaire} \rangle$  (qui évolue de  $\sim 550$  km.s<sup>-1</sup> à  $\sim 400$  km.s<sup>-1</sup>), on observe plutôt une anti-corrélation. Comme il semble peu plausible que  $v_{vent\ solaire}$  ait une influence opposée sur la variation de  $P_{skr}$  à court et à long terme, on peut penser que plusieurs mécanismes physiques différents influent simultanément sur la variation de  $P_{skr}$ .

Par ailleurs, des études parallèles de Gurnett et al. [2007] et Clarke et al. [2006] ont montré que la densité de plasma de la région interne de la magnétosphère, la composante azimuthale du champ magnétique et la position de la magnétopause montraient des oscillations à long terme similaires à celles de  $P_{skr}$ , ce qui suggérerait une possible origine soit interne (modulation de la vitesse du disque de plasma du fait de l'injection variable de plasma par le cryovolcanisme d'Encelade) soit externe à la magnétosphère (effet saisonnier). Il est difficile de vérifier une éventuelle influence du vent solaire sur les variations à court terme de ces grandeurs (densité de plasma, champ magnétique, position de la magnétopause) car elles proviennent de mesures in situ correspondant à une petite fraction d'orbites successives.

### 3.5 Perspectives

La détermination de la période interne réelle de Saturne est probablement liée à la compréhension de la variabilité de la période radio.

Afin d'étudier l'influence spécifique des compressions du vent solaire (CIR pour Corotating Interaction Region) sur l'intensité et la phase du SKR, j'ai participé à une étude menée par Sarah Badman de l'Université de Leicester. Le paramètre du vent solaire étudié est le champ magnétique interplanétaire mesuré en continu par le magnétomètre MAG embarqué sur Cassini (et projeté jusqu'à la magnétopause de Saturne) lors de la phase d'approche. Dans ce cas, la projection est précise car Cassini est toujours proche de Saturne. Cette étude montre que l'intensité du SKR augmente, comme attendu, lors de l'arrivée d'une CIR à Saturne mais que la phase des occurrences de SKR ne

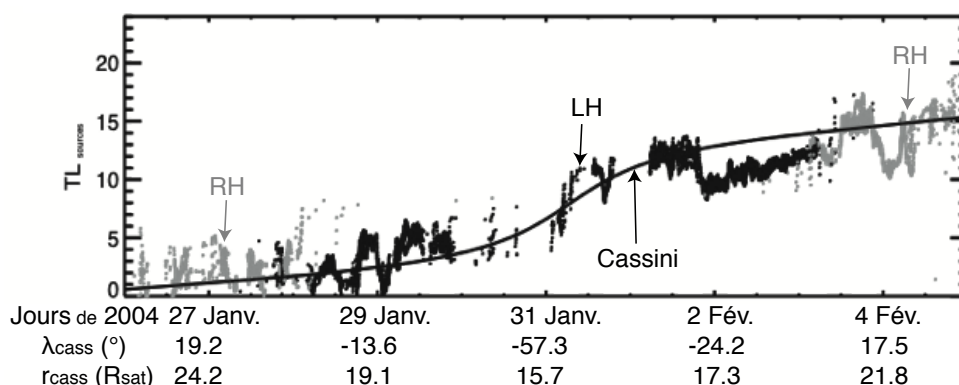


FIGURE 3.5 – Temps local des sources observées par Cassini. Les points correspondent au tracé  $TL(t)$  pour chaque fréquence dans la gamme [117.6, 249.6 kHz] et lissé sur 10 points consécutifs. Une sélection préalable a été appliquée : le flux des mesures retenues est supérieur au flux médian (voir chapitre 2) et sa polarisation circulaire est supérieure en valeur absolue à  $V_{\text{min}} = 0.8$ . La courbe en trait plein indique le temps local de Cassini. La partie grise correspond à l'émission RH (observé préférentiellement dans l'hémisphère nord) et la partie noire à l'émission LH (observé préférentiellement dans l'hémisphère sud). Les sources observées ont des temps locaux voisins de celui de Cassini. Les variations de temps local sont homogènes pour toutes les fréquences étudiées. Les brusques variations observées (par exemple le 29 janvier ou le 2 février) pourraient être la manifestation de la visualisation du mouvement des sources en temps réel.

varie pas significativement avec  $B_{\text{vent solaire}}$ . Ceci confirme la faible corrélation constatée entre les variations de  $P_{\text{skr}}$  et celles de  $B_{\text{vent solaire}}$ . Cette étude a été soumise pour publication à la revue *Annales Geophysicae* [Badman et al., 2008] et est reproduite à l'annexe G.5.

Notre étude [Zarka et al., 2007] a porté sur l'analyse de la période de la composante LH du SKR sur 3.25 années. Le choix de cette composante était pertinent puisque d'une part Cassini est arrivée à Saturne par l'hémisphère sud, et d'autre part l'intensité de l'émission LH domine le spectre observé lorsque la composante RH est détectée simultanément. Une étude étendue est nécessaire pour déterminer et comparer les variations de période des émissions de chaque hémisphère. De plus, Kurth et al. [2008] ont récemment relevé dans la variation de la phase du SKR à long terme que certains intervalles de temps étaient compatibles avec l'existence de deux périodes radio voisines. L'analyse de la variation de la période radio du signal total doit confirmer ou non cette détection et vérifier le cas échéant l'influence des grandes variations de visibilité (notamment lors des excursions de haute latitude) sur celle de  $P_{\text{skr}}$ .

Si les variations de  $P_{\text{skr}}$  sont effectivement dues à un déplacement des sources en temps local, l'analyse gonio-polarimétrique des mesures radio RPWS-HFR (voir chapitre 5) est un moyen d'amener des indications essentielles sur la détermination du mouvement des sources en temps réel et de déterminer si l'on peut déconvoluer la période radio mesurée des variations observées. Par exemple, la figure 3.5 superpose le temps local des sources observées entre 100 et 200 kHz à celui de Cassini. Des variations homogènes et soudaines du temps local des sources pourrait être due à un mouvement longitudinal de la position des sources. Ce point sera discuté au chapitre 5.

Enfin, une étude comparée détaillée des variations du SKR et d'autres grandeurs physiques caractéristiques de la magnétosphère kronienne comme le champ magnétique planétaire ou la densité de plasma pourrait aussi apporter des éléments complémentaires aidant à saisir la nature des mécanismes à l'origine des fluctuations observées.



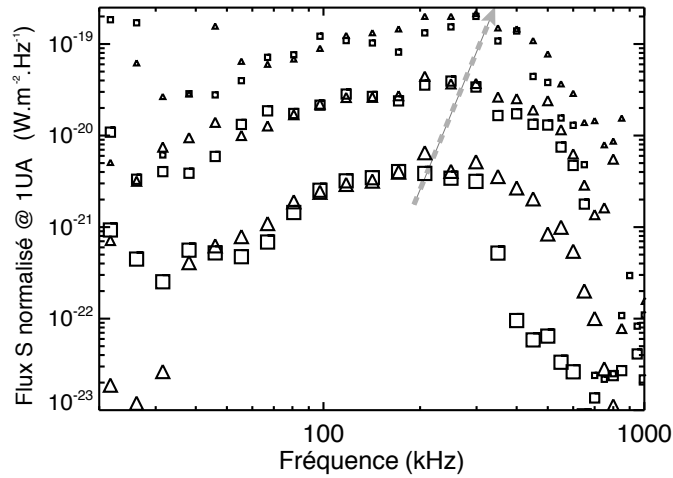


FIGURE 3.6 – Flux de l’AKR normalisés à 1 UA atteints 50, 10 et 1 % du temps (appelés niveaux d’occurrence), observés par Cassini lors du survol terrestre, représentés par les gros, moyens et petits symboles, en fonction de la fréquence. Les triangles indiquent la composante RH (hémisphère sud) et les carrés la composante LH (hémisphère nord). La flèche grise souligne le déplacement du pic spectral avec le niveau d’occurrence. Le décalage observé de 200 kHz à 300 kHz lors du passage des niveaux d’occurrence de 50 % à 1 % pourrait être dû soit à un effet de visibilité (causé par l’évolution du diagramme d’émission en fonction de l’énergie des électrons), soit à une pénétration des cavités aurorales - où est émis l’AKR - à une plus grande profondeur dans l’ionosphère.

### 3.6 Modulation diurne du rayonnement kilométrique terrestre

Les régions aurorales terrestres sont, comme celles de Saturne, le lieu d’émissions kilométriques intenses connues sous le nom d’AKR (Auroral Kilometric Radiation). L’AKR a été découvert dans les années 1960 [Benediktov et al., 1965] par la sonde Electron-2 et a depuis été observé par de nombreux satellites (Ogo1, Imp6-8, Isis1, Isee 1-3, Hawkeye, Viking, DE1, Image, Fast, WIND, Geotail, Polar, Interball-2, Cluster ...). Les caractéristiques de l’AKR révélées par ces sondes présentent de nombreuses similitudes avec celles du SKR. L’AKR est émis par Instabilité Maser Cyclotron de façon prédominante sur le mode R-X, entre 50 kHz et 700 kHz (voir la figure 3.6) dans des cavités aurorales raréfiées en plasma, situées à haute latitude et dans une gamme de temps local restreinte autour de 22:00. Contrairement à Saturne, le dipôle magnétique pointe vers le sud céleste, les composantes RH et LH réfèrent donc aux rayonnements émis depuis les hémisphères sud et nord respectivement. Cassini a mesuré une puissance émise moyenne ( $\sim 10^7 \text{ W.sr}^{-1}$ ) inférieure d’environ un ordre de grandeur à celle du SKR ( $\sim 10^8 \text{ W.sr}^{-1}$ ). L’AKR est un indicateur des précipitations aurorales discrètes qui s’intensifient lors des sous-orages (issus de reconnections magnétiques dans la queue de la magnétosphère) contrôlés par le champ magnétique interplanétaire et des orages magnétiques (compressions de la magnétosphère par le vent solaire). L’activité de l’AKR présente ainsi, tout comme les autres phénomènes auroraux, des variations saisonnières. Cependant, contrairement aux géantes gazeuses, une modulation diurne de l’AKR, bien que prédite théoriquement, n’avait jamais été détectée. Ceci peut se comprendre par le fait que la magnétosphère terrestre est essentiellement dominée par la convection solaire qui contrôle l’activité aurorale.

Au cours de son voyage vers Saturne, Cassini a survolé la terre en août 1999 selon la trajectoire représentée sur la figure 3.7. A cette occasion, l’instrument RPWS a observé le rayonnement kilométrique terrestre de façon quasi-continue pendant trente jours, révélant pour la première fois une modulation claire à 12 h et 24 h. La présentation de ces résultats et leur analyse, détaillés dans [Lamy et al., 2008b], sont résumés ci dessous.

### 3.6.1 Modulation diurne du rayonnement kilométrique terrestre

L'étude spécifique de l'AKR à partir des mesures du HFR enregistrées pendant le survol a nécessité un traitement identique à celui des données SKR (dont le détail est donné dans l'annexe A). Les spectres dynamiques des grandeurs issues de ce traitement sont représentés sur la figure 3.8. Les émissions les plus intenses sont observées juste après le 18 août (qui correspond au passage au plus près de la Terre), ce qui est cohérent avec une localisation des sources côté nuit. La polarisation dominante est celle de la composante RH puisque Cassini passe la majeure partie de son temps d'observation dans l'hémisphère magnétique nord (c'est-à-dire l'hémisphère géographique sud, voir figure 3.7d). Mais le fait le plus marquant révélé par ces spectres dynamiques est une modulation diurne claire pour chacune des composantes de l'AKR.

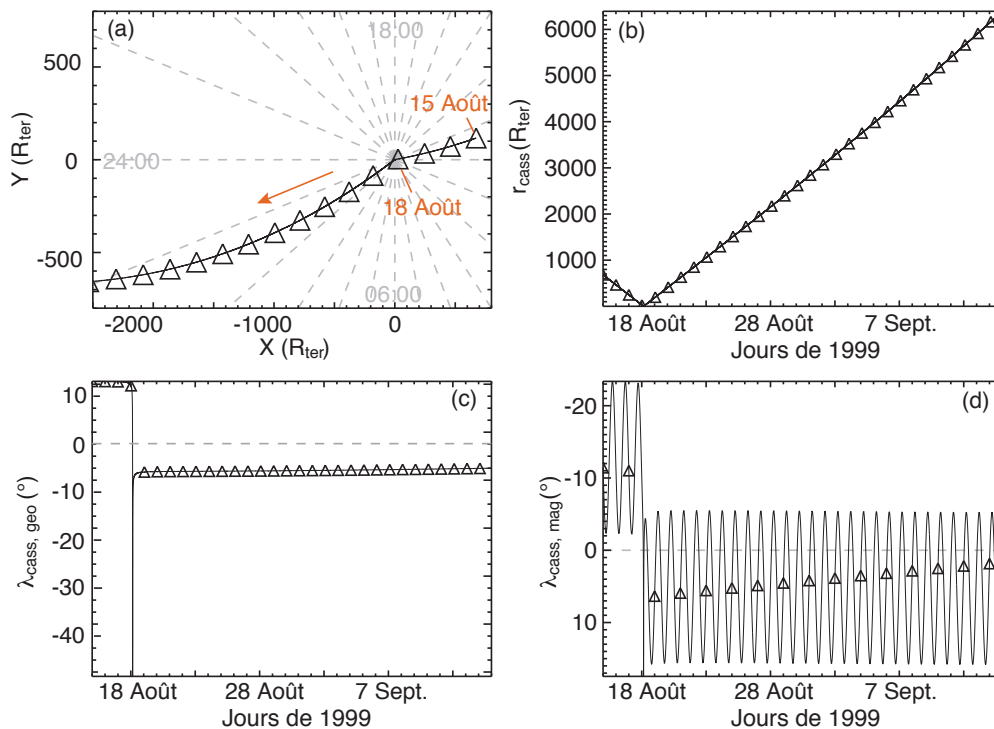


FIGURE 3.7 – Ephémérides de la sonde Cassini entre le 15 août et le 14 septembre 2004 lors du survol de la Terre. Sur chaque graphe, les triangles indiquent les jours à minuit. Le panneau (a) donne une vue de la trajectoire de la sonde dans le plan de l'écliptique. La flèche orange indique le sens de sa trajectoire. Les coordonnées X et Y correspondent au repère écliptique Terre-soleil : l'axe X pointe de la planète vers le soleil, l'axe Z est aligné avec le nord céleste et l'axe Y complète le trièdre direct.  $R_{ter} = 6400$  km indique le rayon terrestre. Les temps locaux sont indiqués par les tiretés gris et les mentions 06:00, 08:00 et 24:00 (la direction du soleil à 12:00 n'a pas été mentionnée par souci de clarté). La sonde passe au plus près de la Terre le 18 août puis passe la majorité des observations côté nuit entre 01:00 et 02:00 en temps local. Le panneau (b) donne la distance  $r_{cass}$  de Cassini à la Terre. La vitesse de la sonde atteint  $\sim 9 R_{ter}$  par heure. Le panneau (c) trace la latitude géocentrique. Comme la sonde est dans le plan de l'écliptique  $\lambda_{cass, geo}$  passe de  $\sim 12^\circ$  à  $\sim -6^\circ$  lors du passage du côté jour au côté nuit. Le panneau (d) trace la latitude magnétique de Cassini. Le dipôle magnétique étant incliné sur l'axe de rotation de  $\sim 10.5^\circ$ ,  $\lambda_{cass, mag}$  oscille quotidiennement sur la gamme  $[-2, -23^\circ]$  avant le 18 août et sur  $[5, 16^\circ]$  après.

La figure 3.9 montre plus clairement cette modulation à 24 h avec le tracé de la puissance émise intégrée pour chaque composante sur la gamme  $[30, 650$  kHz]. La figure 3.10 donne en complément une information quantitative

sur le taux de corrélation entre les composantes LH et RH et entre chacune d'elles et la latitude géomagnétique. La date du 25 août 1999 montre une transition claire entre deux régimes. Avant le 25 août, les variations des puissances RH et LH sont anti-corrélées avec  $C_{RH,LH} \sim -0.5$ . De plus chaque composante pique exactement au moment où Cassini atteint un extremum de latitude dans l'hémisphère d'origine de la composante considérée :  $C_{RH,\lambda_{cass, mag}} \sim -0.9$  et  $C_{LH,\lambda_{cass, mag}} \sim 0.7$ . Après le 25 août, les deux composantes apparaissent corrélées ( $C_{RH,LH} \sim 0.7$ ) et sans relation claire avec  $\lambda_{cass, mag}$  sauf pour les derniers jours de l'intervalle où malgré la mauvaise qualité des données, la figure 3.8 semble indiquer de nouveau une anticorrélation RH/LH.

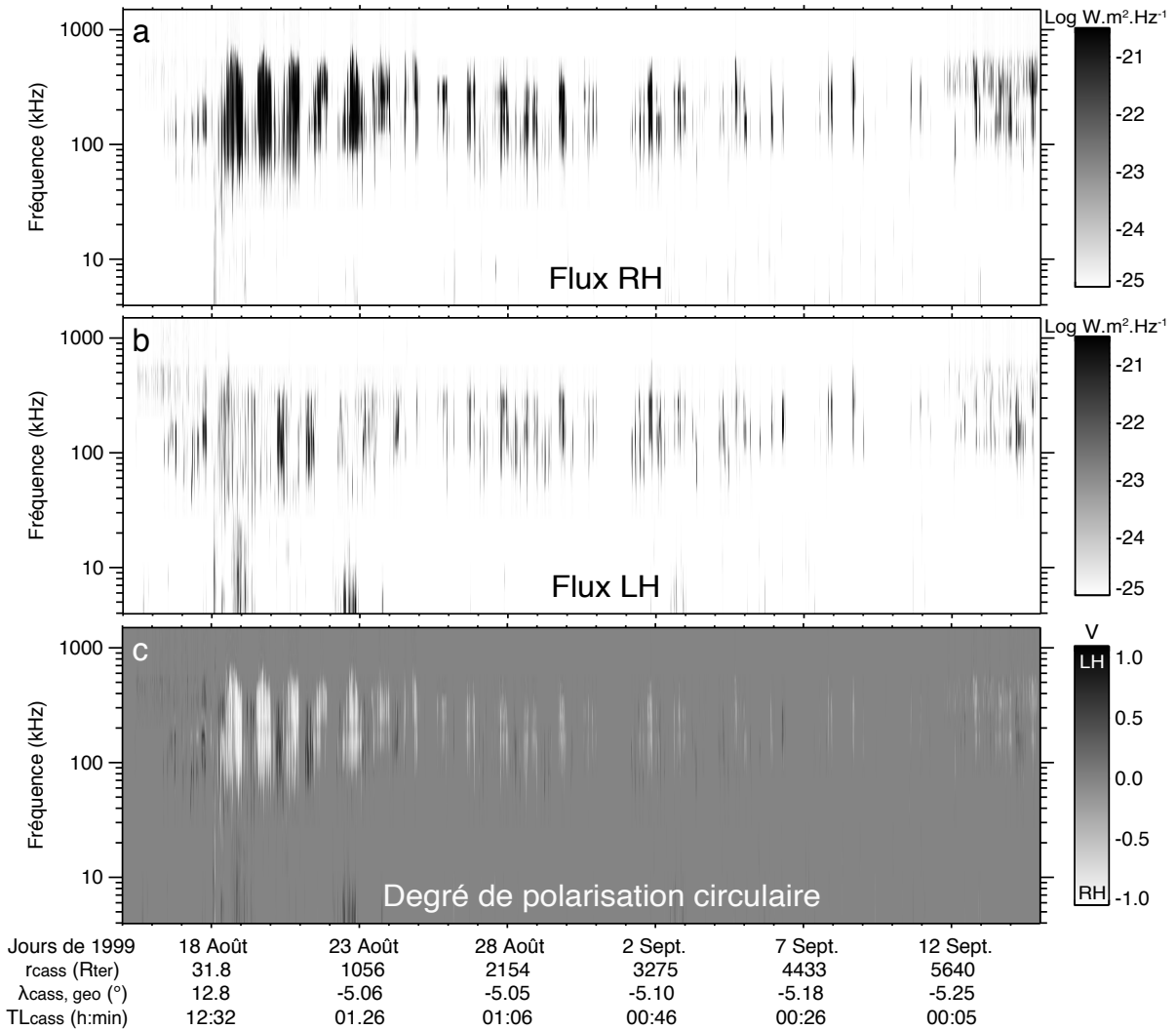


FIGURE 3.8 – Spectres dynamiques du flux normalisé à 1 UA pour la composante RH (a) et LH (b) pendant le survol de la Terre par Cassini. Le panneau (c) montre le spectre dynamique de la polarisation circulaire apparente (RH blanc et LH en noir). Les éphémérides associées de Cassini sont indiquées en abscisse où  $r_{cass}$ ,  $\lambda_{cass, geo}$  et  $TL_{cass}$  sont respectivement la distance à la Terre, la latitude géographique et le temps local de la sonde. On peut noter que l'intensité de l'AKR et son extension en fréquence faiblissent jusqu'au 25 août avant d'augmenter à nouveau jusqu'au  $\sim 4$  septembre.

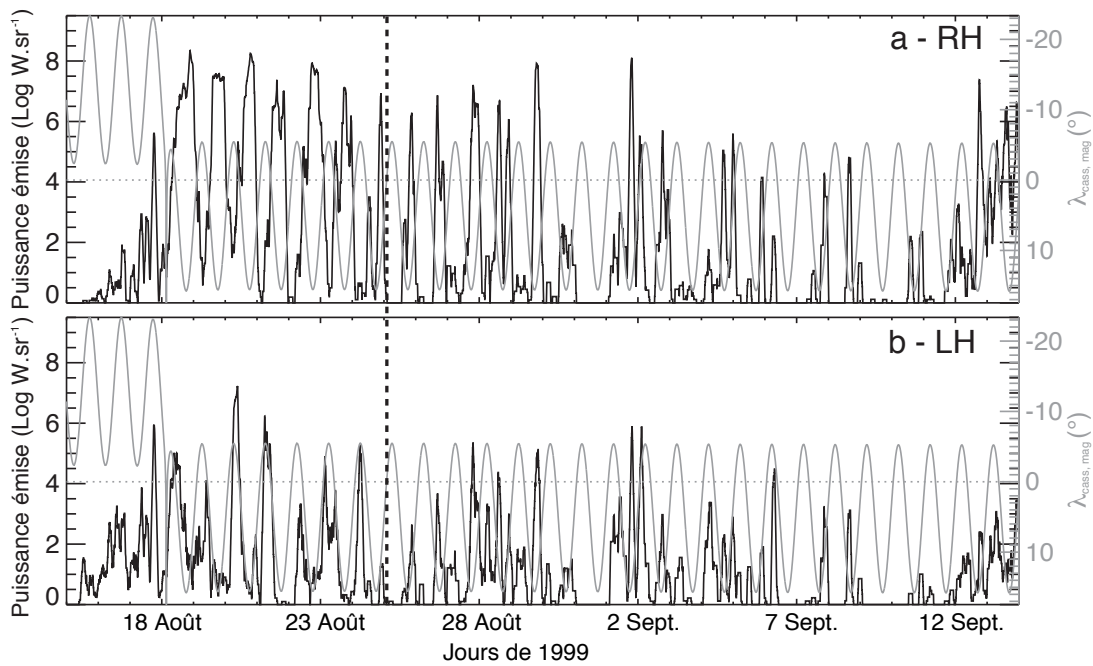


FIGURE 3.9 – Séries temporelles de puissance émise entre 30 et 650 kHz (voir le spectre de l’AKR sur la figure 3.6) pour chacune des composantes RH et LH et lissées sur 3 h. La latitude magnétique de la sonde  $\lambda_{cass, mag}$  est superposée en gris avec une échelle située côté droit des tracés. La ligne en pointillés marquant la date du 25 août 1999 indique la transition entre la période où les séries RH et LH sont anti-corrélées et celle où elles sont corrélées.

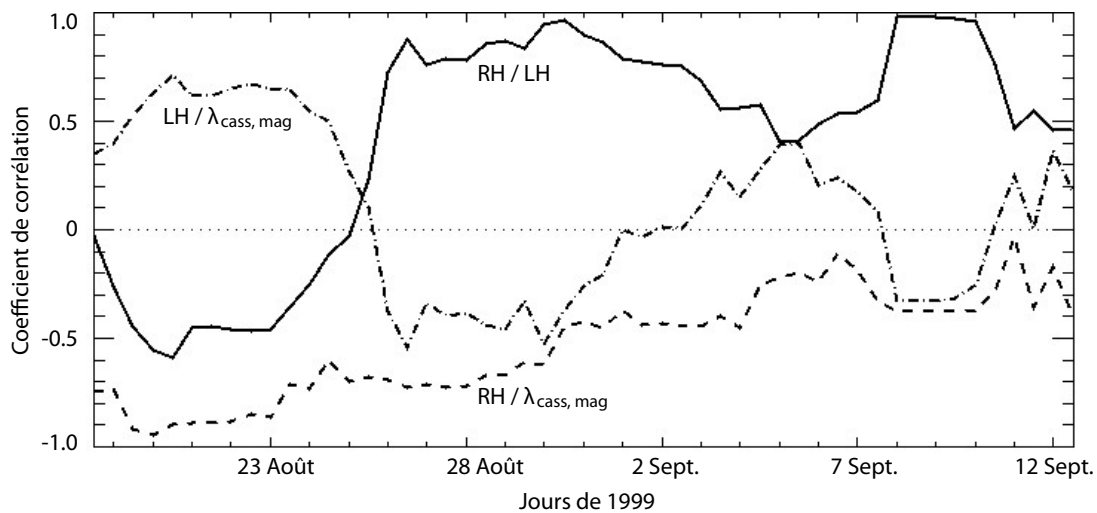


FIGURE 3.10 – Coefficients de corrélation entre les composantes LH et RH (trait plein), entre la composante RH et la latitude géomagnétique (tiretés) et entre la composante LH et la latitude géomagnétique (tiretepointillés). Les émissions RH et LH sont clairement anti-corrélées avant le 25 août et corrélées après. La composante RH est fortement anticorrélée avec la latitude magnétique avant le 25 août et moins fortement après. La composante LH est fortement corrélée avec la latitude magnétique avant le 25 août tandis que le coefficient de corrélation est très variable après.

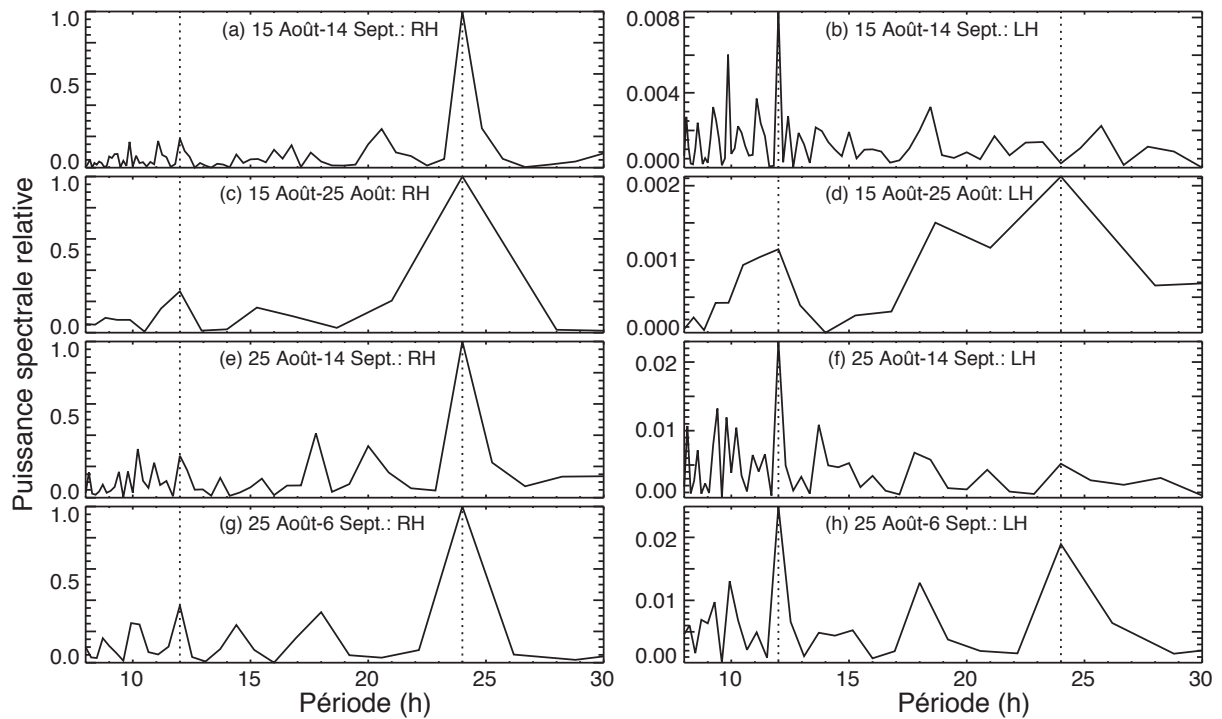


FIGURE 3.11 – Spectres de Fourier des séries de puissances RH et LH (tracées sur la figure 3.9) pour différents intervalles de temps. Les panneaux (a,b) portent sur la totalité du survol. Les panneaux (c,d) sur la période avant le 25 août et les panneaux (e,f,g,h) sur deux périodes différentes après le 25 août (incluant ou excluant les deux derniers jours de données, très parasites). Les lignes en pointillés indiquent les périodes 12 h et 24 h. Chaque paire de spectres RH/LH est normalisée par la valeur du pic le plus intense dans le spectre RH. L'échelle horizontale est linéaire en fréquence, donc non linéaire en période ( $1/f$ ) ce qui explique pourquoi les pics à 24 h sont plus larges que ceux à 12 h.

### 3.6.2 Analyse spectrale

Pour étudier spécifiquement la périodicité des puissances RH et LH, j'ai mené une étude de Fourier sur différents intervalles de temps. Les tracés correspondant sont donnés par la figure 3.11. Sur la totalité du survol (panneaux (a,b)), on observe un pic à 24 h pour la composante RH mais qui est absent du spectre LH où un pic à 12 h domine. Si on étudie de courts intervalles de part et d'autre du 25 août (panneaux (c,d,g,h)), on observe un pic clair à 24 h pour chacune des composantes ainsi qu'un pic secondaire à 12 h. Les panneaux (e,f) montrent en effet que les spectres de Fourier sont pollués par les données de faible rapport signal sur bruit observées lors des derniers jours du survol. Les paramètres du vent solaire ( $B$ ,  $B_z$ ,  $V$ ,  $P$ ,  $n$ ), mesurés par la sonde WIND, sont représentés pour la période correspondante à la figure 3.12. L'analyse de Fourier des variations de ces paramètres ne fait apparaître aucune modulation à 12 h ou 24 h.

En résumé, les composantes RH et LH sont corrélées ensemble à 24 h entre le 25 août et le 10 septembre sans lien avec la latitude magnétique. Cette période correspond à une activité du vent solaire plus élevée (voir la figure 3.12). Du 18 au 25 août et après le 13 septembre, les composantes RH et LH sont anti-corrélées entre elles et leur occurrence est liée à la latitude magnétique. Ces points sont discutés dans la partie suivante.

### 3.6.3 Interprétation de la modulation diurne du rayonnement kilométrique terrestre

La raison pour laquelle la modulation diurne de l'AKR n'a pas été observée avant Cassini est probablement que, contrairement au cas des autres planètes magnétisées, l'AKR n'a pas été observé d'aussi loin sur une période longue et avec un SNR élevé. Les sondes ayant observé l'AKR ont, a contrario, plutôt parcouru des orbites proches de la planète dans des configurations géométriques où la visibilité de l'émission varie très vite et a pu masquer la modulation diurne. Comme la région source de l'AKR est limitée en temps local, la modulation observée est probablement due à un effet stroboscopique de type "coucou" plutôt qu'à un effet de type "phare tournant".

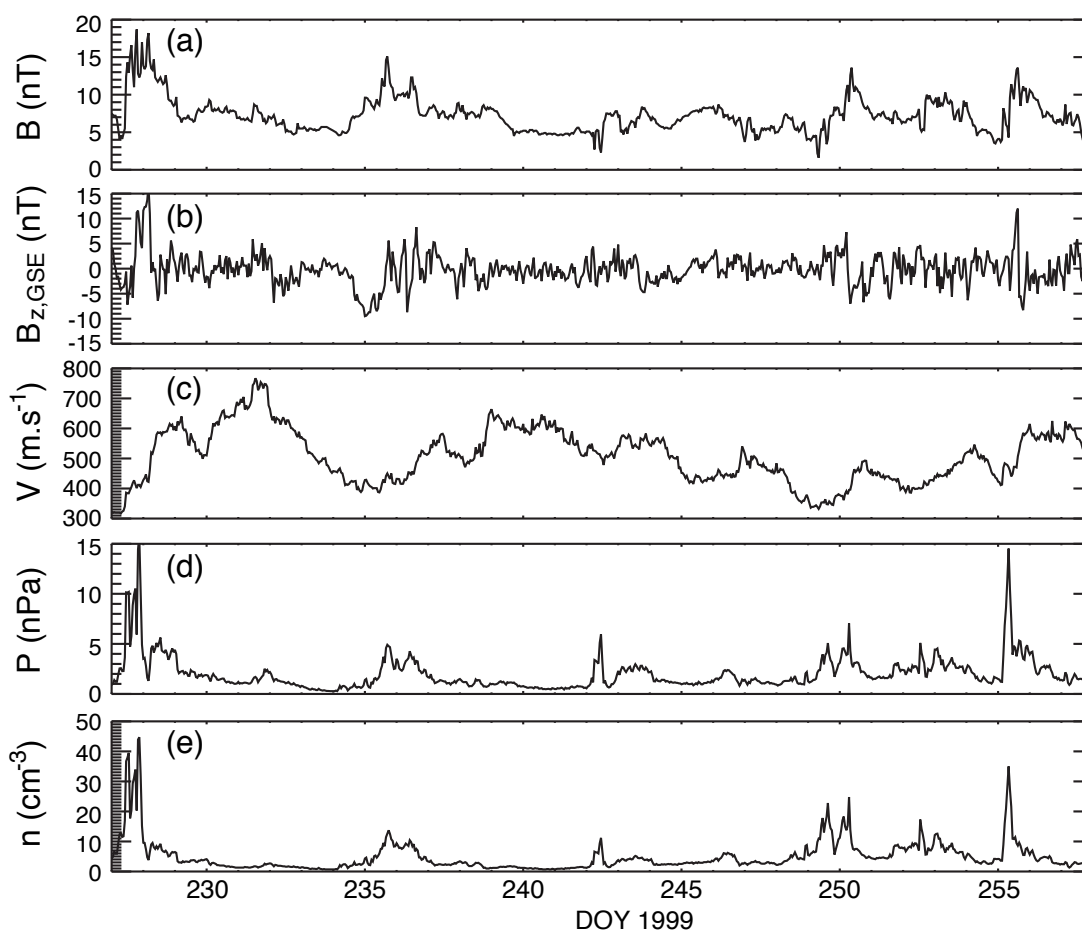


FIGURE 3.12 – Variations des paramètres du vent solaire (obtenus à partir du site <http://omniweb.gsfc.nasa.gov/>) pendant le survol de la Terre par Cassini mesurés par la sonde WIND au point de Lagrange L1. (a) indique le module  $B$  du champ magnétique interplanétaire et (b) le module de sa composante  $B_z$  (normale à l'écliptique). (c,d,e) donnent respectivement la vitesse, la pression dynamique et la densité des protons dans le vent solaire. Aucune modulation à 24h n'est présente dans ces données.

L'observation d'une modulation diurne anticorrélée nord/sud avant le 25 août peut s'interpréter en considérant la visibilité géométrique de chacune des composantes. J'ai montré au chapitre 2 que la visibilité dépendait fortement de la latitude magnétique de la sonde. Les sources d'un hémisphère présentent un diagramme d'émission qui

illumine préférentiellement l'hémisphère dans lequel elles se situent et "déborde" de 10-20° dans l'hémisphère opposé. Il est donc normal que Cassini, dont la latitude magnétique varie avec la rotation du champ magnétique avec une période de 24 h, observe en alternance l'une puis l'autre composante. La réapparition de cette alternance après le 13 septembre suggère que cet effet de visibilité est permanent, et de là, que Cassini est située en permanence dans la partie commune du diagramme d'émission des deux composantes.

Cependant, la disparition de l'alternance, la faible corrélation de chaque composante avec la latitude magnétique et la corrélation forte entre les deux émissions observées entre le 25 août et le 13 septembre ne peuvent pas être expliquées par un simple effet de visibilité. Si la sonde observe simultanément les deux composantes modulées ensemble à 24 h (et 12 h), il est naturel de penser à une origine physique. Le vent solaire semble jouer un rôle puisque l'intervalle où est observée la corrélation RH/LH correspond approximativement à celui d'une activité solaire élevée. Il correspond aussi à une activité de l'AKR plus élevée (intensité et extension en fréquence, cf figure 3.8), dont on sait qu'elle est directement contrôlée par l'activité solaire. Ceci pourrait suggérer que le vent solaire déclenche la modulation physique observée, mais indirectement puisqu'aucun des paramètres du vent solaire ne présente de variation à 12 h ou 24 h.

L'origine réelle de la modulation est probablement à relier aux modulations diurnes et saisonnières mesurées dans l'activité aurorale autre que l'AKR comme l'activité géomagnétique et l'occurrence des sous-orages. Russell et McPherron [1973] ont suggéré que la variation de l'activité géomagnétique était reliée à l'efficacité de la reconnection magnétique au nez de la magnétopause (contrôlée par la configuration géométrique entre le champ planétaire et le champ interplanétaire) qui varie quotidiennement avec la rotation du dipôle magnétique terrestre. Kivelson et Hughes [1990] ont prédit des variations diurnes de l'activité de l'AKR en proposant que l'occurrence et l'intensité des sous-orages pouvaient dépendre de la torsion géométrique du point d'inflexion des lignes de champ dans la queue de la magnétosphère, qui varie aussi quotidiennement avec la direction de l'axe du dipôle. De plus, la conductivité ionosphérique (et par extension la densité de plasma) qui varie avec l'éclairement est connue, elle aussi, pour varier de façon saisonnière et diurne. Elle pourrait ainsi moduler l'activité aurorale et magnétosphérique [Kasaba et al., 1997; Newell et al., 2002] incluant l'occurrence de l'AKR. On sait en effet que la génération des ondes radio par IMC est très sensible à la fréquence plasma, *i.e.* à la densité de plasma dans la source.

Cependant comme la variation de la conductivité ionosphérique devrait conduire à une modulation diurne de l'AKR avec une opposition de phase entre les sources de chaque hémisphère magnétique (éclairés alternativement), elle n'apparaît pas comme une explication satisfaisante pour expliquer la corrélation observée après le 25 août. En revanche, les deux premiers mécanismes invoqués permettraient d'expliquer simplement cette corrélation.

### 3.6.4 Perspectives

La découverte d'une modulation diurne de l'AKR apporte un éclairage complémentaire à celui fourni par le SKR pour la compréhension des périodes radio des planètes magnétisées. Les résultats précédents pourront être vérifiés grâce aux deux sondes STEREO A et B (équipés d'un récepteur radio quasi-identique au HFR de Cassini) qui orbitent actuellement autour du Soleil au niveau de la Terre en amont et en aval de sa position, offrant ainsi une occasion unique d'observer les émissions radio terrestres de deux points d'observation différents.

J'ai ainsi pu collaborer à une première étude menée par M. Panchenko, de l'Institut de Recherche Spatiale de Graz, fondée sur l'analyse des données d'un seul des deux satellites STEREO. Celle-ci confirme clairement l'existence de la modulation diurne à 24 h découverte par Cassini. Cette étude est actuellement soumise pour publication à la revue *Geophysical Research Letter* [Panchenko et al., 2008] et reproduite à l'annexe G.4. Elle a notamment montré que l'occurrence des composantes nord et sud ainsi que l'extension à haute fréquence de leur spectre dépendait de l'orientation du dipôle magnétique par rapport au Soleil. Les sources d'un hémisphère apparaissent plus actives lorsque celui-ci est orienté préférentiellement côté nuit. Panchenko et al. [2008] ont suggéré que les variations à 24 h pouvaient être reliées à une variation diurne de la fréquence plasma dans les zones aurorales suivant leur éclairage solaire.

Une analyse goniopolarimétrique à long terme de l'AKR depuis la position des deux sondes STEREO s'avère nécessaire pour répondre aux questions soulevées par les deux études précédentes. La modulation diurne est-elle

continue dans le temps ? Pour chacun des deux hémisphères ? La modulation est-elle d'origine physique (et le cas échéant selon quel mécanisme ?) ou géométrique ? ou les deux ? Les variations à 24 h d'origine physique (non géométrique) sont-elles corrélées ou anti-corrélées entre elles ? Pour répondre à ces dernières questions, le code de simulation numérique des émissions radio planétaires SERPE (décrit au chapitre 6 et à l'annexe F) est un outil qui permettra de déterminer directement l'influence de la visibilité de l'émission observée depuis la position des sondes Cassini et STEREO.

Enfin, l'analyse de la période radio à long terme de l'AKR pourrait permettre d'appréhender la période radio de Saturne sous un autre angle. En effet, grâce à sa structure solide, la Terre est le seul cas connu qui permette de comparer directement la période radio à la période de rotation. Si la période radio terrestre s'avérait, comme celle du SKR, être variable dans le temps, il s'agirait d'une occasion unique d'analyser finement ses variations en fonction de la vitesse du vent solaire pour la comparer avec la variation de période radio kronienne et espérer faire de nouveaux pas vers la détermination de la période de rotation interne de Saturne.

### 3.7 L'apport de Cassini

L'analyse de la période du SKR a permis de mettre clairement en évidence des variations périodiques à 20-30 jours d'origine externe à la magnétosphère. En effet la variation de la modulation rotationnelle du SKR est corrélée aux variations de la vitesse du vent solaire au niveau de la magnétopause de Saturne. Ce résultat vient confirmer le modèle de Cecconi et Zarka [2005b] qui avait déjà spécifiquement proposé que la vitesse du vent solaire modifie la position en temps local des sources du SKR, et en conséquence, la période mesurée en radio.

Les variations à court terme (20-30 jours) relevées dans ce chapitre permettent de retrouver les variations à long terme déjà connues (de quelques mois à quelques années). Cependant la variation de la période radio à long terme ne semble plus corrélée avec la vitesse du vent solaire. Cette information demande à être vérifiée par une étude étendue mais elle pourrait indiquer que les variations de la modulation rotationnelle proviennent en réalité de plusieurs origines physiques différentes. Par ailleurs, d'autres études ont montré une périodicité variable semblable à celle du SKR dans l'observation d'autres grandeurs physiques comme le champ magnétique ou la densité de plasma. Une étude comparée multi-instruments devra permettre d'apporter de nouveaux éléments pour saisir la nature de(s) l'origine(s) de ces fluctuations.

La découverte fortuite par Cassini (qui passait par là...) d'une modulation diurne du rayonnement kilométrique terrestre, si son origine physique est confirmée, pourrait également apporter une comparaison indépendante utile à la compréhension du fonctionnement de la période radio du SKR.





# CHAPITRE 4

---

## Spectro-imagerie dans l'Ultraviolet lointain

---

**A**u fil des campagnes d'observation (et des instruments) du HST, une base de données d'images ainsi que de quelques spectres des aurores UV kroniennes observées dans l'ultraviolet lointain (FUV, de  $\sim 1100 \text{ \AA}$  à  $\sim 1800 \text{ \AA}$ ) a été patiemment construite et mise à disposition de la communauté scientifique (la durée d'accès restreint aux données est d'un an pour les observations HST).

La mission Cassini a été l'occasion de mener des campagnes d'observation simultanées avec le HST qui fournissent un cadre idéal pour l'étude comparée des mécanismes auroraux. En effet, Hubble a une meilleure résolution spatiale que le spectro-imageur UVIS (Ultraviolet Imaging Spectrograph) embarqué sur Cassini.

Ce chapitre décrit le traitement des images et l'analyse de la distribution des sources, ponctuelle et statistique, dans la partie 4.1. La partie 4.2 porte sur l'étude des spectres de l'instrument STIS (dont nous n'avons, pour Saturne, que six mesures enregistrées en décembre 2000) et détaille les informations qu'on peut en tirer sur le flux rayonné.

### 4.1 Imagerie : traitement des images et morphologie des aurores FUV

Le HST a aujourd'hui collecté suffisamment d'images bien résolues pour pouvoir étudier la distribution ponctuelle et statistique des sources aurorales. Ces résultats ont été utilisés pour mener une comparaison avec la localisation des sources du SKR et ont servi de base aux simulations détaillées dans le chapitre 6.

Le tableau 4.1 résume les paramètres correspondant aux observations ayant fourni les données de plus grande qualité. Elles proviennent de deux instruments : STIS (Space Telescope Imaging Spectrograph) de 1997 à 2004, qui a enregistré à la fois des images et des spectres spatialement résolus puis ACS (Advanced Camera for Surveys) depuis 2007, caméra plus sensible mais avec une résolution spatiale et une suppression du réfléchi solaire moins bonnes.

Ces données ont été obtenues par téléchargement depuis le site <http://www.stsci.edu/hst/> jusqu'à l'année 2005 et mises à disposition par Jon Nichols, de l'Université de Boston, pour la campagne d'observation 2007. Dans les

Campagne d'observation	Novembre 1997	Décembre 2000	Janvier 2001	Janvier 2004	Janvier 2007
Nombre d'images	9	2	4	51	349
Nombre de Jours observés durant la campagne	3	2	2	13	14
Instrument	STIS	STIS	STIS	STIS	ACS
Filtres utilisés	MAMA, SRF2	SRF2	SRF2	MAMA, SRF2	F115, F125, F140
Temps d'intégration	100–774 s	480 s	300–600 s	270–740 s	100 s
Latitude sub-terrestre	-9.09–-8.73°	-23.3°	-23.1°	-25.7–-26.0°	-13.0–-13.4°
Angle de phase	3.30–5.18°	2.04–2.15°	5.97–6.00°	0.88–3.38°	1.73–3.17°
Distance Terre Saturne	8.53–8.83 UA	8.19 UA	8.81 UA	8.32–8.23 UA	8.05–8.18 UA

TABLE 4.1 – Campagnes d'observation HST utilisant les instruments STIS et ACS. L'angle de phase correspond à l'angle Soleil-Saturne-Terre. La latitude sub-terrestre correspond à la latitude kronocentrique de la Terre. Les observations de l'année 2005 ne sont pas mentionnées puisqu'elles n'ont pas fourni d'image utilisable.

deux cas, ces images "brutes" ont subi le pré-traitement automatisé du pipeline HST corrigeant de l'influence du télescope (soustraction du bruit de fond "noir", correction de champ plat, de la linéarité, de la distorsion géométrique, étalonnage photométrique absolu et en longueur d'onde, etc...). Cette partie détaille les différents traitements additionnels permettant d'obtenir l'intensité réelle des émissions ainsi que leur localisation précise à la surface de la planète dans le plan (temps local, latitude).

#### 4.1.1 Fond empirique et variabilité

Les images brutes fournies par le pipeline du HST comprennent plusieurs composantes : les émissions aurorales proprement dites, le flux réfléchi (d'origine solaire et interplanétaire) par la planète et les émissions diffusées par la géocouronne terrestre. Afin de pouvoir travailler directement sur les émissions aurorales, il est nécessaire de retrancher au préalable les contributions parasites.

#### Soustraction de la contribution de la géocouronne

La géocouronne correspond à la partie la plus externe de l'atmosphère terrestre et s'étend dans toute la magnétosphère. Elle est constituée d'hydrogène atomique qui s'est échappé de la mésosphère (dont la limite supérieure avoisine  $\sim 90$  km). Cet hydrogène, lorsqu'il est exposé au rayonnement Lyman  $\alpha$  ( $Ly_{\alpha}$ ), d'origine essentiellement solaire, présente une section efficace d'absorption très grande à la longueur d'onde précise du centre de la raie. Ceci a pour effet de produire un grand nombre de diffusions sur le libre parcours moyen du photon : on parle de diffusion résonante. Cette contribution est isotrope mais varie en fonction de la position de l'observateur par rapport au soleil (l'intensité  $Ly_{\alpha}$  venant de la diffusion résonante est minimale dans l'ombre de la Terre). La simulation numérique de cet effet est très lourde.

En pratique, cette diffusion géocoronale se traduit par une contribution parasite dans les images mesurées avec les filtres laissant passer la raie  $Ly_{\alpha}$  (MAMA sur STIS et F115 sur ACS). Pour simplifier on supposera que son intensité est constante sur toute l'image. Comme Hubble effectue un tour complet de la Terre en 90-100 minutes, la contribution de cette émission parasite varie significativement d'une observation à la suivante. La contribution géocoronale est donc estimée empiriquement et soustraite indépendamment sur chaque image.

Un exemple est donné par la figure 4.1. Le panneau (a) montre l'image brute et la zone choisie (indiquée en traits blancs) pour estimer une moyenne de l'émission résonante parasite. Cette valeur a été soustraite sur le panneau (c) où le contraste du disque par rapport au fond a augmenté.

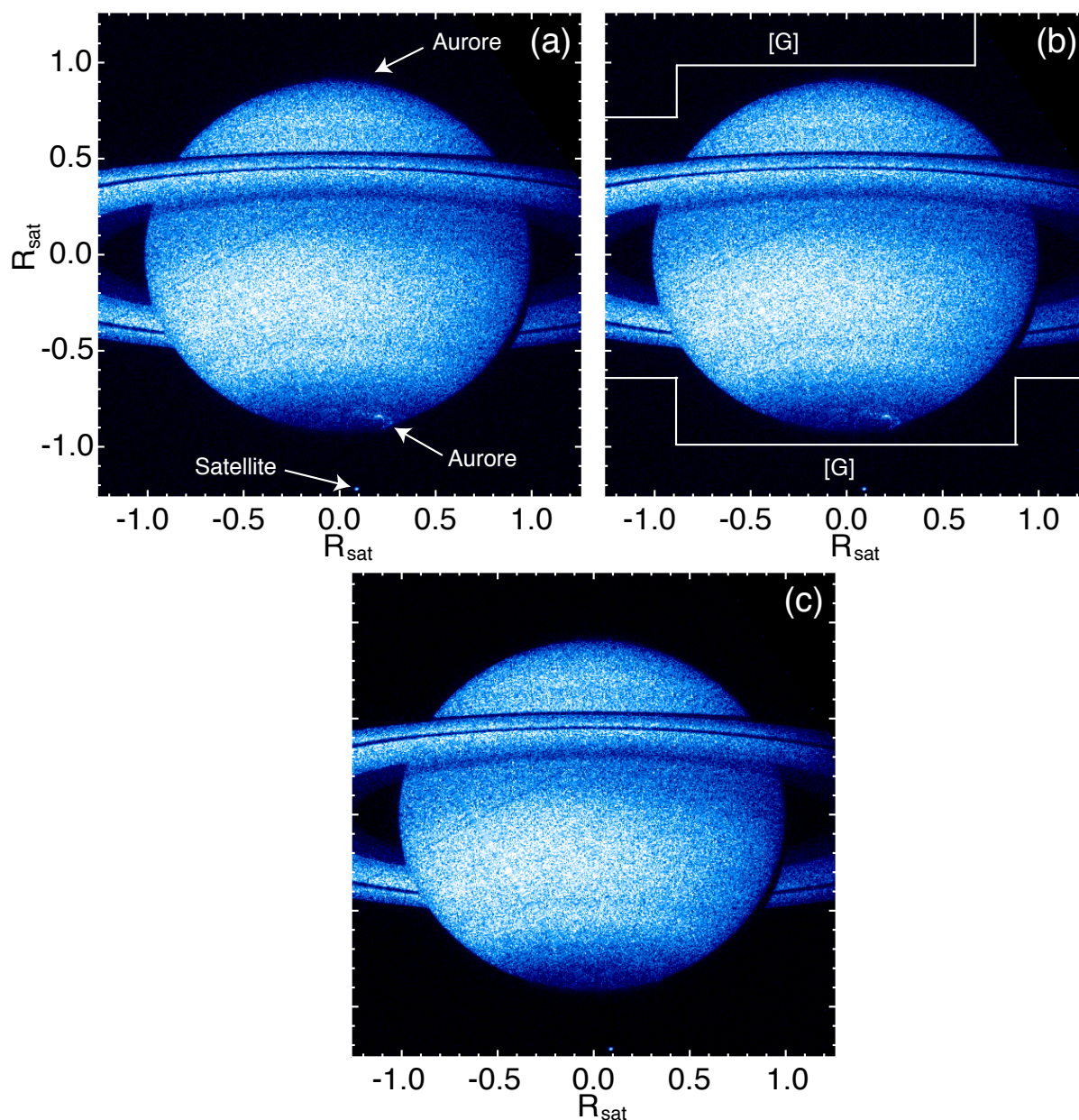


FIGURE 4.1 – Exemple de détermination empirique du réfléchi solaire et de la contribution de la géocouronne sur l’image enregistrée le 24 janvier 2007 à 6h23 avec l’instrument ACS. Cet exemple correspond à une observation réalisée à l’aide du filtre F115 puisque seul un filtre laissant passer la raie  $\text{Ly}\alpha$  voit sa mesure polluée par la diffusion résonante dans la géocouronne terrestre. Les images sont tracées dans le plan d’observation lié à la planète, c’est-à-dire corrigées de l’orientation du HST (voir annexe C). Le panneau (a) montre l’image brute avec une échelle d’intensité arbitraire. Les émissions aurorales sont très faibles et seule une partie de l’ovale est visible. Un satellite de Saturne qui se trouvait dans le champ de vue du HST est visible en bas de l’image. Le panneau (b) montre les zones sélectionnées (délimitées par des traits blancs et indiquées par l’indice [G]) pour estimer la valeur moyenne de la diffusion géocoronale de  $\text{Ly}\alpha$  (supposée constante sur toute l’image). La partie correspondant à l’émission du satellite a aussi été supprimée. Le panneau (c) montre l’estimation du réfléchi solaire résultant de la soustraction de la contribution de la géocouronne et de la suppression des faibles émissions aurorales présentes sur le panneau (a).

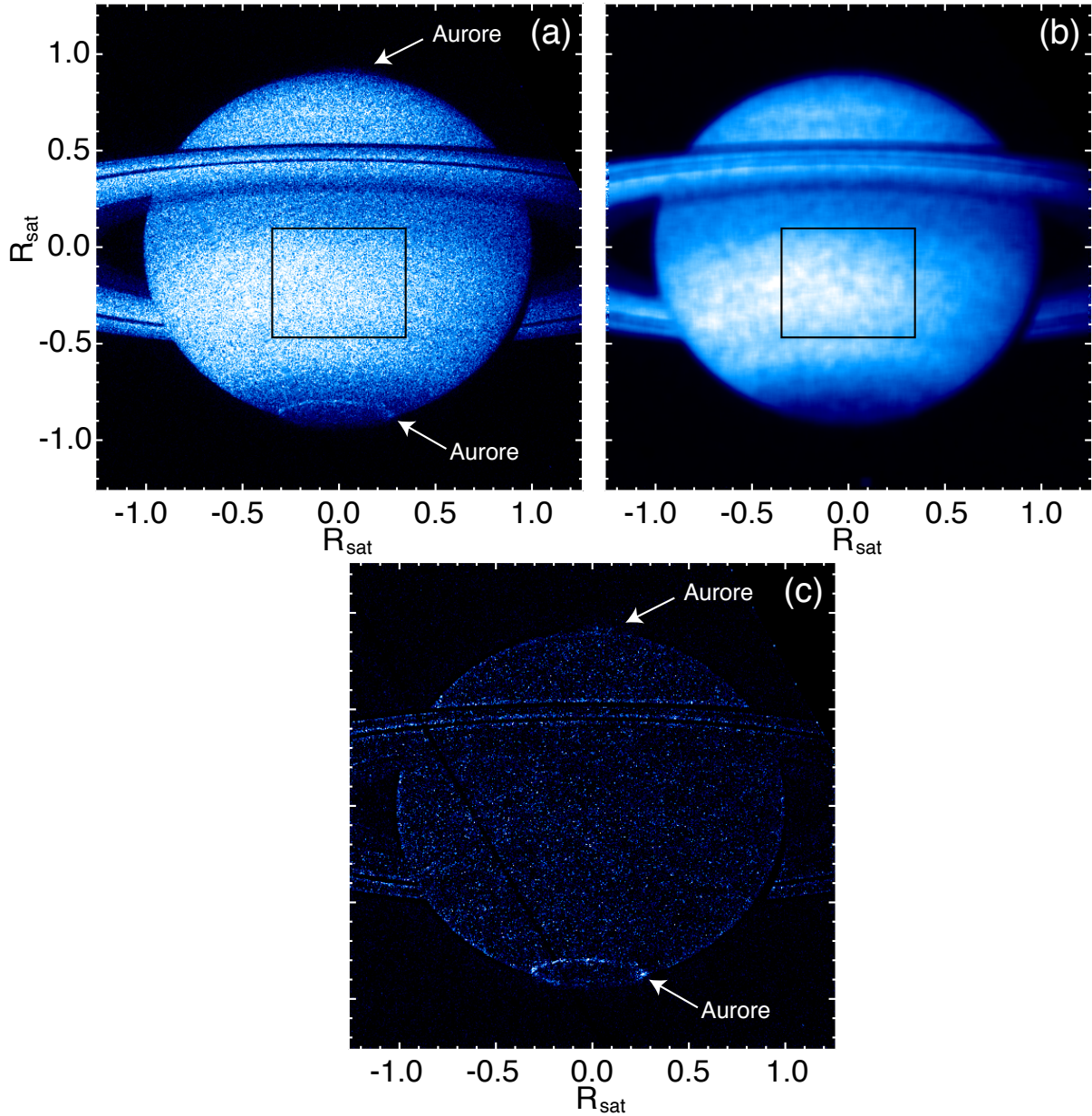


FIGURE 4.2 – Exemple de soustraction du modèle empirique de réfléchi solaire sur l'image HST-STIS-F115 enregistrée le 23 janvier 2007 à 4h41. Les images sont tracées dans le plan d'observation lié à la planète et l'échelle d'intensité est arbitraire et commune aux trois panneaux. Le panneau (a) montre l'image après soustraction de la diffusion géocoronale. Les émissions aurorales sont visibles mais peu contrastées (en particulier au nord). Le panneau (b) représente le modèle de fond de la figure 4.1c lissé sur 20 pixels. L'application d'une telle moyenne a pour effet d'atténuer les fluctuations d'intensité visibles aux petites échelles spatiales pour ne garder que des variations typiques continues en fonction du temps local et de la latitude. Les rectangles noirs sur les panneaux (a) et (b) délimitent les régions où l'on estime l'intensité du flux solaire réfléchi par le disque. Le rapport de ces deux valeurs sert à étalonner le fond (b) sur l'image (a) : ici le fond semble plus intense que l'image (le calcul donne un facteur normalisation de 0.9). Le panneau (c) montre le résultat de la soustraction du fond (b) à l'image (a) pondérée par le facteur correctif précédent. Une fois le fond soustrait, la moyenne de l'intensité du disque est voisine de 0 et les émissions aurorales apparaissent comme beaucoup plus contrastées. L'effet de lissage du modèle de réfléchi conduit à une soustraction imparfaite au limbe qui se traduit par une surbrillance lorsqu'on ne considère que les valeurs de flux positives mais dont la contribution est nulle en moyenne lorsqu'on considère également les valeurs de flux négatives.

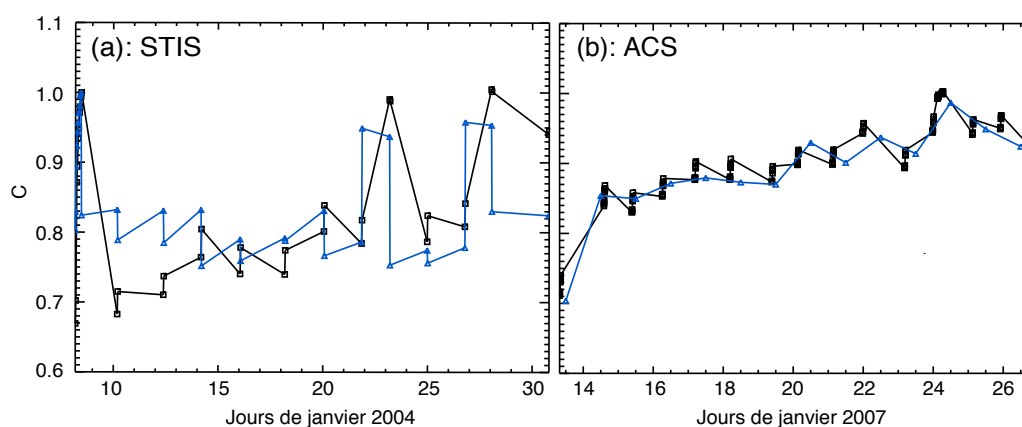


FIGURE 4.3 – Variabilité du flux solaire réfléchi normalisé. (a) montre le coefficient d'ajustement  $C$  du modèle de réfléchi sur les 34 images observées par STIS-SRF2 en janvier 2004 (en noir) et leur projection polaire (en bleu, voir partie 4.1.2) calculé sur une partie du disque contenant uniquement le réfléchi (cf figure 4.2). La tendance est semblable et du même ordre de grandeur pour les deux courbes. (b) idem pour les 168 observations ACS-F125 de janvier 2007 (le filtre F125 correspond approximativement aux mêmes longueurs d'onde que le filtre SRF2). Par nécessité de calcul, la courbe bleue ne correspond pas aux projections polaires des images individuelles mais à la projection polaire de l'ovale quotidien (construit par la moyenne de toutes les images de la journée). Pour chaque campagne, la variabilité peut typiquement atteindre  $\sim 20\%$ .

### Soustraction du réfléchi solaire

Le "réfléchi solaire" est la partie du flux solaire réfléchi par Saturne. Son intensité dépend du temps local et de la latitude. Vincent et al. [2000] ont montré dans le cas de Jupiter que le réfléchi solaire pouvait être ajusté empiriquement par des fonctions de Minnaert qui dépendent de différents paramètres, au premier rang desquels la position du point sub-solaire par rapport au méridien sub-terrestre (défini par l'angle de phase solaire, voir le tableau 4.1). Une autre façon, plus simple, d'évaluer la contribution du réfléchi consiste à estimer un fond empirique pour chaque filtre de chaque campagne d'observation. En effet, lorsque le nombre de prises de vue est suffisamment important (cas des campagnes 2004 et 2007, voir tableau 4.1), il est généralement possible de trouver une image ne contenant que très peu d'émissions aurorales. Un exemple en est donné sur la figure 4.1a.

Pour s'affranchir de la faible émission aurorale, qui dans ce cas particulier, n'existe que du côté soir (TL de 12:00 à 18:00), j'ai remplacé la zone émissive (au nord comme au sud) par la zone symétrique au regard du méridien sub-terrestre. Cette méthode fait l'hypothèse que le point sub-solaire se situe sur le méridien sub-terrestre, c'est-à-dire que l'angle de phase est négligeable. Les valeurs de l'angle de phase données par le tableau 4.1 atteignant quelques degrés, cette approximation est raisonnable. Par ailleurs, on voit que l'intensité du réfléchi diminue lorsque la latitude augmente (il est très fortement absorbé dans la région polaire par les "brumes polaires" qui sont situées sous les aurores). L'intensité du réfléchi est donc très faible au niveau des aurores et l'erreur apportée par l'approximation utilisée, minimale. La figure 4.1c illustre ce traitement : le fond obtenu ne contient plus que la contribution du réfléchi solaire.

Cependant, suivant le flux solaire incident et d'éventuelles petites variations de l'albédo de l'atmosphère, l'intensité du réfléchi varie légèrement avec le temps. Afin d'ajuster le fond associé à un filtre donné sur chaque image d'une même campagne, j'ai appliqué une relation de proportionnalité donnée par le rapport de l'intensité de l'image et du fond sur une partie du disque de basse latitude (*i.e.* en dehors des régions aurorales). La figure 4.2 montre comment le modèle de réfléchi (ou fond) est soustrait à une image quelconque une fois ajusté.

La figure 4.3 trace les valeurs quantitatives de ce coefficient d'ajustement et montre qu'il peut varier de l'ordre de  $\sim 20\%$  pour chacun des deux intervalles étudiés (2004 et 2007). On peut remarquer trois types de variations : à

très court terme (d'image à image :  $\sim 10$  min à  $\sim 1$ h), court terme ( $\sim$  de jour en jour) et à long terme ( $\sim$  durée des campagnes, soit quelques dizaines de jours). La variation à long terme semble suivre celle de l'angle de phase, suggérant un effet géométrique direct. Les variations à court terme peuvent être liées à des variations du flux solaire incident varie ou à des variations de la réflectivité des nuages (albédo) pendant la rotation de Saturne. La variation à très court terme est attribuée à un bruit instrumental (qui apparaît sous la forme d'un damier régulier lorsqu'on visualise la différence de deux images successives) plus prononcé sur l'instrument STIS que sur ACS.

#### 4.1.2 Localiser les émissions dans le plan d'observation

L'analyse des images dans le plan d'observation donne des informations sur l'intensité relative des sources (en coups.pix<sup>-1</sup>). Si on lui adjoint une grille de coordonnées (voir annexe C), on peut également obtenir de premières indications sur leur distribution spatiale apparente, telle qu'observée sur la figure 4.4.

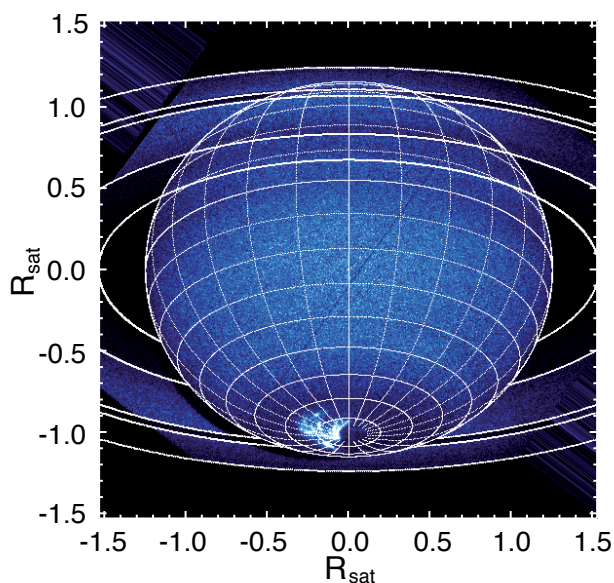


FIGURE 4.4 – Image prise avec le filtre SRF2 de l'instrument STIS le 26 janvier 2004. Une grille de coordonnées planétocentriques à la surface de la planète lui est superposée. Une émission particulièrement intense est visible à haute latitude côté matin.

La figure 4.5 donne un exemple de la variabilité quotidienne de l'ovale sur les 14 jours de la campagne de janvier 2007. La grille de coordonnées à la surface de la planète permet d'évaluer grossièrement la latitude et le temps local associés aux émissions. On observe que la position des zones actives et leur intensité peut changer considérablement d'un jour à l'autre. Les sources peuvent être situées sur un ovale de latitude à peu près constante (*e.g.* les 20 et 25 janvier) mais, généralement, l'ovale est asymétrique et la latitude des émissions est plus faible côté matin que côté soir (*e.g.* les 15, 16 ou 17 janvier). On peut noter également que l'intensité est souvent (bien que non systématiquement) plus grande dans le secteur matin que dans le secteur soir (de façon semblable au SKR, voir chapitre 2).

Cependant à cause de l'inclinaison variable de la planète, cette information reste qualitative et il n'est pas possible de comparer des images avec des géométries d'observation différentes (voir par exemple les images C.2c et C.2g). Pour retrouver la localisation réelle des émissions dans le plan (temps local, latitude) lié à la planète, il faut projeter les émissions observées sur l'ellipsoïde correspondant à l'altitude réelle des aurores au dessus de la surface planétaire.

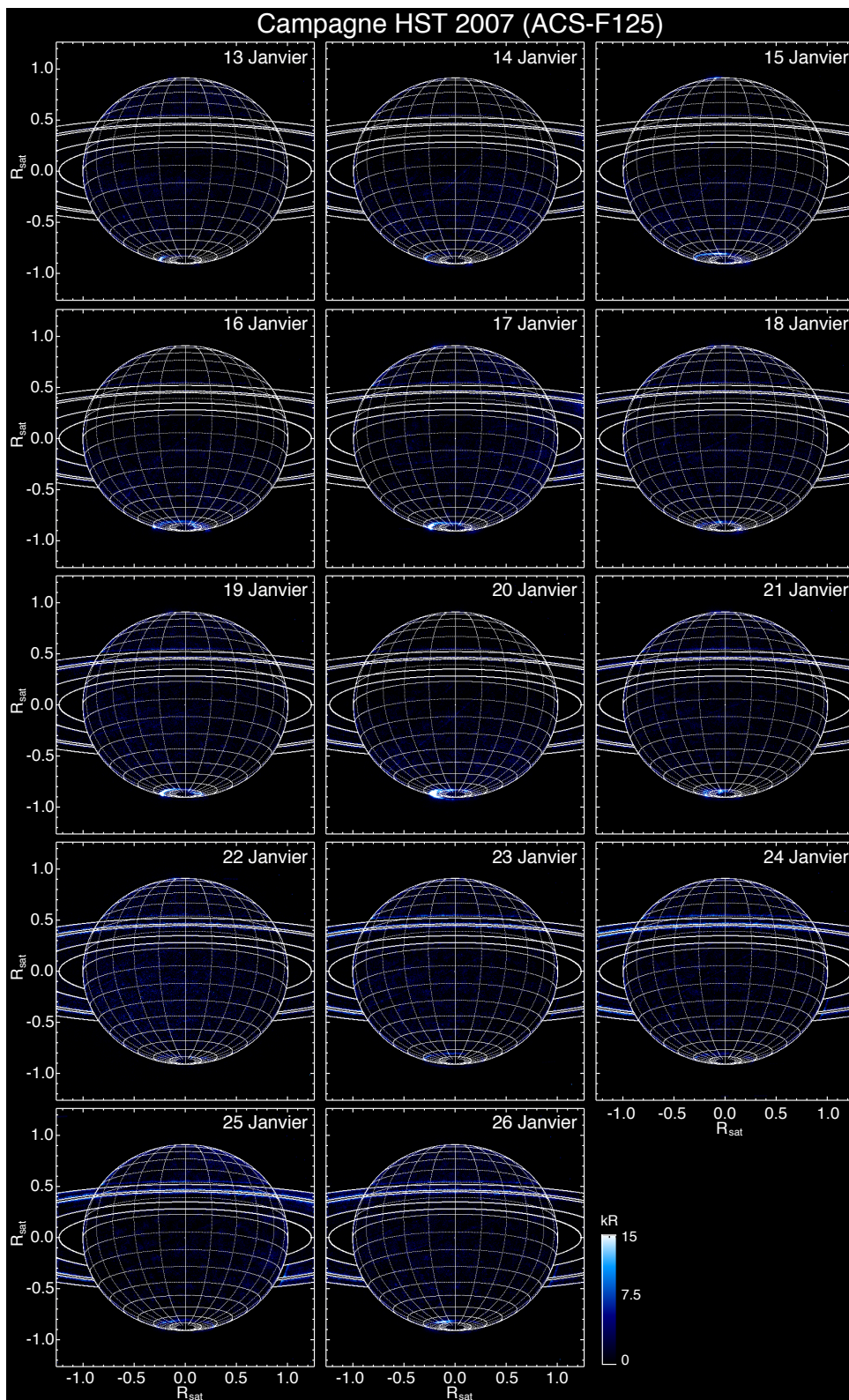


FIGURE 4.5 – Variabilité de l'ovale auroral moyen (calculé à partir de toutes les images de chaque journée pour augmenter le rapport signal sur bruit) observé par l'instrument ACS doté du filtre F125 lors de la campagne de Janvier 2007. Le réfléchi solaire a été soustrait.



### 4.1.3 Altitude des aurores

L'altitude des aurores peut être déterminée simplement sur une image, et d'autant plus précisément que l'inclinaison de Saturne est faible et offre une vision de l'ovale depuis l'équateur (ou son proche voisinage). L'image 4.6 a été prise en 1997 lorsque la planète était inclinée de  $\beta = -9.96^\circ$  avec un angle de phase  $\gamma = 0.327^\circ \sim$  négligeable. En faisant l'hypothèse d'un ovale quasi-circulaire, on sait que les anses (ou points de courbure extrême) de l'ovale dans le plan d'observation correspondent à la longitude du méridien sub-terrestre (ici à TL  $\sim 12:00$ )  $\pm 90^\circ$  (c'est-à-dire TL = 06:00 et 18:00). On s'intéresse ici à l'anse la plus intense, côté matin de l'ovale sud. L'intersection de la ligne (pointillés oranges) qui joint le centre de la planète à l'anse (indiquée par un cercle orange) avec le méridien situé à TL = 06:00 permet d'estimer trois grandeurs importantes : la latitude de l'intersection qui correspond à celle de l'émission de l'anse  $\lambda_{anse} = 72^\circ$ , sa distance apparente au centre de la planète  $r_{app} = 363 \pm 3$  pixels et sa distance apparente au lieu des émissions de l'anse  $\Delta r_{app} = 7 \pm 3$  pixels (la distance apparente de l'anse au centre de la planète vaut donc  $r_{app} + \Delta r_{app}$ ).

On sait par ailleurs que l'équation du limbe dans le plan d'observation (Y,Z) (voir annexe C) s'écrit :

$$\left(\frac{Y}{r_{eq}}\right)^2 + \left(\frac{Z}{r_{pol}}\right)^2 = 1 = \left(\frac{r(\lambda) \cos \lambda}{r_{eq}}\right)^2 + \left(\frac{r(\lambda) \sin \lambda}{r_{pol}}\right)^2 \quad (4.1)$$

où  $\lambda$  est la latitude et  $r(\lambda)$  la distance qui peut alors se réécrire selon :

$$r(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\cos \lambda}{r_{eq}}\right)^2 + \left(\frac{\sin \lambda}{r_{pol}}\right)^2}} \quad (4.2)$$

On peut donc calculer l'altitude projetée  $h'$  des émissions UV sur  $r(\lambda)$  suivant :

$$h' = \frac{\Delta r_{app} \cdot r(\lambda_{anse})}{r_{app}} \quad (4.3)$$

L'altitude réelle  $h$  de l'émission est définie sur la verticale locale caractérisée par la latitude planétographique  $\lambda_g$ . Pour déterminer  $h$ , il est nécessaire de connaître  $\lambda_g$  qu'on calcule par la formule :

$$\tan \lambda_g = \frac{\tan \lambda}{(1 - e)^2} \quad (4.4)$$

Si on note,  $\Delta \lambda = \lambda_g - \lambda$ , on peut alors exprimer  $h$  sous la forme :

$$h = h' \cdot \cos(\Delta \lambda) = \frac{\Delta r_{app} \cdot r(\lambda_{anse})}{r_{app}} \cdot \cos(\Delta \lambda) \quad (4.5)$$

L'application numérique donne :  $h = 1050 \pm 450$  km ( $\Delta \lambda = 3.1^\circ$  apporte une contribution négligeable devant l'incertitude sur  $\Delta r_{app}$ ).

La figure 4.6 permet également d'estimer facilement l'extension apparente en altitude de l'ovale sud à minuit comme indiqué par la grandeur  $\Delta r'$  sur la figure 4.6. L'intérêt de l'estimer à minuit est qu'une simple rotation de l'angle  $\beta$  (voir tableau C.1) suffit alors pour connaître son extension en altitude réelle avec une précision accrue. On trouve  $\Delta r' = 10 \pm 2$  pixels, ce qui correspond à une extension de  $\Delta r' / \cos \beta = 750 \pm 150$  km. On peut cependant remarquer une séparation nette entre l'ovale et le disque, qui pourrait soit être réelle, soit être due à une absorption

par des couches d'hydrocarbures (voir le chapitre 4) sur la ligne de visée. Dans ce dernier cas, la valeur de la limite de  $\Delta r'$  côté planète serait surestimée.

En résumé, l'image étudiée témoigne d'une extension d'altitude des émissions aurorales de  $\sim 750$  km centrée sur des émissions intenses à  $\sim 1000$  km, valeur typique que j'utiliserai par la suite.

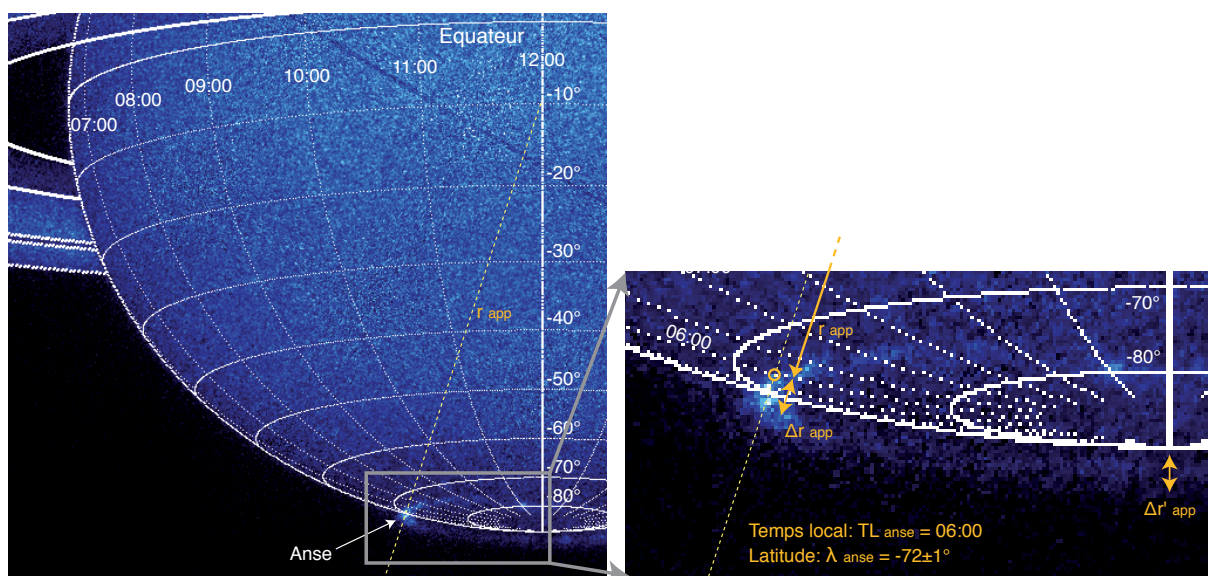


FIGURE 4.6 – Zoom de la figure C.2c. La ligne en pointillés représente la projection de la droite qui lie le centre de la planète à l'anse. Comme l'anse a un temps local connu de 06:00, on relève l'intersection avec la ligne en pointillés (cercle orange). On peut alors estimer la latitude planétocentrique des émissions de l'anse  $\lambda_{anse} = 72^\circ$  et les distances apparentes  $r_{app} = 363 \pm 3$  pixels et  $\Delta r_{app} = 7 \pm 3$  pixels. La distance apparente de l'anse au centre de la planète vaut alors  $r_{app} + \Delta r_{app}$ . De plus, on peut également estimer la gamme d'altitude apparente typique des émissions à minuit en temps local :  $\Delta r' = 10 \pm 2$  pixels.

#### 4.1.4 Morphologie de l'ovale projeté et variabilité

L'annexe C donne le détail de l'obtention des projections polaires et cylindriques des images calculées grâce à l'altitude des aurores définie ci-dessus. Ces projections fournissent la position des sources visibles avec une précision bien supérieure à celle obtenue dans le cas d'une étude dans le plan d'observation et de façon comparable entre des campagnes différentes. Grâce à l'automatisation de ces traitements, j'ai pu construire une base de données d'images et de projections, préalable à l'étude ponctuelle comme statistique de la localisation des émissions aurorales.

Plusieurs études de la position des sources UV image par image ont déjà été menées (voir par exemple [Badman et al., 2006]). La figure 4.7 nous permet d'avoir une idée claire de la morphologie de l'ovale sur une période de 13 jours lors de la campagne 2007. Elle représente la projection polaire des images de la figure 4.5. L'émission peut varier soudainement de jour en jour (on note par exemple un changement de latitude et d'intensité brusque lors des passages du 16 au 18 janvier ou du 20 au 22 janvier). Les émissions sont quasi-systématiquement plus intenses côté matin mais on relève une surbrillance ponctuelle récurrente située au voisinage de TL = 12:00 (les 15, 18 et 21 janvier) probablement liée au pied du cornet polaire [Gérard et al., 2004]. La latitude de l'ovale varie entre  $\sim -70^\circ$  et  $\sim -80^\circ$ . Si l'ovale actif peut présenter une latitude dépendant du temps local et du temps (ovale non-circulaire intense et large du 17 au 22 janvier), l'ovale calme est généralement beaucoup plus stable avec une

latitude quasi-constante pouvant descendre jusqu'à  $\sim -70^\circ$  (ovale circulaire peu intense et fin les 14 et 23 janvier).

La figure 4.7 permet de justifier à posteriori l'hypothèse utilisée pour calculer l'altitude des émissions selon laquelle les anses de l'ovale sont observées à TL = 06:00 et 18:00.

#### 4.1.5 Ovale auroral moyen

Dans le cadre d'une étude comparée avec la position des sources radio (voir le chapitre 5), je me suis intéressé à la distribution statistique moyenne des émissions UV. J'ai étudié prioritairement les données des campagnes 2004 et 2007 (voir tableau 4.1) qui représentent 96% des images HST observées par les instruments STIS et ACS. Pour la campagne 2004, je n'ai considéré que les images observées avec le filtre SRF2 qui représentent 67% des observations (le peu d'images enregistrées avec le filtre MAMA n'a pas permis de construire un fond satisfaisant).

Les résultats suivants portent donc sur l'analyse statistique de 383 images (montrant préférentiellement l'ovale sud, du fait de l'orientation de l'axe de rotation de Saturne à l'époque des observations) utilisées pour calculer un ovale pour chaque jour d'observation et ainsi déduire la localisation moyenne des émissions.

La figure 4.8 montre les ovales statistiques correspondant aux observations de 2004, de 2007 puis de l'ensemble des deux années, après alignement du méridien sub-terrestre avec le méridien sub-solaire par rotation de l'angle de phase  $\gamma$ . Bien que des différences existent dans la distribution des émissions moyennes de 2004 et 2007 (figures 4.8a et 4.8b), on peut noter une ressemblance frappante qui rend significatif l'ovale statistique déduit à la figure 4.8c. Ce dernier témoigne d'une région d'activité intense entre les temps locaux 05:00 et 14:00 tandis qu'on observe peu ou pas d'émission côté nuit entre les temps locaux 21:00 et 01:00, où les émissions sont plus diffuses (bien visible en 2004 lorsque la planète était suffisamment inclinée pour que l'ovale soit observé dans son intégralité). L'extension latitudinale de l'ovale varie sur une gamme étendue entre  $-70^\circ$  (ovale calme) et  $-85^\circ$ . Cette extension est directement à relier à l'activité de l'ovale dont on sait qu'elle dépend fortement du vent solaire [Prangé et al., 2004].

En effet, une reconnection du champ magnétique interplanétaire (IMF) du côté jour augmente le flux magnétique entrant dans la calotte polaire qui s'étend. Une dizaine d'heures plus tard, les lignes de champ se referment dans la queue de la magnétosphère entraînant une diminution du flux magnétique dans la calotte polaire et une rétraction de celle-ci. Une injection de plasma chaud dans la queue côté matin produit alors une aurore "explosive" (du type de celui montré par la figure C.2a) à très haute latitude côté matin. Lors de la relaxation à l'état initial (ovale circulaire de basse latitude), le plasma chaud entraîné en corotation autour de la planète donne lieu à une forme spirale de l'ovale (bien visible en 2004) qui résulte de la combinaison du mouvement de rotation et de l'expansion de l'ovale [Cowley et al., 2005].

On peut enfin noter que les émissions étaient de façon générale plus intenses en 2004 qu'en 2007, ce qui pourrait être relié directement à l'activité solaire, alors plus élevée [Crary et al., 2005].

## 4.2 Etude spectrale et flux rayonné par les sources aurorales

L'instrument STIS peut fonctionner en spectromètre et fournir des spectres dans la gamme de longueurs d'onde correspondant à l'UV lointain [1100 Å, 1800 Å]. L'étude de ces spectres donne des indications essentielles sur la nature des photons émis par les aurores.

Les spectres UV mesurés sur les aurores de Saturne par le HST se résument à six observations effectuées les 7 et 8 décembre 2000 (voir tableau 4.2).

### 4.2.1 Spectromètre

Le principe du spectromètre repose sur l'étude spectrale du signal observé au travers d'une fente. Parmi les différentes fentes disponibles sur STIS utilisé en mode spectromètre, les observations de 2000 ont utilisé la plus longue (couvrant un champ angulaire de 52 arcsec sur 1024 pixels) qui permet de couvrir tout le disque de Saturne (de diamètre  $\sim 20$  arcsec) le long du méridien central (pointage nominal). La largeur a été choisie à 0.5 arcsec (soit

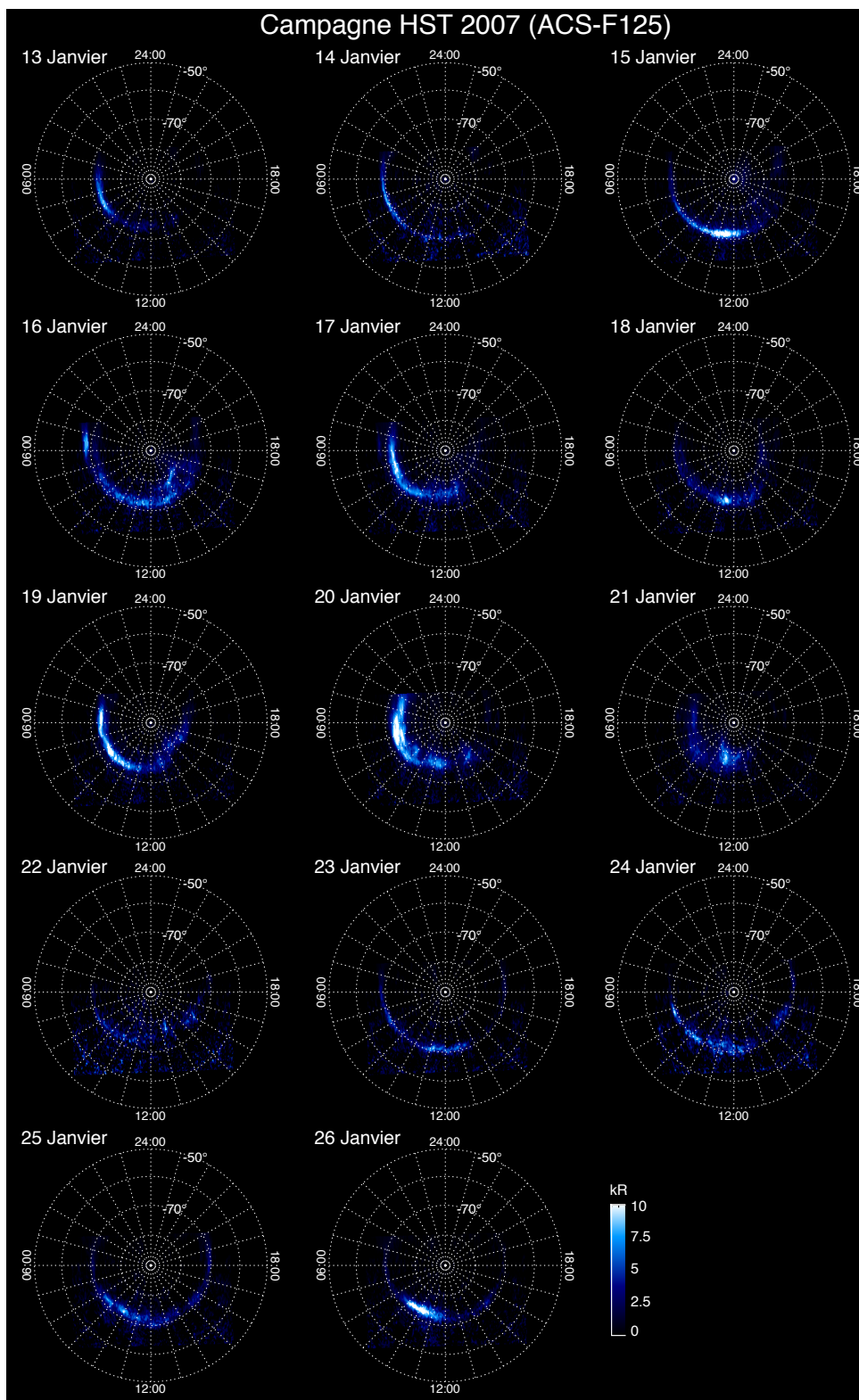


FIGURE 4.7 – Idem figure 4.5 avec une observation en projection polaire et correction de l'angle de phase  $\gamma$  (voir annexe C). Sur la majorité des images, les anses de l'ovale sont situées à TL = 06:00 et 18:00.

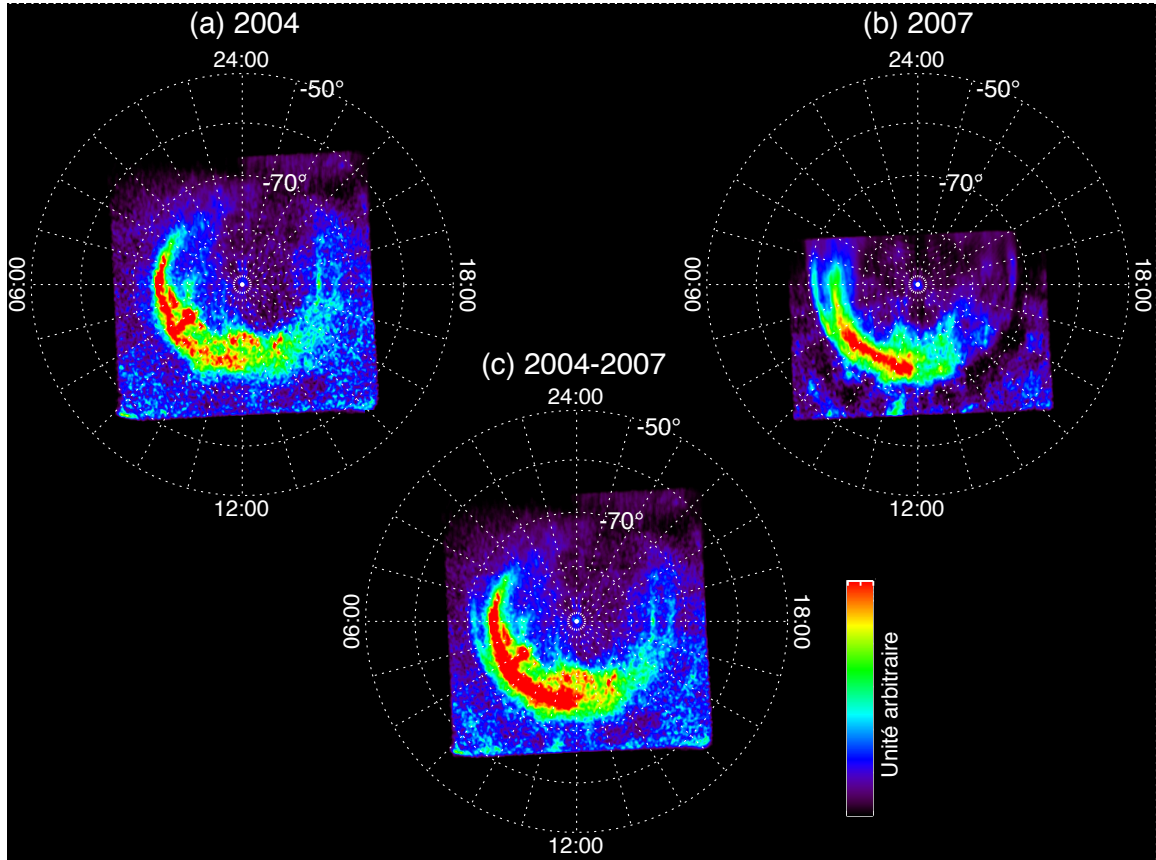


FIGURE 4.8 – Ovale moyen dans un repère (latitude, heure locale) pour les campagnes 2004 (a), 2007 (b) et l'ensemble des deux (c). Afin de caractériser précisément la morphologie typique de l'ovale quotidien, les images individuelles ont été moyennées jour par jour puis normalisées. L'intensité, représentée par une échelle de couleur pour augmenter la dynamique, est donc seulement indicative mais donne une idée significative de la morphologie de l'ovale journalier. Les projections ont été organisées en temps local, c'est-à-dire tournées de l'angle de phase (sous lequel les images sont acquises par le HST).

Observation	Type	Date	Heure	Temps de pose
o5dta2nyq	Image	7 décembre 2000	11h30	480 s
o5dta2o0q	Spectre	7 décembre 2000	11h44	1350 s
o5dta2o6q	Spectre	7 décembre 2000	13h14	1350 s
o5dta2ocq	Spectre	7 décembre 2000	14h50	1350 s
o5dta1tnq	Image	8 décembre 2000	10h00	480 s
o5dta1tpq	Spectre	8 décembre 2000	10h14	1350 s
o5dta1tvq	Spectre	8 décembre 2000	11h42	1350 s
o5dta1ulq	Spectre	8 décembre 2000	13h19	1350 s

TABLE 4.2 – Images et spectres de la campagne d'observation de décembre 2000 obtenus avec l'instrument STIS. Les spectres sont mesurés avec le filtre G140L avec une résolution angulaire de  $0.0244 \text{ arcsec.pix}^{-1}$  et une résolution spectrale nominale de  $\Delta\lambda = 0.58\text{\AA}$ . Les images sont enregistrées au travers du filtre SRF2 avec une résolution angulaire de  $0.0245 \text{ arcsec.pix}^{-1}$  (au lieu d'une valeur nominale de  $0.0247 \text{ arcsec.pix}^{-1}$ ).

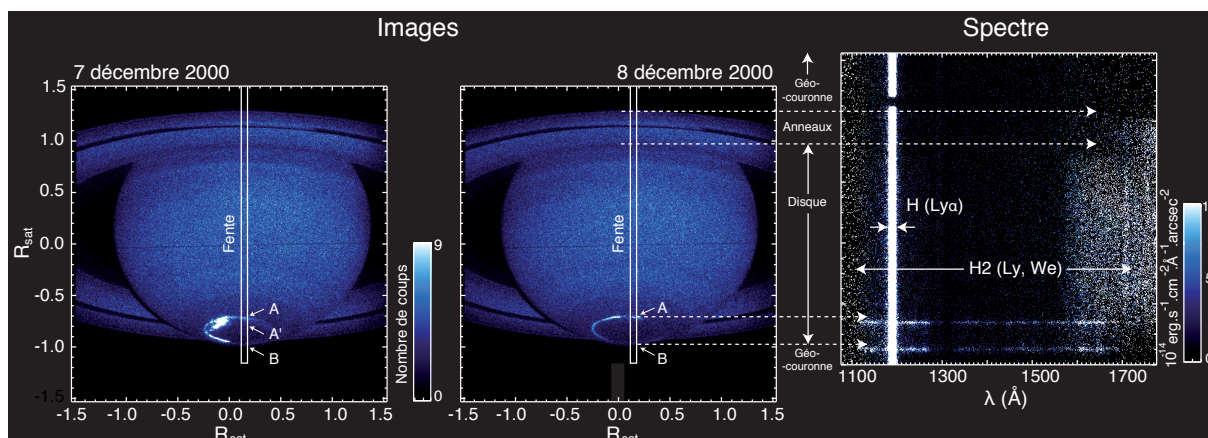


FIGURE 4.9 – Images des 7 et 8 décembre 2000 et spectre mesuré le 8 décembre 14 min après l’image prise le même jour (voir tableau 4.2). Un embrillancement est visible le 7 décembre, mais il a disparu le jour suivant. La dimension spatiale  $y$  du spectre (le long de la fente) a été ajustée à l’image (par le rapport des résolutions angulaires et un ajustement spatial sur la trace des ovales) et les correspondances importantes sont indiquées par les flèches en tiretés. Les composantes A et B désignent les parties de l’ovale interceptées par la fente du spectromètre côté disque et côté limbe respectivement. La composante A’ (vue dans les spectres du 7 décembre) pourrait correspondre à l’embrillancement observé sur l’image ayant tourné avec la planète. Le spectre montre que la raie  $Ly_{\alpha}$  à  $1217 \text{ \AA}$  est observée partout (sauf dans l’extinction vers le haut du spectre 2D qui correspond à un masque servant à définir le bruit de fond lié au HST). Les raies de  $H_2$  sont visibles sur le disque. Les émissions aurorales montrent une intensification du spectre par rapport au disque.

$\sim 18$  pixels) qui fournit un bon compromis entre un taux de comptage raisonnable et une faible dégradation de la résolution spectrale.

Le signal étant moyenné sur la largeur de la fente pour augmenter le rapport signal sur bruit, un spectrogramme correspond à un tableau  $(\lambda, y)$  où  $y$  est la coordonnée spatiale le long de la fente et  $\lambda$  la coordonnée spectrale sur la gamme de longueur d’onde du spectromètre. J’appellerai par la suite ce spectre bidimensionnel spectre 2D tandis que la dénomination spectre sera réservé à la variation de l’intensité en fonction  $\lambda$  pour chaque pixel de la fente.

Lors de la campagne 2000, deux images ont également été enregistrées. Elles permettent d’avoir une idée de la morphologie instantanée de l’ovale et d’interpréter les émissions intenses observées au travers de la fente. La figure 4.9 présente les deux images de la campagne ainsi qu’un exemple de correspondance image/spectre.

## 4.2.2 Description des données

STIS a la possibilité d’enregistrer différents types de spectres en utilisant des réseaux dispersifs différents. Les six spectrogrammes de Saturne ont tous été obtenus avec le filtre G140L qui permet de mesurer des spectres de basse résolution autour d’une longueur d’onde centrale à  $1425 \text{ \AA}$  (typiquement  $\lambda = [1140, 1730 \text{ \AA}]$ ) avec une résolution de  $\Delta\lambda = 0.584 \text{ \AA}$ ). Cette gamme de longueurs d’onde correspond essentiellement aux transitions électroniques de Lyman et Werner de  $H_2$  et la raie  $Ly_{\alpha}$  de H (excitées par collision des électrons incidents sur les espèces atmosphériques) représentées sur la figure 4.10. Elle donne donc une bonne information sur la puissance totale émise par collision puisqu’aucune autre émission collisionnelle kronienne (impliquant d’autres atomes ou molécules) n’a jusqu’ici été détectée, contrairement au cas terrestre.

L’intensité des spectres HST est exprimée en  $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{\AA}^{-1}.\text{arcsec}^{-2}$ , c’est-à-dire qu’elle correspond à une unité de flux, tandis que les images sont exprimées en coups. $\text{pix}^{-1}$ . Le traitement détaillé des spectres 2D permet de calculer des facteurs de conversion, qui, appliqués à l’intensité des aurores déduites des images, permettent d’évaluer la puissance rayonnée (observée) ou émise (avant absorption).

L'annexe D donne le détail du traitement des spectres et du calcul de ces facteurs de conversion pour chacun des filtres de l'imageur STIS (MAMA, SRF2 et QTZ dont les fonctions de transmission sont rappelées à la figure D.3). La détermination des valeurs moyennes de ces facteurs de conversion et leur incertitude associée est donnée dans le tableau D.1.

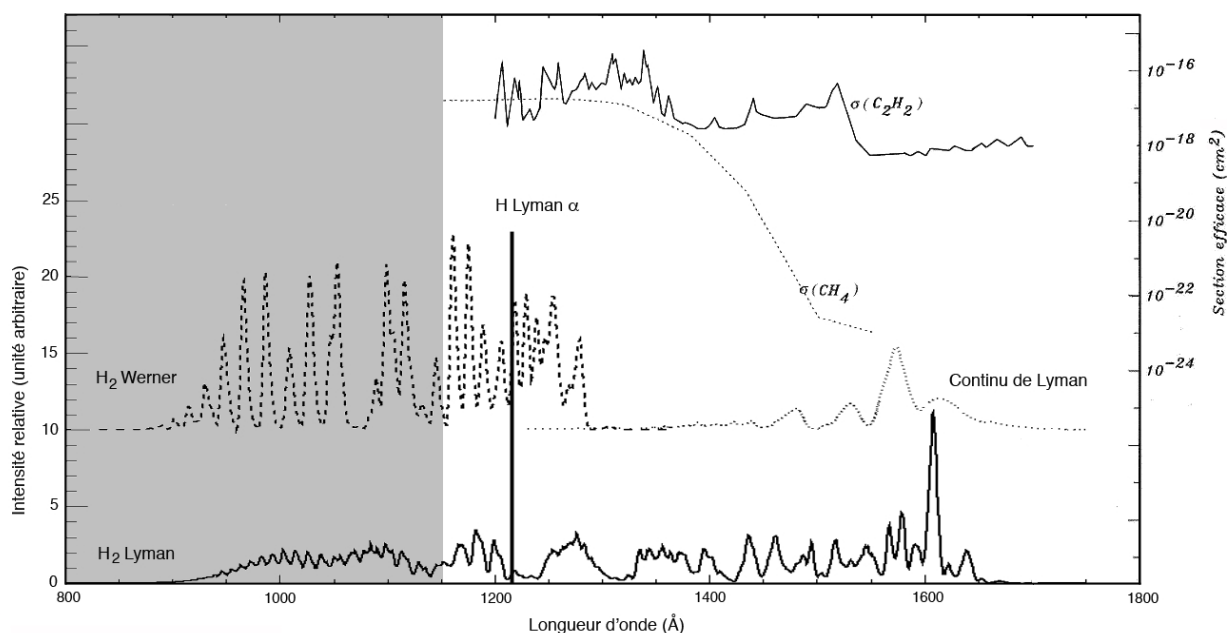


FIGURE 4.10 – Spectre théorique des raies électroniques de  $H_2$  (Shemansky, communication personnelle) donné dans une échelle arbitraire. La section efficace  $\sigma$  (échelle de gauche) est superposée pour deux hydrocarbures absorbants dominants : dans l'ordre  $CH_4$  et  $C_2H_2$ . On voit qu'elle chute au delà de 1500 Å pour le méthane et 1550 Å pour l'acétylène.

### 4.2.3 Absorption

Les émissions UV observées sont celles qui sont rayonnées par l'atmosphère. Elles diffèrent de celles qui ont été émises par les sources aurorales situées dans la stratosphère vers le niveau de pression  $1 \pm 0.3 \mu\text{bar}$ , au sommet des couches d'hydrocarbure. En effet, les composants atmosphériques situés au dessus de la source interagissent avec les photons qui s'échappent. L'hydrogène atomique produit, comme dans la géocouronne terrestre, de la diffusion résonante multiple de la raie  $Ly_\alpha$  (affectant peu l'intensité mais élargissant la raie). L'hydrogène moléculaire produit de l'auto-absorption sur les raies de  $H_2$ , mais celle-ci n'est sensible qu'en extrême UV et est négligée ici. Enfin les hydrocarbures produisent une absorption qui dépend de la longueur d'onde le long du spectre FUV (voir la figure 4.10). C'est ce dernier effet qui est observé dans les spectres et qui dépend de la profondeur des sources (*i.e.* de l'énergie des électrons incidents) et donc de la couche d'atmosphère traversée entre la source aurorale et l'observateur. Cette absorption est essentiellement due à des hydrocarbures ( $CH_4$ ,  $C_2H_2$ ,  $C_2H_4$ ,  $C_2H_6$ ) dont la section efficace d'absorption (notée  $\sigma$ ) varie avec la longueur d'onde  $\lambda$  (voir la figure 4.10). Pour qu'il y ait absorption, il faut donc que la couche d'hydrocarbure traversée par l'émission aurorale présente une valeur de  $\sigma$  non négligeable et, qu'en sus, ces hydrocarbures soient suffisamment denses. La somme du produit de  $\sigma$  par la densité de colonne (c'est-à-dire l'intégrale de la densité sur la ligne de visée) de chaque hydrocarbure permet de quantifier une diminution brutale de l'absorption totale à 1550 Å [Livengood, 1991] ( $\sigma_{CH_4}$ , correspondant à l'espèce dominante, chute par exemple de six ordres de grandeur entre 1300 Å et 1500 Å).

Spectre	o5dta2o0q	o5dta2o6q	o5dta2ocq	o5dta1tpq	o5dta1tvq	o5dta1u1q
Ovale côté disque	1.31	1.14	1.22	1.36	1.26	1.33
Ovale côté limbe	0.95	1.20	1.13	1.12	1.23	0.92

TABLE 4.3 – Rapports de couleur définis par l'équation 4.6 pour les spectres moyens de l'ovale côté disque et côté limbe tracés à la figure 4.11 (cf équation D.1 de l'annexe D).

On peut ainsi mesurer l'absorption totale en comparant l'intensité relative des bandes de Werner, absorbées, aux bandes de Lyman, non absorbées (pour  $\lambda \geq 1550 \text{ \AA}$ ). Un indice typique de la mesure de l'absorption est le rapport de couleur défini par Livengood [1991] :

$$RC = \frac{I_{sp}(1557 - 1619 \text{ \AA})}{I_{sp}(1230 - 1300 \text{ \AA})} \times \frac{1300 - 1230 \text{ \AA}}{1617 - 1559 \text{ \AA}} \quad (4.6)$$

où  $I_{sp}$  est l'intensité du spectre étudié. L'intervalle  $[1559, 1617 \text{ \AA}]$  correspond à des bandes de Lyman de  $H_2$  non absorbées tandis que l'intervalle  $[1230, 1300 \text{ \AA}]$  correspond à des bandes de Werner de  $H_2$  soumises à l'absorption. La valeur de RC augmente avec l'absorption et est voisine de 1 pour un spectre théorique non absorbé [Rego et al., 1999].

Le tableau 4.3 donne la valeur des rapports de couleur calculés pour chaque spectre 2D sur la partie de l'ovale côté disque et la partie de l'ovale côté limbe. On voit que les valeurs de RC côté limbe sont généralement moins grandes que celles calculées côté disque. Une interprétation littérale suggèrerait que l'absorption le long de la ligne de visée est plus faible pour l'ovale côté disque que pour l'ovale au limbe. Cependant les spectres observés côté limbe correspondent la plupart du temps à une émission très peu intense (voir les images de la figure 4.9). Que ceci soit dû à une intensité intrinsèque plus faible de l'ovale côté nuit ou une forte absorption de toutes les bandes de  $H_2$  (incluant les bandes de Lyman pour  $\lambda \geq 1500 \text{ \AA}$ ) sur la ligne de visée à cause de l'épaisse couche d'atmosphère traversée tangentiellement, le spectre résultant est peu intense et les bandes de  $H_2$  bien plus bruitées (en moyenne  $1.09 \pm 0.13$ , où l'erreur est donnée par l'écart-type) que pour la partie de l'ovale côté disque ( $1.27 \pm 0.08$ ). Les rapports de couleur associés sont donc plus imprécis que ceux déterminés côté disque.

Les spectres associés à ces derniers sont représentés sur la figure 4.11. Ils montrent que l'émission est plus intense le 7 décembre et très faible sur le dernier spectre du 8 décembre. Les valeurs du rapport de couleur varient entre  $\sim 1.1$  et  $\sim 1.3$  ce qui correspond à une absorption faible et légèrement variable avec le temps. Cette absorption sera prise en compte dans la reconstruction des spectres émis réels (voir annexe D).

La figure 4.11 révèle également un comportement des sources aurorales différent entre les émissions de l'hydrogène atomique et celles de l'hydrogène moléculaire. En effet, la contribution de  $H_2$  dans les spectres de l'ovale côté limbe est plus faible que dans les spectres de l'ovale côté disque : puisque les rapports de couleur indiquent que l'absorption sur la ligne de visée est faible, ceci peut s'expliquer simplement par un ovale plus intense à midi qu'à minuit. Cependant, l'effet inverse est observé pour la contribution de  $Ly_{\alpha}$ , généralement plus intense sur les spectres de l'ovale côté limbe que côté disque. Cette surintensité au limbe pourrait provenir d'une accumulation sur la ligne de visée (impliquant par exemple des émissions de la calotte polaire à haute altitude où l'hydrogène atomique domine) et compensant (spectres (b,c)) ou dominant (spectres (a,d,e,f)) l'effet précédent.



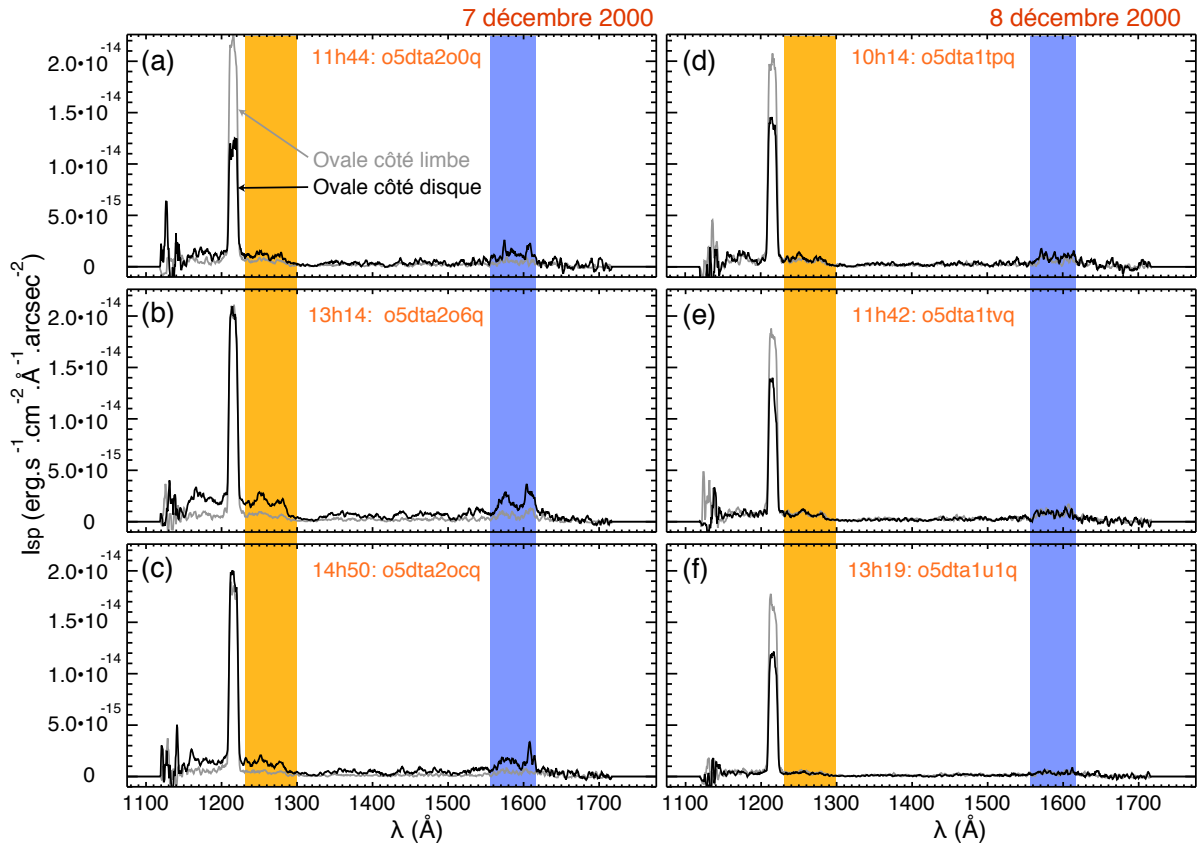


FIGURE 4.11 – Spectres de l'émission  $I_{sp}$  de l'ovale côté disque (en noir) et de l'ovale côté limbe (en gris) issus des six spectres 2D initiaux de la campagne d'observation de 2000 (voir tableau 4.2). Chaque spectre est en réalité un spectre moyen (calculé avec l'équation D.1, voir annexe D), lissé sur 5 valeurs consécutives. Les zones orange et violette indiquent les domaines de longueurs d'onde utilisés pour calculer les rapports de couleur et correspondant respectivement l'émission absorbée et l'émission non absorbée.

#### 4.2.4 Puissance des aurores

A l'aide des facteurs de conversion du tableau D.1, il est possible de calculer directement la puissance des aurores. Un exemple est donné à la figure 4.12 où, la puissance UV est comparée à la puissance radio du SKR pendant la phase d'approche de Cassini. Les données UV correspondent ainsi à 34 images individuelles prises avec le filtre SRF2 sur 13 jours de janvier 2004. Cette étude avait déjà été menée par Kurth et al. [2005], à la différence près que la puissance des aurores UV avait été calculée jour par jour.

La figure 4.12 montre qualitativement que les puissances UV et radio évoluent dans le temps de façon similaire : elles augmentent en moyenne d'un demi ordre de grandeur en 13 jours et les intensifications du SKR aux jours 16-18 et 27-29 janvier correspondent à des intensifications de la puissance UV. Pour évaluer quantitativement le lien entre ces deux séries, j'ai calculé un coefficient de corrélation  $C = 0.87$  (soit exactement le même que celui de Kurth et al. [2005]). Cependant, cette valeur a été calculée avec un nombre d'évènements environ trois fois plus élevé et présente ainsi un degré de confiance plus grand. La figure 4.13 permet de se rendre compte de l'apport d'un plus grand nombre d'évènements en reproduisant la figure 1c de Kurth et al. [2005]. La dispersion des points s'organise le long d'une droite de façon plus frappante que dans l'article.

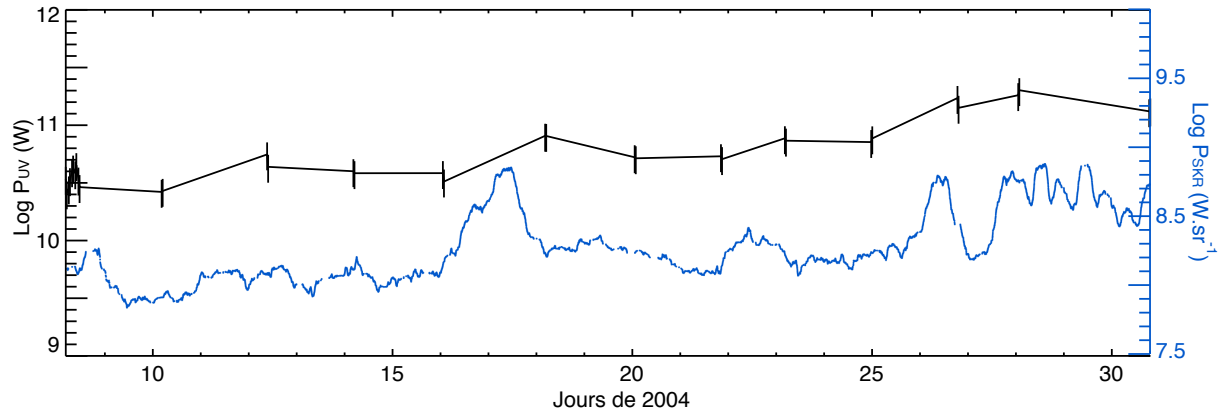


FIGURE 4.12 – Tracé comparatif des puissances UV (en W) déduites des images HST de la campagne 2004 et de la puissance totale du SKR (intégrée entre 3 kHz et 1500 kHz et exprimée en  $W.sr^{-1}$ ) lissée sur une période (prise égale à 648 min). Le coefficient de corrélation du logarithme décimal de ces deux séries vaut  $C = 0.87$ .

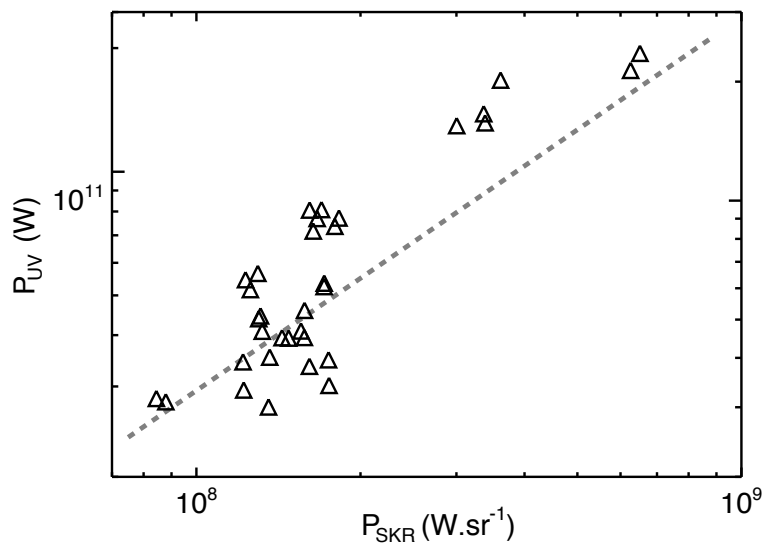


FIGURE 4.13 – Tracé de la puissance apparente totale de l'ovale UV en fonction de la puissance apparente du SKR en janvier 2004 (similaire à la figure 1c de Kurth et al. [2005]). Les barres d'erreur ne sont pas indiquées puisqu'elles ne sont pas connues pour l'émission radio dont l'anisotropie empêche d'évaluer quelle partie de la totalité des émissions est observée. La ligne en pointillés indique donc de façon qualitative la corrélation entre les émissions.

Ce résultat préliminaire constitue le premier d'une étude qui sera menée prochainement à long terme sur toutes les campagnes HST communes aux observations Cassini (*i.e.* depuis 2004) pour le lien entre SKR et ovales UV. Notons déjà que l'émission radio observée ne correspond pas à l'émission radio totale et que la visibilité devra être prise en compte pour pouvoir estimer l'énergie des émissions radio et UV sur une même zone source (voir le chapitre D).

### 4.3 Perspectives

La détermination de la puissance émise réelle ouvre une nouvelle fenêtre d'étude comparée radio/UV. J'ai ainsi collaboré avec J. Clarke avec J. Nichols, de l'université de Boston, sur la comparaison entre les puissances des aurores UV, radio et la variation des paramètres du vent solaire correspondant à la campagne HST 2007 et à la nouvelle campagne HST de janvier 2008 (dont les données ne sont pas encore accessibles). Cette étude est actuellement soumise pour publication à la revue *Journal of Geophysical Research* [Clarke et al., 2008] et reproduite à l'annexe G.6. Un coefficient de corrélation de 0.38 et 0.58 a été trouvé entre les puissances UV et radio pour les périodes 2007 et 2008 respectivement. Ces valeurs sont significatives en dépit du fait que lors de ces intervalles, Cassini parcourait des orbites de haute latitude pour lesquelles la détection du SKR était affectée de forts effets de visibilité.

Une manière de s'affranchir de ces effets de visibilité est de ne comparer que les émissions provenant des mêmes régions source. Le chapitre 5 détaille comment il est possible de remonter à la gamme de lignes de champ actives en radio. En utilisant la zone ainsi déterminée comme un masque pour chaque image du HST, il sera possible de faire un bilan de puissances plus pertinent. Cette étude sera menée à toutes les échelles de temps. En effet, si les variations à très court terme caractérisent la variabilité de chaque processus d'émission, les variations à très long terme peuvent montrer des liens à plus grand échelle, comme par exemple avec le cycle solaire. A ce sujet, on peut remarquer que les émissions UV de 2007 sont moins intenses qu'en 2004.

Le spectro-imageur UVIS, embarqué sur Cassini, est capable de faire des images des ovales sud comme nord. J'ai débuté une collaboration avec W. Pryor du Central Arizona College afin de tirer partie des d'observations UVIS en comparant les puissances UV et radio sur un plus grand nombre d'évènements. Un exemple d'observation des ovales kroniens par UVIS est donné à la figure 4.14.

Par ailleurs, j'ai utilisé jusqu'à présent des fonds empiriques pour déterminer le flux solaire réfléchi. Une amélioration de l'estimation du fond, et par conséquent de la puissance aurorale, pourrait consister à le modéliser numériquement, par exemple grâce à des fonctions de Minnaert [Wannawichian et al., 2008], pour diminuer l'incertitude sur l'intensité de l'émission aurorale.

L'extension ultérieure de cette analyse aux émissions IR (détectées par l'instrument VIMS sur Cassini ou les grands télescopes terrestres) correspond à une voie naturelle et prometteuse de l'analyse multi-spectrale des aurores.

Enfin, la connaissance de la position précise des aurores UV est une source d'information essentielle dans l'étude des phénomènes magnétosphériques puisque qu'elle permet, par projection le long des lignes de champ, de sonder la magnétosphère externe. Les orbites de Cassini ont permis d'obtenir des mesures in-situ de plasma (courants alignés, injection de plasma par reconnection magnétique dans la queue etc...) dont on peut directement étudier comment elles sont reliées aux aurores grâce à un modèle de champ magnétique.

### 4.4 L'apport du HST

Les observations de Saturne dans l'UV lointain par les différents instruments du satellite Hubble ont fourni une grande collection d'images ainsi que quelques spectres de bonne qualité. Ces données fournissent des indications essentielles sur l'émission aurorale due aux collisions entre les électrons accélérés à haute latitude et l'hydrogène atomique et moléculaire.

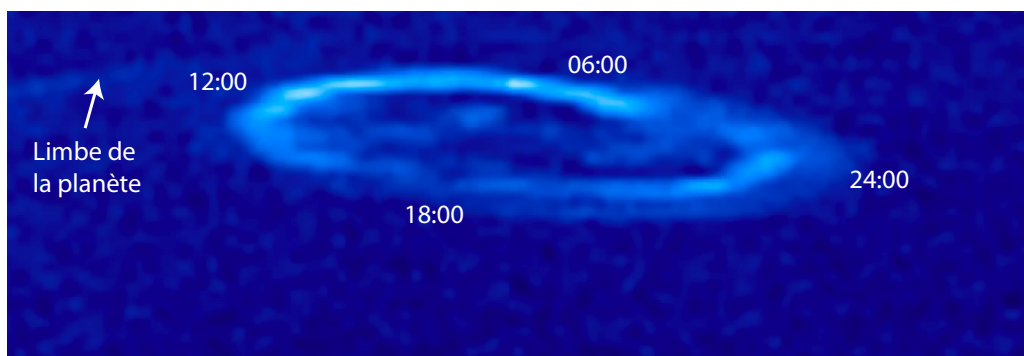


FIGURE 4.14 – Image de l'ovale nord UV (situé sur la face nuit) prise par le spectro-imageur de Cassini UVIS le 25 mai 2007. La position de Cassini correspondait alors à  $\lambda_{cass} \sim 26^\circ$ ,  $TL_{cass} \sim 18:30$  et  $r_{cass} \sim 18 R_{sat}$ . On distingue une forme double de l'ovale côté minuit.

J'ai montré que les aurores s'étendaient sur une gamme d'altitude de quelques centaines de km avec des émissions intenses situées à environ 1000 km au dessus de la surface planétaire (défini par le niveau de pression 1 bar). J'ai alors pu calculer la projection des images à la surface de la planète, révélant leur position précise en temps local et en latitude, c'est-à-dire directement le pied des lignes de champ magnétique actives. J'ai déterminé un ovale statistique typique créé à partir des projections d'environ 400 images différentes pour donner un poids statistique aux différentes études de morphologie précédentes. Cet ovale moyen montre que la gamme de latitude de l'ovale est très variable ( $\lambda \sim -75^\circ \pm 5^\circ$  et met clairement en évidence une région active de temps local où les émissions sont plus intenses, entre les temps locaux 05:00 et 14:00.

La localisation des sources UV sera directement comparée à celle des sources radio au chapitre 5 puis utilisée pour simuler numériquement le SKR au chapitre 6.

L'analyse des spectres acquis en décembre 2000 entre 1100 Å et 1800 Å a montré que l'absorption par les hydrocarbures atmosphériques était faible et a permis de réaliser l'étalonnage photométrique permettant de calculer la puissance des aurores pour les images de STIS. Ce travail a commencé à donner des résultats intéressants et présente des perspectives nombreuses (analyse comparée UV/SKR pour les observations de 2007/2008 et bilan énergétique global des processus d'émission aurorale incluant l'IR...).

La récente décision de la NASA d'envoyer une ultime mission de maintenance sur le HST est une nouvelle importante car elle permettra de réparer les instruments défectueux à bord et d'installer une nouvelle caméra UV, augurant de l'obtention prochaine de données à haute résolution (spatiale et spectrale).



## CHAPITRE 5

---

# Analyse comparée de la position des sources UV/Radio

---

**L**ES émissions aurales radio et UV planétaires reposent sur deux mécanismes d'émission distincts alimentés par des populations d'électrons accélérés de haute latitude, probablement communes. Ce faisant, le lien entre ces deux types d'émission en général, et entre les populations d'électrons qui les génèrent, a été peu étudié pour les autres planètes que la Terre.

Dans ce dernier cas, une étude menée avec le satellite DE-1 a montré que les lignes de champ actives en UV et radio étaient étroitement associées [Huff et al., 1988]. Le satellite Viking a également montré en traversant les sources de l'AKR qu'elles étaient connectées à des points chauds en UV le long de l'ovale auroral [de Feraudy et al., 1988]. Dans le cas de Jupiter, de premières études comparatives des données du satellite IUE et du radiotélescope de Nançay ont révélé que l'arrivée d'une éjection de masse coronale (CME) à la magnétosphère jovienne provoquait une intensification et un déplacement longitudinal simultanés de la source des émissions UV et radio décimétrique (DAM) [Prangé et al., 1993]. Pour Saturne, une seule étude comparative radio/UV a été menée jusqu'ici. En utilisant les observations de Cassini pré-insertion et les images HST de janvier 2004, Kurth et al. [2005] ont montré une forte corrélation entre les puissances du SKR et de l'ovale UV sud (le seul visible dû à l'inclinaison de la planète) avec une intensification simultanée correspondant au passage de régions d'interaction en corotation dans le vent solaire (CIR pour Corotating Interaction Region).

Ce chapitre présente la comparaison des images radio et UV des aurores de Saturne. La partie 5.1 résume brièvement les résultats obtenus sur la localisation goniopolarimétrique des sources du SKR, leur angle d'émission apparent et l'existence marginale de mode ordinaire lors de l'étude d'un périkronne parcouru en septembre 2006. Cette étude, menée en collaboration avec B. Cecconi, a donné lieu à une publication soumise à la revue *Journal of Geophysical Research* et reproduite à l'annexe G.7 [Cecconi et al., 2008]. La partie 5.2 montre la comparaison directe de cartes radio prenant en compte l'intensité du SKR avec les images des aurores UV mesurées par le HST. Cette analyse caractérise pour la première fois une correspondance instantanée et moyenne forte entre les lignes de champ actives des deux types d'émission, et montre que les sources du SKR se répartissent le long d'un ovale radio d'une ressemblance frappante avec l'ovale UV moyen.

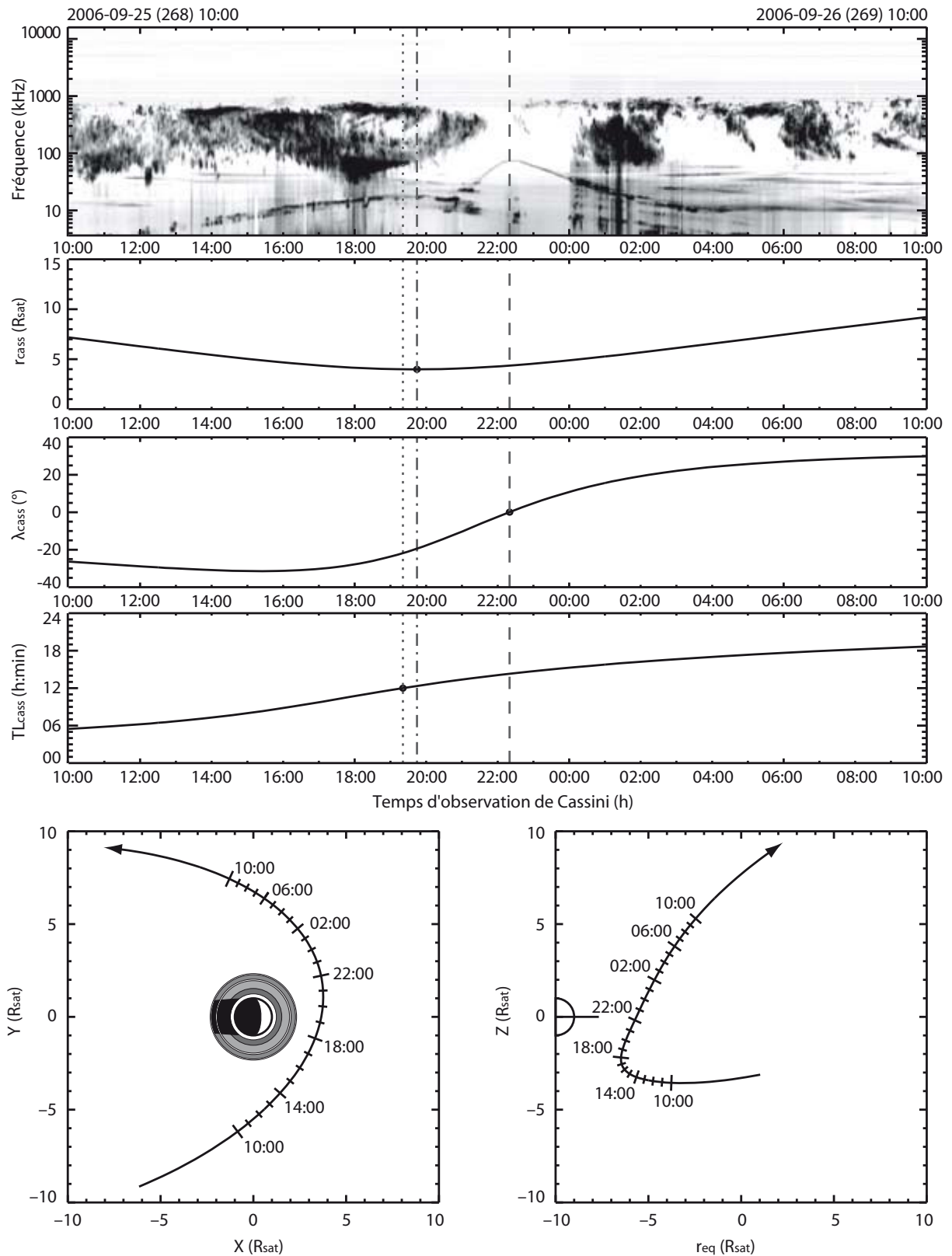


FIGURE 5.1 – Spectre dynamique du flux radio reçu (un fond a été retiré pour chaque fréquence) et éphémérides de la sonde Cassini pendant son passage au périkrone de l'orbite 29. Les lignes verticales indiquent le passage à  $TL_{cass} = 12:00$  (pointillés), la traversée du plan équatorial (tiretés) et la position de Cassini la plus proche de Saturne (pointireillés). Le SKR disparaît lorsque Cassini entre dans la zone d'ombre équatoriale autour du temps d'observation 22 h.

## 5.1 Goniopolarimétrie et localisation des sources radio

Les inversions analytiques appliquées aux mesures 2-antennes ou 3-antennes permettent de retrouver la direction d'arrivée de l'onde caractérisée par ses coordonnées angulaires  $(\theta, \phi)$  dans le repère des antennes [Baptiste Ceconi, 2004]. Le mode 3-antennes a, jusqu'ici, représenté une faible proportion des observations au regard du mode 2-antennes. Cependant, dans ce dernier cas, le calcul de  $(\theta, \phi)$  requiert de faire l'hypothèse "goniométrique" (voir l'annexe A) qui postule l'absence de polarisation linéaire ( $U = Q = 0$ ). Or on a vu au chapitre 2 que le SKR était polarisé purement circulairement uniquement pour des latitudes  $|\lambda_{cass}| \leq 30^\circ$ . Le calcul de  $(\theta, \phi)$  grâce au mode 2-antennes n'est donc valable qu'à l'intérieur de cette gamme de latitudes.

Les résultats présentés dans ce chapitre discutent la localisation des sources radio issue uniquement des mesures 2-antennes, mais lors d'intervalles où la latitude est inférieure à  $30^\circ$ .

### 5.1.1 Etude du périkrone de l'orbite 29

Comme la précision linéaire sur la position des sources dépend directement de la distance  $r_{cass}$ , une caractérisation précise de la localisation des sources requiert des mesures réalisées à proximité de la planète. L'étude de cas analysée par Ceconi et al. [2008] correspond à un passage de Cassini au périkrone de sa 29<sup>ème</sup> orbite, les 25 et 26 septembre 2006. Le spectre dynamique correspondant au flux du SKR ainsi que les éphémérides associées de la sonde sont représentés sur la figure 5.1.

Lors de cet intervalle, Cassini s'est approchée jusqu'à  $\sim 4 R_{sat}$  de Saturne, a balayé la gamme  $TL_{cass} \sim [06:00, 18:00]$  en temps local et  $\lambda_{cass} \sim [-30^\circ, 30^\circ]$  en latitude.

Le SKR se détache clairement entre 30 kHz et 1000 kHz avec une émission intense structurée en forme d'arcs t-f (cf chapitre 6) qui disparaît lors de l'entrée de la sonde dans la zone d'ombre équatoriale proche de la planète, autour du 25 septembre à 22 h (voir les chapitres 2 et 6).

On remarque la présence d'émissions basse fréquence ( $\leq 50$  kHz) parmi lesquelles se détache la variation de la fréquence plasma locale avec sa forme en cloche caractéristique de la position de la sonde, maximale à la traversée du plan des anneaux. En effet, comme la fréquence plasma est directement proportionnelle à la racine carrée de la densité de plasma, sa variation donne une indication directe sur la densité du milieu traversé.

Durant cette période, RPWS-HFR fonctionnait en mode 2-antennes, autorisant l'utilisation de l'inversion "goniométrique" sur toute la gamme de latitudes parcourues.

### 5.1.2 Localisation apparente des sources dans le plan d'observation

La figure 5.2a montre le spectre dynamique de flux du SKR après le traitement détaillé dans l'annexe A qui permet d'exclure les émissions faiblement polarisées (donc la plupart des émissions locales enregistrées le long de la trajectoire de la sonde, dont la variation de la fréquence plasma relevée sur la figure 5.1). Les émissions basse fréquence observées au dessous de 50 kHz correspondent aux émissions à bande spectrale étroite identifiées comme n-SKR au chapitre 2 et ne seront pas discutées ici.

Le taux de polarisation circulaire est donné par le spectre dynamique de la figure 5.2b. Il montre, en accord avec les résultats du chapitre 2, que l'émission dominante est polarisée LH quand Cassini est située dans l'hémisphère sud et RH quand Cassini franchit l'équateur (pointillés) pour passer dans l'hémisphère nord.

#### Mode extraordinaire...

Le résultat de l'analyse goniopolarimétrique à deux dimensions dans le plan d'observation (voir l'annexe E) de l'ensemble de ces données est représenté sur le spectre dynamique de la figure 5.2c. Son intensité correspond à l'altitude apparente  $z$  de l'émission par rapport au plan équatorial. Cette figure illustre que le SKR observé provient principalement de l'hémisphère où est située la sonde, confirmant que l'émission dominante (RH nord et LH sud, indiquées par la mention R-X sur la figure 5.2b) correspond au mode extraordinaire R-X.



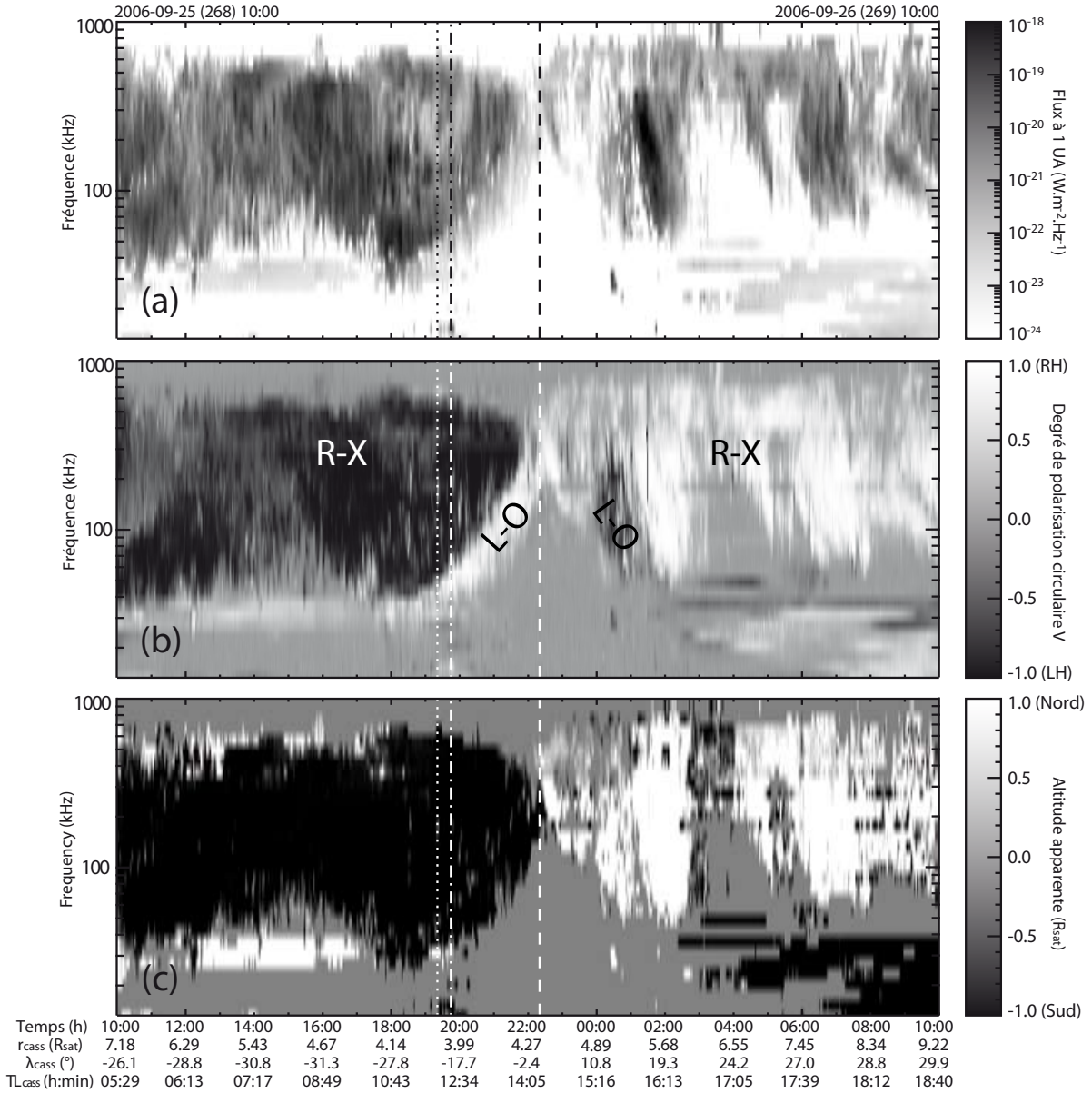


FIGURE 5.2 – Spectres dynamiques du flux du SKR normalisé à 1 UA (en  $\text{W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$ ) (a), du taux de polarisation circulaire V (b) et de l'hémisphère apparent des sources (c) fourni par l'analyse goniopolarimétrique dans le plan d'observation. Les données des panneaux (a) et (b) sont issues du traitement détaillé dans l'annexe A : elles correspondent à une exclusion des données  $|V| \leq 0.2$ . Sur le panneau (c), l'altitude apparente  $z$  (telle que définie à la figure E.1) est saturée aux valeurs -1 et 1 de façon à faire ressortir l'hémisphère d'origine de l'émission plutôt que son altitude projetée.

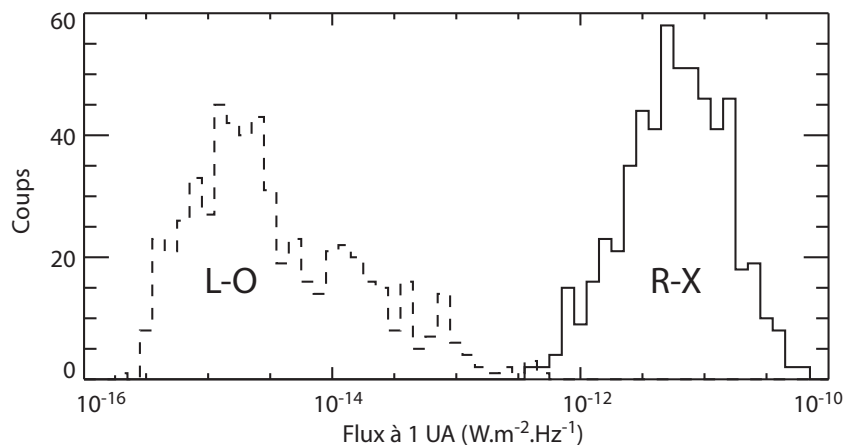


FIGURE 5.3 – Histogramme de la distribution des flux normalisés à 1 UA des émissions R-X et L-O de la figure 5.2b. Les zones utilisées correspondent à des fréquences comprises entre 100 kHz et 300 kHz et les intervalles de temps 16 h 19 min 12 s à 17 h 16 min 48 s pour R-X et 21 h 07 min à 22 h 05 min pour L-O.

### ... et mode ordinaire

Cependant on observe également de part et d'autre de la ligne en tirets des émissions polarisées LH issues de l'hémisphère nord et RH issues de l'hémisphère sud. Cette caractéristique est compatible avec une émission sur le mode ordinaire L-O. Pour étayer cette assertion, on va montrer que cette émission présente d'autres caractéristiques du mode ordinaire.

Les zones repérées par la mention L-O sur la figure 5.2b correspondent à des fréquences plus basses que le mode R-X dominant. Or on sait que la fréquence de coupure du mode O vaut  $f_O = f_{pe}$  (la fréquence plasma électronique). Comme  $f_{pe} \ll f_{ce}$  dans les régions source kroniennes [Galopeau et al., 1989], la fréquence de coupure du mode X s'écrit :  $f_X \sim f_{ce}(1+(f_{pe}/f_{ce})^2)$ , c'est-à-dire  $f_X \sim f_{ce}$  aux basses fréquences. On a alors  $f_O \leq f_X$ , ce qui est compatible avec les observations.

Par ailleurs, on sait que l'amplification sur le mode ordinaire est moins efficace que sur le mode extraordinaire : Mutel et al. [2008] ont par exemple calculé pour le cas terrestre que le rapport du taux de croissance des ondes ordinaires à celui des ondes extraordinaires valait  $\sim 10^{-3}$ . Or on peut voir sur la figure 5.2a que les zones L-O sont bien moins intenses que les zones R-X. Le flux des deux types d'émission est estimé quantitativement sur la figure 5.3 et montre que deux à quatre ordres de grandeur les séparent en faveur de l'émission R-X. Une estimation moyenne au chapitre 2 sur plus d'évènements avait conduit à la valeur  $\sim 10^{-2}$ .

En résumé, l'établissement des caractéristiques précédentes (polarisation et hémisphère d'origine, fréquence d'émission et intensité comparés à l'émission R-X) permet d'assimiler l'émission étudiée au mode ordinaire L-O. Une étude statistique sur un plus grand nombre de cas sera utile pour caractériser complètement cette composante (flux réel et diagramme d'émission comparés au mode R-X).

### 5.1.3 Localisation réelle des sources dans l'espace

L'annexe E rappelle le moyen de retrouver la position réelle d'une source à partir de sa direction d'arrivée et l'hypothèse qu'elle est émise par IMC sur le mode R-X à  $f \sim f_X \sim f_{ce}$ . La connaissance de sa position dans l'espace permet non seulement de retrouver la ligne champ magnétique associée mais aussi l'ouverture apparente de son cône d'émission.

### 5.1.4 Projection polaire magnétique

Si on suit la ligne de champ magnétique modélisée depuis la source jusqu'à la surface de la planète, on obtient une projection polaire magnétique (*i.e.* la position du pied de la ligne de champ) qui est une représentation pratique de la distribution des sources.

La figure 5.4 résume la distribution des lignes de champ actives sur l'intégralité de l'intervalle étudié. La colonne de gauche montre que les émissions LH observées au sud jusqu'à la traversée de l'équateur (le 25 septembre à 22 h 20 min) se répartissent sur la gamme de temps locaux TL  $\sim$  [02:00,13:00] avec des latitudes  $\lambda \sim$  [-80,-65°]. Deux concentrations de points sont visibles à TL  $\sim$  06:00 et TL  $\sim$  13:00 (notamment pour  $f \geq 200$  kHz). La structure de l'émission suit la forme d'un ovale clairement défini à basse fréquence le long d'une latitude  $\lambda \sim -70^\circ$ . La colonne de droite montre que les émissions RH observées au nord après la traversée de l'équateur se répartissent principalement sur la gamme de temps locaux TL  $\sim$  [11:00,16:00] sur les latitudes  $\lambda \sim$  [70,85°] entre 100 kHz et 400 kHz. Des sources à haute fréquence (de 400 kHz à 800 kHz) sont également visibles côté nuit mais apparaissent comme très dispersées sur une vaste zone. Comme indiqué par la quantité de diamants gris, une grande part (42%) des directions d'arrivée correspondant à l'observation de sources nord n'intercepte pas l'iso- $f_{ce}$ .

La légère différence en terme de latitude des sources observées pour les deux hémisphères ([-80,-65°] au sud et [70,85°] au nord) peut provenir de deux origines. D'abord, le décalage vers le nord du centre du dipôle magnétique (inclus dans le modèle SPV utilisé pour mener cette étude) induit une différence de latitude des pieds d'une même ligne de champ dans chaque hémisphère. Ainsi pour une ligne de champ d'apex égal à  $7.3 R_{sat}$ , le pied sud a une latitude de  $-70^\circ$  tandis que le pied nord possède une latitude de  $71.8^\circ$ . Cette différence correspond à la tendance observée. Par ailleurs, on a vu que la latitude des émissions aurorales UV peut varier en fonction du temps local avec une zone émissive occupant des latitudes plus élevées côté soir (voir par exemple l'ovale du 19 janvier 2007 sur la figure 4.7), ce qui va également dans le sens de la tendance constatée.

Considérant le fait que le SKR est plus intense avant la traversée de l'équateur, les sources les plus actives sont donc situées côté matin entre TL = 05:00 et TL = 13:00. Ce résultat confirme ceux issus des observations de Voyager.

Enfin, l'anisotropie de l'émission a une influence considérable sur la position des sources observées qui dépend notamment de la position de l'observateur. En pratique, Cassini observe des sources préférentiellement situées à TL<sub>cass</sub>  $\pm$  03:00. Il est cependant possible d'observer des sources sur le même méridien que celui de Cassini (mais à une latitude très différente). Je montrerai au chapitre 6 que les sources qui sont observées sur le méridien de Cassini sont celles de plus haute fréquence et constituent la partie supérieure des arcs observés dans les spectres dynamiques. Ces caractéristiques mettent en évidence la nécessité de tenir compte des effets de visibilité pour toute analyse de la position des sources et, plus généralement, des émissions du SKR.

### 5.1.5 Diagramme d'émission

Dans [Ceconi et al., 2008], nous nous sommes intéressés à l'angle d'ouverture du cône d'émission des sources. Cet angle est un angle apparent puisque nous avons supposé que l'émission a lieu à  $f \sim f_{ce}$  et que les rayons se propagent en ligne droite depuis cette origine.

La figure 5.5 représente la valeur de l'angle d'ouverture en fonction de la fréquence pour les composantes LH et RH. Seules les émissions fortement polarisées circulairement ont été considérées (ce qui équivaut à une sélection des plus hautes valeurs de SNR comme souligné à l'annexe A). Tous les points sont représentés, y compris ceux pour lesquels la direction d'arrivée n'intercepte pas l'iso- $f_{ce}$ .

Pour la composante RH-nord, l'angle d'ouverture moyen  $\langle \theta \rangle$  calculé pour les points dont la direction d'arrivée intercepte l'iso- $f_{ce}$  (représentés par des croix) vaut  $60 \pm 15^\circ$  entre 80 kHz et 400 kHz. Cependant, une partie non négligeable (42%) des points correspond à des sources en dehors de l'iso- $f_{ce}$  et conduit à  $\langle \theta_{hors\ iso-f_{ce}} \rangle \sim 90^\circ$  (cf annexe E). Il existe donc un biais sur la détermination de l'angle d'ouverture réel des sources, probablement supérieur à  $\langle \theta \rangle$ .

Pour l'émission LH-sud, le nombre de points au limbe est négligeable et la valeur moyenne calculée apparaît comme plus significative. On trouve une valeur de  $\langle \theta \rangle$  qui varie en fréquence de  $46 \pm 5^\circ$  à 50 kHz à  $55 \pm 7^\circ$  à

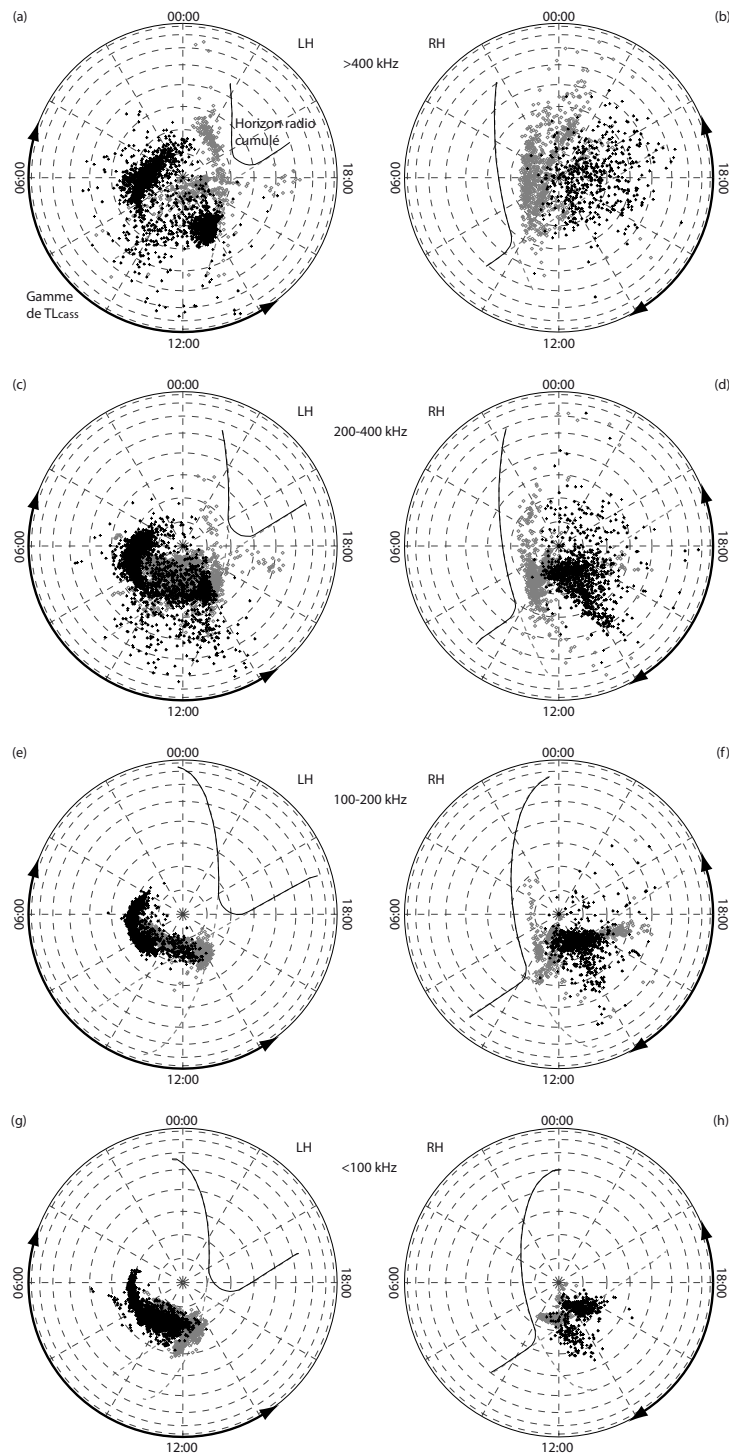


FIGURE 5.4 – Pied des lignes de champ magnétique, à la surface de la planète, portant les sources radio localisées par goniopolarimétrie. Les panneaux à gauche (a,c,e,g) et à droite (b,d,f,h) montrent respectivement les émissions LH-sud et RH-nord, qui correspondent chacune à une partie de l'intervalle étudié (voir figures 5.1 et 5.2). Les sources LH-sud sont observées de 10 h à 22 h 20 min (traversée du plan équatorial) le 25 septembre 2006 et les sources RH-nord de 22 h 20 min le 25 septembre à 10 h le 26 septembre 2006. Chaque ligne de la figure (constituée de deux panneaux) correspond à une sélection de fréquences différente :  $\geq 400$  kHz (a,b) 200–400 kHz (c,d), 100–200 kHz (e,f) et  $\leq 100$  kHz (g,h). Les croix noires et les diamants gris correspondent aux cas où la direction d'arrivée intercepte ou non l'isosurface  $f = f_{ce}$  associée (cf annexe E). La courbe en trait plein indique l'horizon radio "cumulé" sur l'intervalle, c'est-à-dire l'intersection de tous les horizons radio de la période (ce qui signifie qu'aucune émission n'a pu être observée au delà de cette limite). Les doubles flèches en trait gras montrent la gamme de  $TL_{cass}$  de l'intervalle étudié.

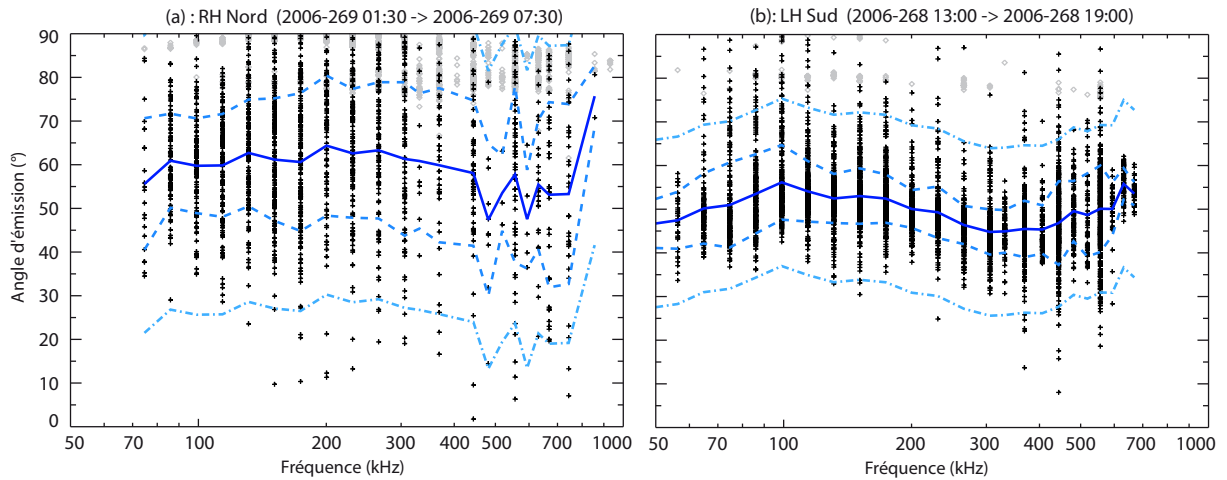


FIGURE 5.5 – Angle d'émission (entre la direction du champ magnétique à la source et la direction d'arrivée de l'onde) pour les sources nord (a) et sud (b) correspondant à un intervalle de 6 h précisé dans le titre de chaque panneau. Seules les données avec un taux de polarisation circulaire  $|V| \geq 0.9$  ont été retenues. Les croix noires et les diamants gris représentent les directions d'arrivée qui interceptent ou non leur iso- $f_{ce}$  (cf annexe E). Les courbes bleues en trait plein et en pointillés indiquent respectivement la moyenne et sa valeur  $\pm$  l'écart type calculées uniquement sur les croix. Les courbes mixtes en bleu clair montrent l'erreur maximale sur l'angle d'émission si on considère une barre d'erreur initiale de  $2^\circ$  sur la direction d'arrivée de l'onde dans le plan des antennes.

100 kHz, puis qui diminue pour atteindre  $45 \pm 5^\circ$  à 400 kHz.

Cette décroissance de l'angle d'émission vers les hautes fréquences ainsi que le fait que l'angle d'émission soit plus élevé au nord qu'au sud sont deux résultats importants qui font l'objet d'une discussion au chapitre 6.

## 5.2 Imagerie comparée des sources UV et radio

La partie 5.1 a montré qu'il était possible de localiser assez précisément les sources du SKR et les lignes de champ magnétique associées, ouvrant de nouvelles possibilités de comparaison directe des émissions UV et radio.

Dans le cas terrestre, et à l'aide des observations fournies par le satellite DE1, Huff et al. [1988] ont montré sur quelques exemples de goniométrie de l'AKR que les sources radio intenses se retrouvaient sur des lignes de champ se projetant dans la partie intense de l'ovale (observé en UV et visible). Une telle étude n'avait jamais été entreprise ni pour Jupiter ni pour Saturne.

Je me suis intéressé dans la partie qui suit, non seulement à la localisation des sources radio, mais également à leur intensité. L'annexe E détaille comment, une fois connues la position des sources, leur barre d'erreur associée et leur intensité, on peut réaliser des images radio semblables aux images UV.

### 5.2.1 Campagne d'observation commune HST-Cassini de janvier 2007

Les campagnes d'observation du HST de janvier 2004 et janvier 2007 correspondent toutes deux à des observations du SKR par RPWS. Cependant pour janvier 2004 (phase pré-insertion), les grandes valeurs de  $r_{cass}$  ne permettent pas de localiser les sources radio avec une précision suffisante. L'étude qui suit a donc été menée sur la campagne 2007.

La position de Cassini pendant cette période ainsi que les spectres dynamiques du flux et de la polarisation du SKR sont visibles au chapitre 6, où ils font l'objet d'une étude plus approfondie. On a vu à la partie 5.1 la faible erreur obtenue sur la localisation des sources radio lorsque Cassini est proche de la planète. Malheureusement

en janvier 2007, la sonde ne s'est pas approchée à moins de  $13 R_{sat}$  de Saturne, ce qui a pour effet d'augmenter considérablement la dispersion du signal par rapport aux dimensions de la planète. De plus l'intervalle du 20 janvier à midi au 23 janvier à midi montre une extinction du SKR caractéristique des hautes latitudes et fait disparaître une grande partie du signal utile. J'ai néanmoins analysé de manière systématique la position des sources radio sur tous les intervalles de temps correspondant aux images HST. Les quelques exemples ci-dessous illustrent les cas où la qualité des données est suffisante pour donner des résultats significatifs.

## 5.2.2 Etudes de cas

### Image HST individuelle du 17 janvier 2007

Le 17 janvier à 04 h 01 min, pendant que le HST enregistrerait une image de temps de pose 100 s avec l'instrument ACS et le filtre F125, le HFR fonctionnait en mode 2-antennes depuis Cassini, située à la position :  $r_{cass} = 13.1 R_{sat}$ ,  $\lambda_{cass} = -26.5^\circ$  et  $TL_{cass} = 12:47$ . Ces conditions étaient donc optimales : la distance Cassini-Saturne était la plus faible de la campagne, la latitude de Cassini permettait à la fois d'avoir une bonne visibilité sur l'hémisphère sud et de pouvoir utiliser les mesures 2-antennes. Enfin Cassini était quasiment sur le méridien sub-terrestre, jouissant d'un point de vue similaire au HST.

Les images UV et radio ainsi que leur projection polaire à la surface de la planète (voir les annexes C et E) sont représentées sur la figure 5.6. Là où l'émission radio est visible et intense, elles témoignent d'une correspondance frappante !

D'abord Cassini n'observe des sources radio intenses que côté matin, ce qui est en bon accord avec le fait que l'ovale UV devient diffus et peu intense côté soir. L'absence d'observation de sources sur le méridien de Cassini est directement à relier aux effets de visibilité décrits dans notre étude [Cecconi et al., 2008].

Ensuite la projection polaire radio montre que les émissions intenses côté matin reproduisent exactement la morphologie de la projection polaire de l'ovale UV à  $\lambda \sim -75^\circ$ , et ce, malgré une barre d'erreur large de  $\pm 10^\circ$  sur la latitude.

Par ailleurs, la structure de l'émission radio sur l'intervalle  $TL \sim [05:00, 08:00]$  est déterminée sur la projection polaire par les barres d'erreur "étalées" associées aux points proches du limbe (donc de l'horizon radio). On peut tirer une information supplémentaire de la localisation des points qui n'appartiennent pas à l'isosurface  $f = f_{ce}$  (non représentés sur la projection polaire radio). En effet, la figure E.2 correspond exactement aux images radio de la figure 5.6 mais représente uniquement la localisation des sources. On y voit sur la projection magnétique polaire que les points au limbe s'accumulent préférentiellement dans la continuité de l'ovale côté matin, en accord avec la tendance observée sur l'ovale UV.

Enfin, l'image dans le plan d'observation de Cassini permet de se représenter à deux dimensions que les sources radio intenses sont bien distribuées le long des lignes de champ magnétique de  $\lambda_B = -75^\circ$  et de  $TL_B = 06:00, 08:00$  et  $10:00$  (notées (1), (2) et (3)).

Ce premier cas illustre donc, malgré l'imprécision liée à la distance au moment de l'observation, une corrélation claire entre les lignes de champ actives en radio et en UV.

### Image HST moyenne du 17 janvier 2007

Le cas précédent consistait en l'étude d'un intervalle de 100 s. Pour améliorer le rapport signal sur bruit, la figure 5.7 montre une image similaire à celle de la figure 5.6, mais où le temps d'intégration en UV comme en radio correspond au temps de pose total du HST sur la journée (19 poses de 100 s chacune).

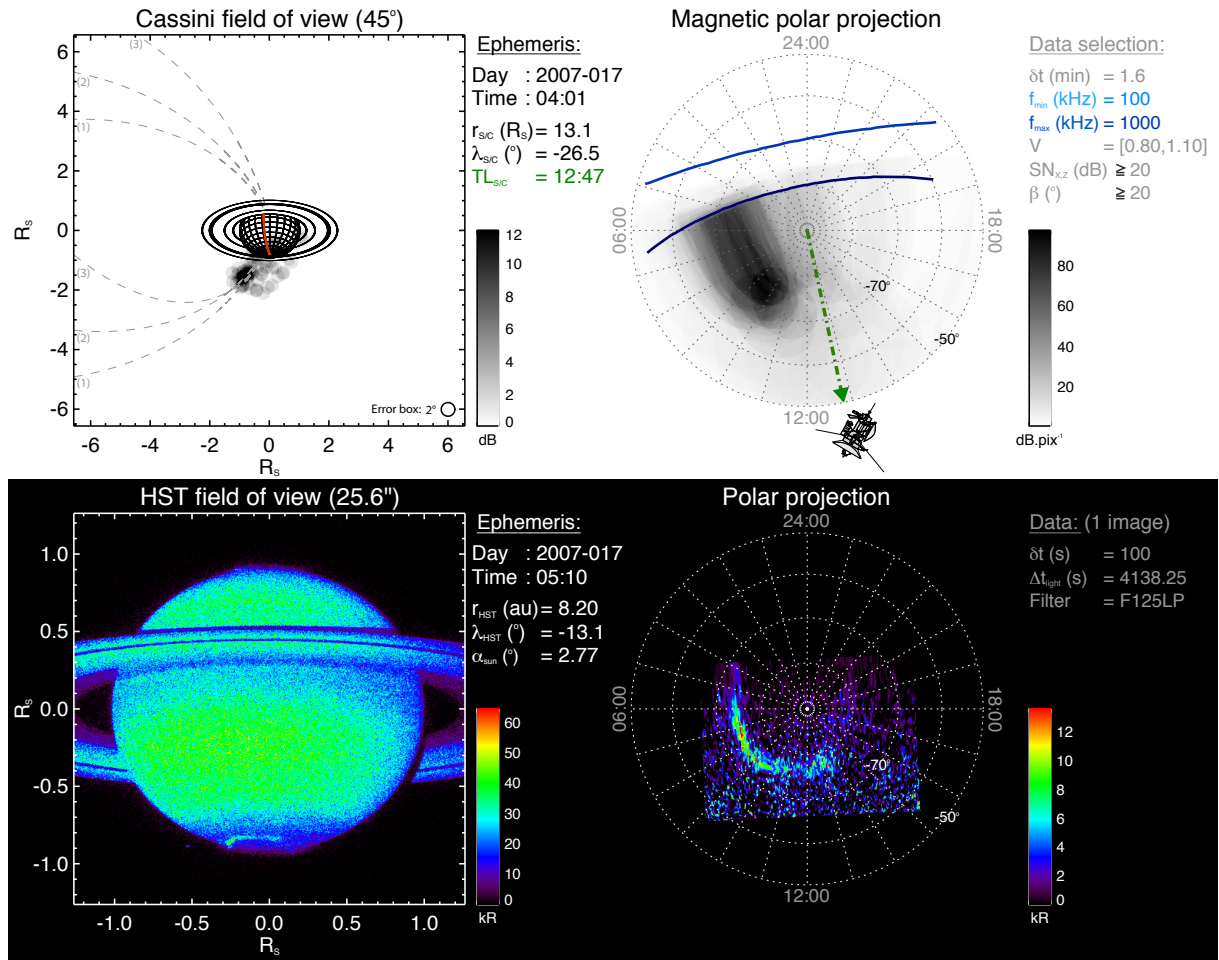


FIGURE 5.6 – Images radio et UV du 17 janvier 2007 à 04 h 01 min intégrées sur une durée de 100 s. Les éphémérides correspondantes de Cassini et du HST sont indiquées au centre. Les deux panneaux du haut montrent les images radio (voir annexe E) respectivement dans le plan d’observation de Cassini et en projection polaire magnétique à la surface de la planète, utilisant une sélection de données précisée à droite. Cette sélection est sévère pour ne prendre en compte que les sources les plus intenses et fortement polarisées pour toutes les fréquences du SKR entre 100 et 1000 kHz (des effets de réfraction sont probables au dessous de 100 kHz). Sur l’image de gauche le méridien de temps local midi est indiqué en rouge tandis que sur celle de droite (organisée en temps local)  $TL_{\text{cass}}$  est indiqué par une flèche verte. Les lignes de champ magnétique notées (1), (2) et (3) ont respectivement un pied de coordonnées  $\lambda_B = -75^{\circ}$  et  $TL_B = 06:00, 08:00$  et  $10:00$ . Les lignes bleues indiquent les horizons radio correspondant aux fréquences limites de la gamme sélectionnées : 100 kHz et 1000 kHz. Les deux panneaux du bas montrent l’image UV brute correspondant aux données indiquées à droite et sa projection polaire après soustraction du réfléchi solaire et correction de l’angle de phase.

On observe que la morphologie de l’ovale UV, la distribution des sources radio et leur intensité respective sont mieux définies. L’image radio dans le plan d’observation de Cassini montre une tache source très intense et une émission plus étalée à proximité de la planète (l’incertitude sur le couple  $(\theta, \phi)$  dépend du SNR). La projection polaire magnétique révèle une structure intense côté matin plus précise que celle de la figure 5.6 : la latitude de l’émission radio suit un ovale à  $-75 \pm 7^{\circ}$ , compatible avec l’ovale UV.

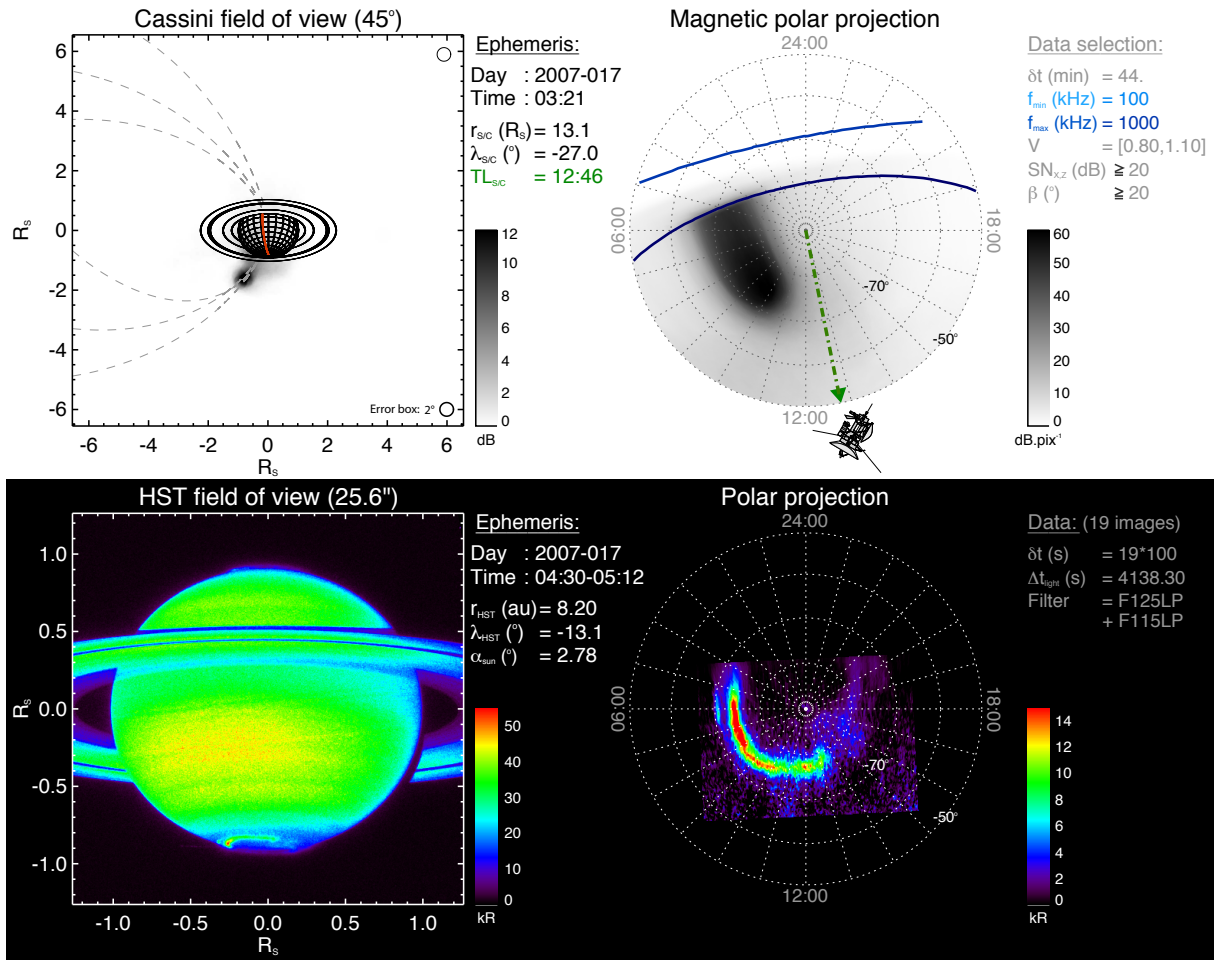


FIGURE 5.7 – Idem figure 5.6 à l’exception de la durée d’intégration des images, qui correspond ici à l’intégralité des prises de vue HST de la journée du 17 janvier 2007 (19 poses de 100 s chacune).

Effet de la visibilité, l’émission intense disparaît au temps local 11:00  $\sim TL_{\text{cass}} - 02:00$ . Autre effet probablement relié à la visibilité, l’observation d’un point chaud dans l’ovale UV à 06:00 (à une latitude  $\sim -70^{\circ}$ ) n’est pas observée aussi clairement dans l’image radio, mais dans ce cas  $\sim 07:00$  de temps local séparent Cassini et la position de la zone intense.

### Image HST moyenne du 14 janvier 2007

Pour tester la robustesse de cette correspondance UV/radio obtenue sur un jour particulier, il importait de la vérifier dans une autre configuration Cassini-Saturne. Cependant les autres journées d’observation n’ont pas permis d’obtenir des données radio d’aussi bonne qualité au moment des mesures HST, notamment à cause de la sporadicité de l’émission, de sa visibilité et de la distance Saturne-Cassini. Malgré tout, les cartes radio de la figure 5.8, bien qu’entachées d’une grande imprécision, viennent confirmer ces premiers résultats.

Le 14 janvier 2007, de 14 h 09 min à 14 h 52 min, Cassini était située à  $r_{\text{cass}} = 16.7 R_{\text{sat}}$ ,  $\lambda_{\text{cass}} = -26.5^{\circ}$  et  $TL_{\text{cass}} = 03:04$ . La sonde avait donc un point de vue quasiment opposé (côté minuit) à celui du HST (côté midi). La figure 5.8 montre que l’ovale UV moyen sur la journée est fin et bien défini entre  $TL = 05:00$  et  $TL = 13:00$



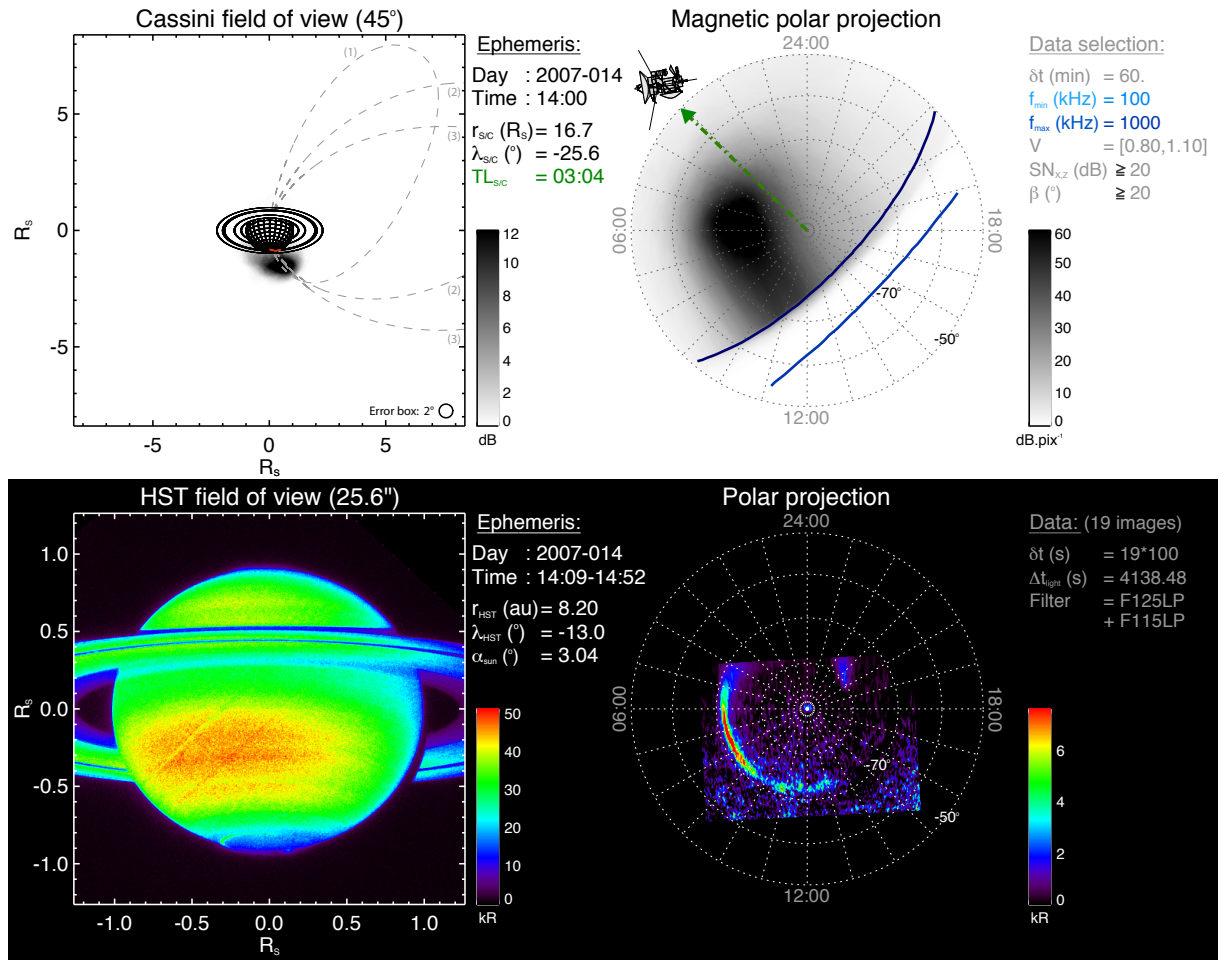


FIGURE 5.8 – Idem figure 5.7 pour la journée du 14 janvier. Les pieds des lignes de champ magnétique notées (1), (2) et (3) sur l'image radio en haut à gauche ont pour coordonnées :  $\lambda_B = -75^{\circ}$  et  $TL_B = 04:00, 06:00$  et  $08:00$ .

à  $-72 \pm 2^{\circ}$  de latitude. L'émission radio observée par Cassini provient à nouveau essentiellement du côté matin. La partie la plus intense de la projection polaire radio est située entre  $TL = 04:00$  et  $TL = 08:00$  à une latitude de  $-75 \pm 8^{\circ}$ . Avant  $04:00$ , l'émission qui fait face à la sonde ne peut plus être observée tandis que la structure de l'émission intense côté matin au delà de  $08:00$  s'étire dans la direction de la projection de l'ovale UV. Il n'est pas possible de discuter l'absence d'émission radio intense côté nuit puisque la partie projetée correspondante de l'ovale UV n'est pas visible. L'image non projetée suggère néanmoins la présence d'une émission peu intense.

Malgré une grande incertitude, ce second exemple vient donc confirmer une correspondance forte entre les lignes de champ actives en UV et en radio, établie grâce aux images précédentes. Ce résultat est important car il signifie que ce sont les mêmes faisceaux d'électrons énergétiques, accélérés à la frontière de la calotte polaire (à la limite entre les lignes de champ ouvertes et fermées), qui alimentent les sources UV et radio.

### 5.2.3 Ovale radio statistique préliminaire

Malgré une intersection limitée entre les observations du HST et de Cassini, les émissions aurales UV comme radio ont été suffisamment observées pour pouvoir mener une étude statistique sur chaque émission indépendam-

ment. Un ovale moyen UV calculé sur les campagnes 2004 et 2007 a été obtenu au chapitre précédent et est représenté sur la figure 4.8.

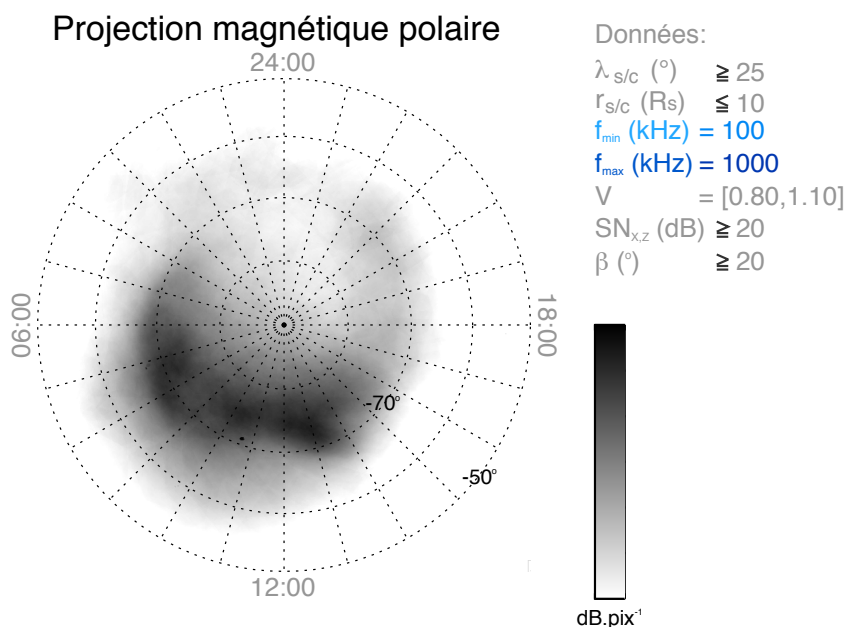


FIGURE 5.9 – Ovale radio statistique déduit des 11.7 jours d’observation cumulés (durant lesquels la sonde a observé tous les temps locaux) en mode 2-antennes pour les sélections indiquées à droite entre le 31 juin 2004 et le 31 décembre 2007. Les données de l’hémisphère nord et de l’hémisphère sud ont été utilisées ensemble sur une seule et même projection sous l’hypothèse d’une conjugaison magnétique des sources. On a donc une incertitude intrinsèque de  $\Delta\lambda_B \sim 2^\circ$  due au modèle de  $\mathbf{B}$  sur la latitude de l’émission. Un seuil a été appliqué pour augmenter le contraste.

Il est possible d’effectuer la même opération pour les observations radio. Afin d’obtenir une bonne précision sur la position de sources, seules les positions de Cassini correspondant à une bonne visibilité de l’émission ont été retenues ( $r_{cass} \leq 10 R_{sat}$  et  $\lambda_{cass} \geq 25^\circ$ ). Les mesures 2-antennes satisfaisant à cette sélection entre le 30 juin et 2004 et le 30 mars 2008 correspondent ainsi à une durée de 11.7 jours. Le calcul lourd ayant mené à l’image radio de la figure 5.9 a été réalisé avant la découverte de la polarisation elliptique du SKR pour  $\lambda_{cass} \geq 30^\circ$ . Une analyse à posteriori de la comparaison de la localisation des sources issues des modes 2-antennes et 3-antennes m’a permis de vérifier que les directions données par le mode 2-antennes étaient fausses au delà de la limite en latitude de  $30^\circ$ . Les implications sur la construction de la carte radio de la figure 5.9 sont les suivantes : il n’y a pas d’incidence lorsque les directions sont suffisamment fausses pour ne pas intercepter avec l’iso- $f_{ce}$  (points non pris en compte, voir annexe E) ; par ailleurs lorsqu’il y a intersection de l’iso- $f_{ce}$ , les positions trouvées sont aléatoires et produisent un fond diffus sur l’image. En conséquence les structures discrètes observées sur la figure 5.9 sont dues aux 18% des données pertinentes où  $|\lambda_{cass}|$  appartient à  $[25^\circ, 30^\circ]$ . Un seuil d’intensité a été appliqué à l’image pour atténuer la contribution des émissions diffuses.

La carte radio préliminaire obtenue révèle une structure forme d’ovale de latitude comprise entre  $70^\circ$  et  $80^\circ$  (les émissions nord et sud sont tracées ensemble, ce qui correspond à une vue "au travers" de la planète pour l’hémisphère sud) qui confirme les résultats présentés dans la partie 5.1. L’ovale radio moyen présente de plus une surintensité entre TL = 05:00 et TL = 14:00 (incluant une possible contribution liée au cornet polaire aux temps locaux voisins de midi) et une émission plus diffuse et moins intense côté soir (cette tendance est considérée

comme significative car Cassini a couvert tous les temps locaux). Les caractéristiques de cet ovale radio moyen correspondent exactement à celles relevées sur l'ovale UV moyen.

Si ce résultat va dans le sens des études de cas, seule une caractérisation à l'aide de mesures 3-antennes pourra permettre d'établir sans ambiguïté la morphologie précise l'ovale radio moyen.

### 5.3 Perspectives

Comme mentionné dans la dernière partie, les mesures 2-antennes présentent une limite intrinsèque à la détermination des grandeurs  $(\theta, \phi)$  dans la mesure où elles supposent une polarisation linéaire nulle. L'utilisation en routine des mesures 3-antennes devrait permettre de calculer précisément la localisation des sources depuis n'importe quelle position de la sonde. Les positions de haute latitude sont particulièrement intéressantes dans la mesure où elles permettent de voir des sources sur une grande gamme de temps locaux. La décision récente (RPWS Team Meeting de mai 2008) d'augmenter la proportion des mesures 3-antennes par rapport aux mesures 2-antennes va dans ce sens.

L'étude comparée UV/radio de la localisation des sources sur la campagne 2007 a vocation naturelle à s'étendre à la récente campagne d'observation de janvier 2008 pour laquelle Cassini a parcouru une grande variété de positions à haute latitude et à proximité de la planète avec des enregistrements en mode 3-antennes. Ces données devraient permettre de caractériser la morphologie détaillée mais aussi la variabilité de l'ovale radio, et enfin permettre de comparer les puissances émises par chaque mécanisme en ne considérant que les zones d'émission communes radio et UV.

Une étude étendue multi-spectrale, incluant les observations UV et IR des instruments UVIS et VIMS embarqués sur Cassini est une autre perspective proche fournissant l'opportunité d'observer toutes les émissions aurorales d'un même et unique point de vue.

Les résultats présentés dans ce chapitre sont cohérents avec ceux déduits de l'étude statistique du chapitre 2 sur la distribution des sources ou de l'angle d'émission du SKR. Cependant, ils montrent que la localisation du SKR devient vite difficile lorsque la visibilité n'est pas bonne ou lorsque la sonde est trop loin de la planète. Plusieurs moyens d'améliorer la précision sur la localisation des sources sont envisageables. La méthode de détermination de la position spatiale de la source repose d'abord sur l'hypothèse  $f \sim f_{ce}$ . Un moyen plus précis de déterminer cette position serait de calculer l'iso-contour de la fréquence de coupure réelle  $f_X$  en tout point de l'environnement de Saturne.

Le modèle de champ utilisé est le modèle SPV avec la contribution de l'anneau de courant de Connerney et al. [1983]. Si Cassini n'a pas encore permis d'obtenir des observations suffisamment proches de Saturne pour améliorer sensiblement le modèle SPV, un modèle d'anneau de courant récemment proposé par Bunce et al. [2007] pourrait être une autre étape pour améliorer la localisation des sources.

Une analyse statistique de l'angle d'émission des sources posera une contrainte empirique sur les caractéristiques de la production des émissions radio par IMC. Le chapitre 6 montre qu'on peut calculer des angles d'émission typiques au nord et au sud qui mènent à modéliser correctement le SKR.

L'étude de l'influence de la réfraction par tracé de rayons (dont on s'attend à ce qu'elle soit importante en deçà de 100 kHz) est indispensable pour estimer les caractéristiques des sources basse fréquence.

### 5.4 Les rendez vous d'Hubble et Cassini

L'instrument HFR embarqué sur la mission Cassini a permis de mener pour la première fois une analyse goniopolarimétrique systématique sur les émissions radio aurorales d'une autre planète que la Terre.

L'étude de la localisation des sources du SKR a confirmé un résultat fondamental : les sources radio sont présentes tout autour de la planète, y compris côté nuit, mais elles sont généralement plus intenses côté matin. Les effets de visibilité intrinsèque se traduisent par une observation partielle des zones émissives. La sonde observe en

général des sources dans des régions restreintes à une gamme de temps locaux voisins de celui de l'observateur, gamme qui dépend de la latitude de la sonde.

La localisation spatiale des sources sur un intervalle réduit correspondant à un périkrone a conduit à une identification d'émission marginale sur le mode ordinaire ainsi qu'à une première évaluation de l'angle d'émission pour les observations de chaque hémisphère qui semble évoluer autour de  $60 \pm 15^\circ$  à 100 kHz pour décroître avec la fréquence.

Les images UV ont également été comparées aux images correspondantes d'intensité du SKR. Des études de cas ont démontré que l'émission radio observée correspond à une partie de l'ovale UV. Les premiers résultats statistiques sont encore plus prometteurs puisque la structure moyenne des émissions radio tout autour de la planète ressemble fortement à celle de l'ovale UV.

Ces résultats suggèrent donc pour la première fois l'existence d'un ovale radio lié directement à l'ovale UV et posent de nouvelles questions. Quelle est la variabilité à court terme des lignes de champ actives pour chaque mécanisme ? Comment se distribue l'énergie des électrons auroraux entre précipitation dans l'atmosphère et amplification d'ondes électromagnétiques à haute altitude par effet maser ?

La campagne HST de janvier 2008, ainsi que les observations de Cassini (UVIS, VIMS) et celles des grands télescopes au sol fourniront l'occasion de se pencher prochainement sur ces questions.



# CHAPITRE 6

---

## Simulation des effets de visibilité du SKR

---

**P**RÉCÉDEMMENT a été mise en évidence la complexité de l'anisotropie du rayonnement kilométrique kronien dont les sources, distribuées de façon inhomogène dans les zones aurorales, illuminent sélectivement certaines régions de l'espace. Ceci peut s'observer sous la forme de structures temps-fréquence typiques dans les spectres dynamiques obtenus le long de la trajectoire de l'observateur. D'abord des formes d'arcs, connues depuis Voyager [Boischot et al., 1981] et observées dans les émissions radio aurorales joviennes ont de nouveau été détectées dans les spectres RPWS (voir figure 6.1a,b). L'utilisation par Thieman et Goldstein [1981] d'un diagramme d'émission empirique pour modéliser ces arcs constitue la seule tentative de simulation des émissions kroniennes. Par ailleurs, j'ai répertorié d'autres types de structures dans les observations Cassini au chapitre 2 comme la disparition du SKR à proximité de la planète (attribuée à l'entrée dans la zone d'ombre équatoriale) ainsi que l'extinction du signal aux limites haute et basse fréquence du spectre aux hautes latitudes nord.

Ce chapitre propose de tirer partie de ces mesures pour modéliser théoriquement l'effet de l'anisotropie de l'émission dans les spectres dynamiques en simulant la visibilité du SKR pour des sources et un observateur donnés. Les résultats présentés ont été obtenus grâce au code SERPE (Simulateur d'Emissions Radio Planétaires et Exoplanétaires) développé pour Jupiter et que j'ai adapté au cas de Saturne.

La modélisation des structures en forme d'arcs ainsi que la zone d'ombre équatoriale a fait l'objet d'une publication au *Journal of Geophysical Research* [Lamy et al., 2008a], visible à l'annexe G.8. Les parties 6.1 à 6.3 résument brièvement le fonctionnement du modèle utilisé et montrent les premiers résultats obtenus tandis que la partie 6.4 détaille la simulation des extinctions de signal observées aux hautes latitudes nord. Enfin, la partie 6.5 discute comparativement le résultat de ces simulations.

### 6.1 Simuler les émissions radio planétaires

Le code de simulation SERPE, développé par Hess et al. [2008] pour modéliser les émissions radio résultant de l'interaction Io-Jupiter (observées sous la forme d'arcs), repose sur le mécanisme de l'Instabilité Maser Cyclotron (IMC), considéré comme le meilleur candidat pour expliquer la génération des émissions radio aurorales (détectées sur la Terre, Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune). SERPE permet de calculer la visibilité des sources radio dont

le diagramme d'émission est contraint par l'IMC, et ainsi de construire les spectres dynamiques détectés par un observateur donné. J'ai adapté ce code à Saturne en utilisant le modèle de champ magnétique connu sous le nom de SPV (Saturne-Pioneer-Voyager) développé par Davis et Smith [1990] associé à la contribution magnétique apportée par l'anneau de courant équatorial modélisé par Connerney et al. [1983]. La description de son fonctionnement est l'objet de l'annexe F.

### 6.1.1 Instabilité Maser Cyclotron

L'IMC a été décrite en détail par Wu [1985] et Wu et Lee [1979]. Son utilisation dans le cadre du code SERPE a été rappelée par Hess et al. [2008] et est brièvement résumée ci-dessous. L'IMC est un mécanisme d'émission qui repose sur une instabilité résonante entre des électrons énergétiques (quelques keV) en mouvement hélicoïdal autour des lignes de champ magnétique (à la gyropulsation  $\omega_{ce} = 2\pi f_{ce}$ ) et des ondes électromagnétiques polarisées circulairement (de pulsation  $\omega = 2\pi f$ ). L'équation de résonance s'écrit :

$$\omega = \omega_{ce}/\Gamma + k_{\parallel}v_{\parallel} \quad (6.1)$$

où  $\Gamma = 1/\sqrt{1 - v_{e-}^2/c^2}$  est le facteur de Lorentz relativiste,  $v_{e-}$  la vitesse des électrons résonants et  $\mathbf{k}$  le vecteur d'onde où l'indice  $\parallel$  indique la projection le long de la direction du champ magnétique à la source [Wu, 1985]. Cette équation exprime le fait qu'il y a résonance quand la pulsation de l'onde, égale dans le référentiel de l'électron à  $\omega - k_{\parallel}v_{\parallel}$ , est égale à la gyropulsation relativiste de l'électron  $\omega_{ce}/\Gamma$ .

Dans l'approximation faiblement relativiste,  $v_{e-} \ll c$ ,  $\Gamma$  s'écrit :

$$\Gamma \sim 1 + \frac{v_{e-}^2}{2c^2} \sim 1 + \frac{v_{\parallel}^2}{2c^2} + \frac{v_{\perp}^2}{2c^2} \quad (6.2)$$

et la condition de résonance 6.1 correspond à l'équation d'un cercle dans le plan des vitesses ( $v_{\parallel}, v_{\perp}$ ) de centre  $v_0 = k_{\parallel}c^2/\omega_{ce}$  et de rayon  $R(v_0, \omega, \omega_{ce})$  [Galopeau et al., 2004]. Le taux de croissance  $\gamma$  (dont l'intégrale sur le trajet de l'onde donne l'amplification) le long de ce cercle de résonance dépend directement de  $\nabla_{v_{\perp}} f(v_0, R)$  où  $f$  est la distribution des électrons dans le plan des vitesses ( $v_{\parallel}, v_{\perp}$ ) [Wu, 1985] et  $\nabla_{v_{\perp}}$  le gradient dans la direction  $v_{\perp}$ . Il peut y avoir amplification quand  $\nabla_{v_{\perp}} f(v_0, R)$  est positif et que sa contribution est dominante.

L'angle d'ouverture du cône d'émission radial  $\theta$  par rapport à la direction du champ magnétique est relié au centre du cercle de résonance  $v_0$  selon l'équation :

$$c \cos \theta = c \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}}{k} = c \frac{k_{\parallel}}{k} = \frac{k_{\parallel} c^2}{\omega_{ce}} \frac{\omega}{k c} \frac{\omega_{ce}}{\omega} = v_0 \frac{1}{N} \frac{\omega_{ce}}{\omega} \quad (6.3)$$

où  $N$  est l'indice de réfraction (donné par l'équation de dispersion d'Appleton-Hartree dans un plasma froid) et  $\mathbf{B}$  le champ magnétique.

Je ne m'intéresse par la suite qu'à l'émission dominante émise sur le mode extraordinaire R-X (correspondant à une polarisation droite pour les ondes les plus amplifiées) à une pulsation proche de la pulsation de coupure  $\omega_X = 2\pi f_X$  (cf chapitre 1). Comme le SKR est émis dans des régions raréfiées en plasma ( $\omega_{pe} \ll \omega_{ce}$ , avec  $\omega_{pe}$  la fréquence plasma électronique, voir [Galopeau et al., 1989]), j'utiliserai ci-après l'approximation  $\omega \sim \omega_X \sim \omega_{ce}$ . Par ailleurs, je négligerai aussi les effets de réfraction le long de la trajectoire des ondes, ce qui correspond à un indice de réfraction  $N$  voisin de 1. En d'autres termes, je considérerai que les ondes émises se déplacent en ligne droite depuis la source jusqu'à l'observateur.

### 6.1.2 Distributions électroniques instables

L'IMC amplifie donc des ondes radio sous certaines conditions à partir de l'énergie perpendiculaire d'électrons accélérés. Cette énergie libre peut provenir d'une distribution électronique  $f$  dans le plan des vitesses  $(v_{\parallel}, v_{\perp})$  instable ( $\nabla_{v_{\perp}} f \geq 0$ ) comme celle de type "cône de perte" ou "fer à cheval" [Treumann, 2006].

#### L'instabilité "cône de perte"

Comme précisé au chapitre 1, les électrons responsables des émissions aurorales spiralent autour des lignes de champ magnétique entre deux points miroirs. La position des points miroirs sur la ligne de champ est déterminée par l'angle  $\alpha_{eq}$  (appelé angle d'attaque à l'équateur,  $\alpha$  représente l'angle d'attaque courant) entre la vitesse des électrons  $v_{e-}$  et le champ magnétique à l'équateur magnétique  $\mathbf{B}$ . On note  $\alpha_{eq, lim}$  l'angle d'attaque qui correspond à un point miroir situé à la limite entre la magnétosphère et l'atmosphère. Si ces points miroirs sont situés hors de l'atmosphère ( $\alpha_{eq} = ]\alpha_{eq, lim}, 90^\circ[$ ), les électrons sont réfléchis alternativement d'un hémisphère à l'autre. Si par contre, ces points sont situés dans l'atmosphère ( $\alpha_{eq} = [0^\circ, \alpha_{eq, lim}[$ ), les électrons "descendants" vers la planète ( $v_{\parallel} \geq 0$ ) sont perdus par collision, ce qui entraîne une asymétrie de la distribution dans le plan  $(v_{\parallel}, v_{\perp})$ . La partie de vide ( $[0, \alpha_{eq, lim}[$  pour les  $v_{\parallel} \leq 0$ ) correspond à un cône de révolution autour de l'axe  $v_{\perp}$  à l'origine du nom de "cône de perte".

Le cercle de résonance correspondant à l'onde la plus amplifiée doit être tangent à la limite du cône pour privilégier la contribution  $\nabla_{v_{\perp}} f(v_0, R) \geq 0$ . Ce cercle est centré sur  $v_0 = v_{e-} / \cos \alpha_{eq, lim} \neq 0$ . La distribution "cône de perte" favorise donc une émission oblique (cf équation 6.3) par rapport à la direction du champ magnétique à l'endroit de l'amplification.

Grâce à la conservation du premier invariant adiabatique  $v_{\perp}^2 / \omega_{ce}$  et de l'énergie cinétique des électrons  $v_{e-}^2 = v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2$ , on peut écrire :

$$\cos \alpha = \sqrt{1 - \omega_{ce} / \omega_{ce, max}} \quad (6.4)$$

où  $\omega_{ce, max}$  est la gyropulsation maximale au pied de la ligne de champ dans la haute atmosphère (voir annexe F.1). On peut alors calculer l'angle d'ouverture du cône d'émission correspondant  $\theta(f)$  à partir de l'équation 6.3 :

$$\theta = \arccos\left(\frac{v_{e-}}{c} \frac{1}{N} \frac{\omega_{ce}}{\omega} \frac{1}{\sqrt{1 - \omega_{ce} / \omega_{ce, max}}}\right) \quad (6.5)$$

Comme nous avons supposé plus haut  $\omega \sim \omega_{ce}$  et  $N \sim 1$ , l'équation 6.5 se simplifie finalement en :

$$\theta = \arccos\left(\frac{v_{e-}}{c} \frac{1}{\sqrt{1 - \omega_{ce} / \omega_{ce, max}}}\right) \quad (6.6)$$

#### L'instabilité type "fer à cheval"

L'instabilité de type "fer à cheval" provient de faisceaux d'électrons accélérés parallèlement à une vitesse  $v_f$ . Lorsque le faisceau se propage, les électrons qui le composent évoluent de façon adiabatique. Leur distribution prend la forme d'un fer à cheval dans le plan  $(v_{\parallel}, v_{\perp})$  (donc à deux dimensions). Le cercle de résonance associé à l'onde la plus amplifiée est un cercle centré sur  $v_0 = 0$  et tangent au bord interne de la coquille. D'après l'équation 6.3, cette distribution favorise donc l'émission strictement perpendiculaire :  $\theta(f) = 90^\circ$ . Comme cette distribution est de révolution autour de l'axe  $v_{\parallel}$ , la forme de la distribution prend le nom de "coquille" à trois dimensions.



Latitude $\lambda_B$ source radio	Longitude source radio	Altitude aurores	Distribution électronique	Vitesse des électrons $v_{e-}$ (énergie cinétique)	Angle d'ouverture $\theta(f)$ du cône d'émission	Epaisseur $\Delta\theta$ du cône d'émission	Position de l'observateur	Fréquence	Résolution temporelle
70° (65°-80°)	0°-360°	1000 km	Cône de perte	0.3 c (23 keV) (0.06-0.4c (1-23 keV))	cf. eq. (1)	5° (1-5°)	Cassini	10-1200 kHz	3 min.
70° (65°-80°)	0°-360°	-	Fer à cheval	-	55° (55°-90°)	5° (1-5°)	Cassini	10-1200 kHz	3 min.

TABLE 6.1 – Gamme de paramètres utilisée dans les simulations.

Par souci de clarté, j'éviterai ci-après la formulation complète : "simulation fondée sur l'IMC avec un angle d'ouverture calculé grâce à une distribution de type cône de perte ou fer à cheval" pour la remplacer avantageusement par : simulation "cône de perte" ou simulation "fer à cheval".

### 6.1.3 Cas kronien et paramètres libres

SERPE calcule l'intensité  $I(t,f)$  de sources radio fixées, observées par un observateur choisi, directement sous la forme de spectres dynamiques. Outre le choix du champ magnétique (voir plus haut), SERPE utilise en entrée une série de paramètres qui sont décrits et commentés dans l'annexe F, résumés dans le tableau 6.1 et discutés ci-après.

L'étude paramétrique menée dans la partie F.3 montre que les paramètres libres se réduisent à la latitude du pied des lignes de champ des sources radio  $\lambda_B$  et à l'angle d'ouverture du diagramme d'émission  $\theta(f)$ . L'objectif de la modélisation des effets de visibilité du SKR est de contraindre ce couple de variables.

Pour simplifier la formulation, le terme de "source" radio (nord ou sud) désigne ci-après une demi-ligne de champ magnétique active (c'est-à-dire correspondant à un seul hémisphère), peuplée par des points source (sources individuelles) sur une gamme de fréquence donnée (voir tableau 6.1).

## 6.2 Arcs et arcs double dans le SKR

Les spectres dynamiques 6.1a,b montrent un exemple caractéristique d'arcs détectés depuis le plan équatorial sur une période d'environ deux jours correspondant à cinq bouffées (ou occurrences) typiques de SKR. Les arcs ajustés par les pointillés jaunes se répètent avec la même morphologie, ce qui suggère qu'il pourrait s'agir d'une seule et même région source observée (au moins) deux fois. Leur récurrence correspond à une période égale à 90% de la période radio : les arcs "dérivent" par rapport aux bouffées de SKR. On remarque également que chaque arc correspond en réalité à une structure double constituée de deux arcs imbriqués qui possèdent une polarisation circulaire opposée. En accord avec les observations détaillées au chapitre 2, c'est la composante RH qui domine à haute fréquence.

Les figures 6.1c,d,e montrent les spectres dynamiques simulés avec SERPE pour une gamme de paramètres typiques (voir tableau 6.1) et deux types d'angle d'ouverture calculés grâce aux instabilités "cône de perte" (panneaux (c) et (d)) et "fer à cheval" (panneau (e)) définies dans la partie 6.1. Chaque spectre modélise l'observation d'une ou plusieurs sources radio le long de la trajectoire de Cassini.

La figure 6.1c simule le spectre observé pour deux types de source dans l'hémisphère sud : l'une fixée en temps local (en gris), et l'autre fixée en longitude (en noir) c'est-à-dire qui tourne en corotation rigide avec la planète. On voit qu'il est possible de modéliser une structure en forme d'arc grâce à une émission oblique (ici type "cône de perte") quand la source radio observée se déplace dans le référentiel de l'observateur. Les deux cas simulés ici correspondent à deux limites de la vitesse relative source/observateur, qui fixe la largeur de l'arc simulé. Les arcs observés dans les figures 6.1a,b ne sont pas ajustés par des sources fixes en temps local (pourtant suggérées par les observations Voyager) mais plutôt par des sources en corotation avec la planète. La fréquence maximale des arcs simulés, située à  $\sim 1000$  kHz est un peu plus élevée que celle des arcs LH, observée à  $\sim 700$  kHz.

La figure 6.1d montre que le meilleur ajustement de la forme des arcs simulés est obtenu pour une source entraînée avec la planète à un taux de sous-corotation de l'ordre de 90%. On note également que l'utilisation de deux sources conjuguées nord/sud permet de retrouver une structure d'arc double où, comme observé, la composante

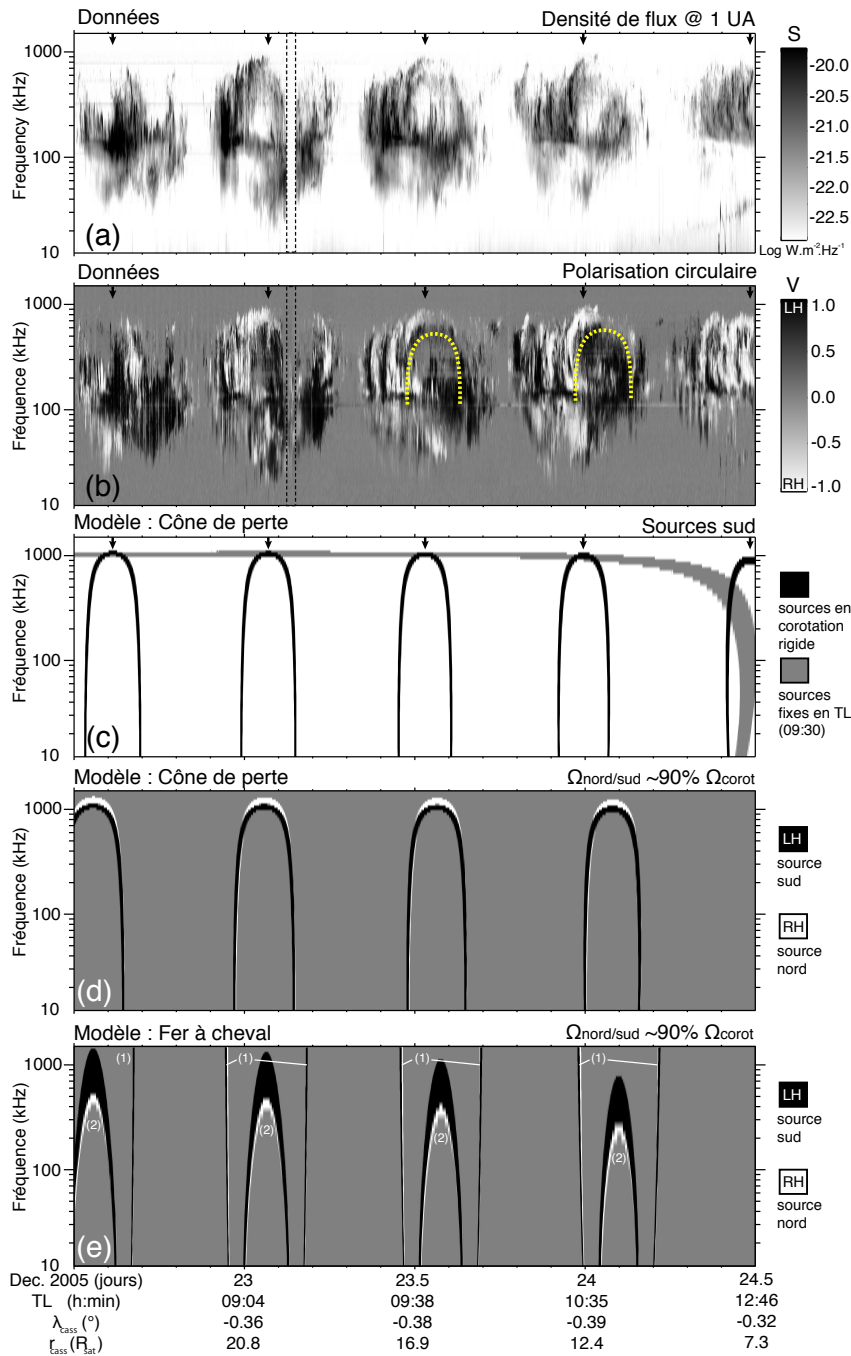


FIGURE 6.1 – Spectres dynamiques du SKR observés et simulés sur une durée de 2 jours de l'année 2005. Les panneaux (a) et (b) indiquent conventionnellement la densité de flux  $S$  normalisée à 1 UA et le taux de polarisation circulaire normalisé  $V$ . Les flèches noires indiquent la période radio (correspondant à chaque occurrence de SKR). Les pointillés jaunes indiquent les arcs "doubles" observés. Le panneau (c) montre le résultat de simulation de deux sources sud. Chacune est constituée de points source répartis le long de la ligne de champ entre 10 et 1200 kHz pour une latitude du pied de la ligne de champ  $\lambda_B = -70^\circ$ . L'angle d'ouverture  $\theta(f)$  associé à chaque point source de fréquence  $f$  est calculé sur la base de l'instabilité "cône de perte". L'émission représentée en gris est fixée à TL = 09:30 tandis que l'émission en noir est en sous-corotation avec la planète (l'observateur la voit donc passer autant de fois que la planète a fait de tours sur elle-même). Le panneau (d) représente le résultat de la simulation "cône de perte" de deux sources conjuguées nord/sud qui sont entraînées en sous-corotation à 90% de la période radio (proche de la période de rotation planétaire, voir chapitre 3). Comme pour le panneau (b), les émissions sud sont représentées en noir et les émissions nord en blanc. Enfin, le panneau (e) montre le résultat de simulation de deux sources conjuguées nord/sud obtenu dans l'hypothèse "fer à cheval" pour deux angles d'ouverture constants différents : l'indice (1) indique  $\theta(f) = 90^\circ$  tandis que l'indice (2) correspond à  $\theta(f) = 55^\circ$ .

nord domine à haute fréquence. Cet effet est une conséquence géométrique directe de la décroissance de  $\theta(f)$  avec la fréquence associée à l'asymétrie nord/sud du champ magnétique (le centre du dipôle est décalé de  $0.04 R_{sat}$  vers le nord). Ainsi, lorsque Cassini est à l'équateur kronographique, la sonde est légèrement en dessous de l'équateur magnétique.

Pour illustrer les résultats de simulation utilisant un angle constant, la figure 6.1e modélise deux sources conjuguées nord/sud pour deux angles  $\theta(f) = 90^\circ$  (émission perpendiculaire) et  $\theta(f) = 55^\circ$  (émission oblique). On remarque qu'il n'est pas possible de simuler les arcs observés à partir d'une émission perpendiculaire. Pour parvenir à représenter la gamme de fréquences observée en gardant un angle  $\theta(f)$  constant, il faut un angle  $\theta(f) \leq 55^\circ$ . Cependant, dans ce dernier cas on observe que la simulation ne rend compte ni de la forme de l'arc (variable dans le temps), ni de la bonne polarisation à haute fréquence. Ce dernier point illustre la conséquence géométrique du décalage du champ magnétique : sans angle d'ouverture variable, c'est la composante LH qui domine à haute fréquence.

En résumé, ces simulations du SKR illustrent un résultat important : il est possible de simuler théoriquement des arcs avec une source radio mobile dans le référentiel de Cassini. On parvient à les ajuster aux arcs observés sous les conditions suivantes : d'abord avec des sources entraînées en sous-cotation (à  $\sim 90\%$  de la période radio), ensuite avec une émission oblique plutôt que perpendiculaire, et enfin avec un cône d'émission dont l'angle d'ouverture décroît avec la fréquence (calculé uniquement dans le cas "cône de perte").

### 6.3 Zone d'ombre équatoriale

Une conséquence importante de l'anisotropie du SKR est l'existence de régions qui ne sont illuminées par aucune source radio aurorale kronienne. La figure 6.2a montre un exemple typique de disparition de l'émission lorsque la sonde traverse l'une de ces zones. Comme la trajectoire correspondante est quasi-équatoriale et située à proximité de la planète, cette disparition a été attribuée au chapitre 2 à l'existence d'une zone d'ombre équatoriale. La dimension de cette zone (ajustée par les courbes en pointillés qui excluent les émissions attribuées au mode L-O qu'on ne cherche pas à simuler) varie avec la fréquence. Elle est minimale entre 200 kHz et 400 kHz où elle atteint  $\sim 4 R_{sat}$ . De nouveau, les composantes LH et RH dominent les parties du spectre correspondant à des fréquences respectivement inférieures et supérieures à  $\sim 600$  kHz.

Les figures 6.2b,c montrent le résultat des simulations des modèles "cône de perte" et "fer à cheval" de la zone équatoriale modélisée par des sources disposées à tous les temps locaux le long de deux ovales circulaires nord/sud conjugués pour lesquels  $\lambda_B = -70^\circ$ . Les autres paramètres de simulation sont identiques à ceux utilisés dans la partie 6.2 (voir tableau 6.1). Pour tenir compte de la différence d'intensité réelle entre les émissions RH et LH (voir chapitre 2), l'émission sud est considérée comme dominante lorsque les deux composantes nord et sud sont détectées simultanément à une même fréquence.

Le spectre 6.2b ("cône de perte") simule correctement le moment précis de la disparition de l'émission ainsi que sa durée temporelle (directement liée à la dimension spatiale de la zone d'ombre) autour du jour 285. L'extension de la zone d'ombre varie avec la fréquence avec une valeur minimale obtenue entre 200 et 400 kHz. De plus, l'émission RH est toujours dominante à haute fréquence. A titre de comparaison, la figure 6.2c ("fer à cheval"), obtenue pour  $\theta(f) = 55^\circ$ , ne simule toujours pas d'émission nord à haute fréquence (en permanence masquée par la composante sud) mais ne simule non plus correctement, ni la durée de la disparition, ni la bonne variation de l'extinction en fréquence.

Notons cependant que ces simulations ne rendent pas compte de la variation "basse fréquence" observée (en deça d'une limite d'environ 100 kHz). Ce point est discuté plus loin.

Pour visualiser simplement la zone d'ombre équatoriale, la figure 6.3 représente les régions illuminées par des sources nord et sud dans un plan méridien. Les angles des cônes d'émissions de chaque point source (bleus au nord et rouges au sud) correspondent au modèle "cône de perte" qui conduit aux simulations les plus réalistes. On retrouve la zone d'ombre équatoriale (région d'indice (1)), dont l'extension minimale vaut environ  $4 R_{sat}$  pour les fréquences comprises entre 200 et 400 kHz (en noir). Ce modèle prédit également l'existence de zones d'ombre polaire (régions d'indice (2)) en deça de distances d'environ  $1.5 R_{sat}$ .

En conclusion, il est possible de simuler une zone d'ombre équatoriale avec une hypothèse très large sur la position des sources (ici organisées le long de deux ovales circumpolaires). En comparaison du modèle "fer à cheval", le modèle "cône de perte", qui conduisait déjà aux meilleures simulations d'arcs, est le seul à même de reproduire correctement l'extinction observée.

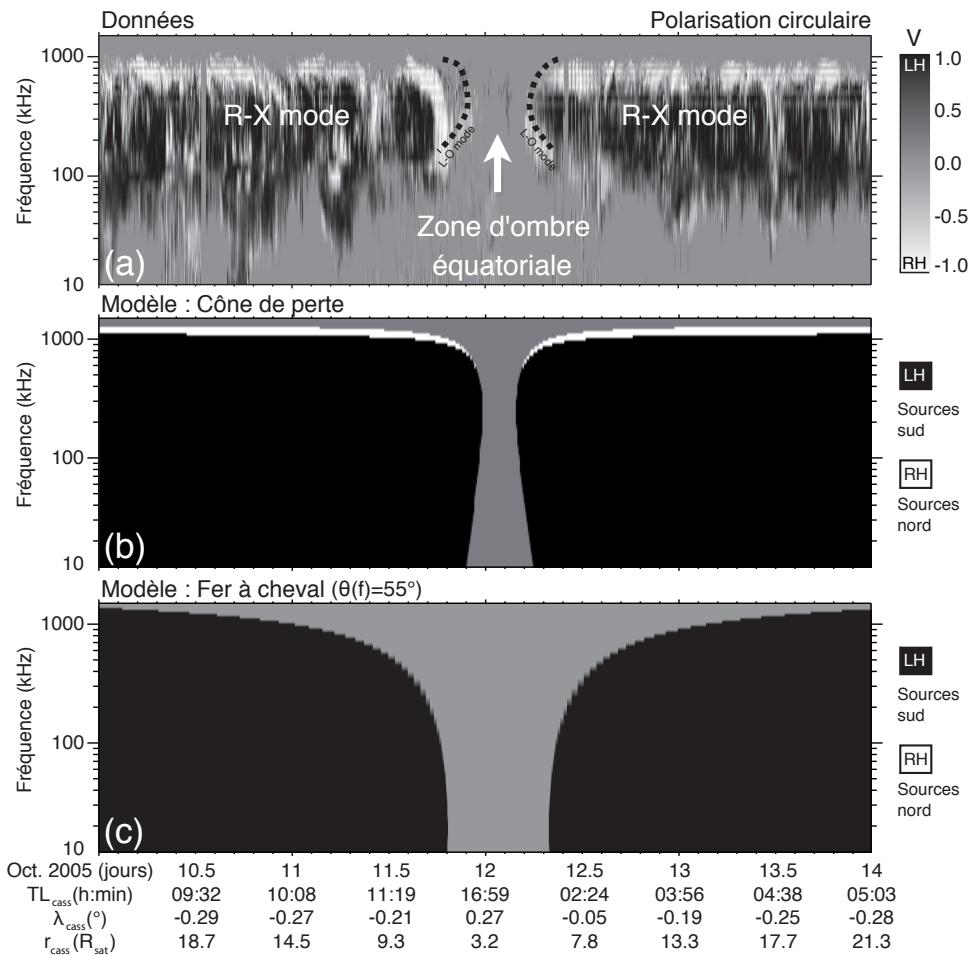


FIGURE 6.2 – Spectres dynamiques du SKR observés et simulés sur une durée de quatre jours de l'année 2005, incluant une traversée de la zone d'ombre équatoriale. Le panneau (a) montre le taux de polarisation circulaire normalisé  $V$ . Les courbes en pointillés indiquent la variation de la disparition du signal avec la fréquence. Ils ajustent le mode dominant R-X (voir chapitre 2). Les zones blanches détectées entre 100 et 300 kHz et situées "sous" les courbes en pointillés au voisinage du 12 octobre correspondent à des émissions identifiées au mode L-O [Ceconi et al., 2008]. Les panneaux (b) et (c) montrent les spectres simulés pour les émissions obliques données par les distributions "cône de perte" et "fer à cheval" (avec  $\theta(f) = 55^\circ$ ). Les sources sont distribuées à toutes les longitudes sur des lignes de champ pour lesquelles  $\lambda_B = -70^\circ$  et dans les deux hémisphères (correspondant donc à deux ovales circulaires circumpolaires). Les autres paramètres de simulation sont indiqués dans le tableau 6.1

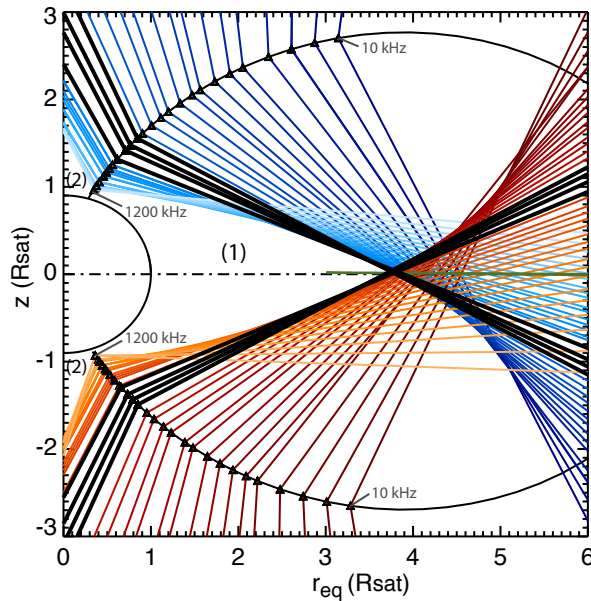


FIGURE 6.3 – Vue méridienne de Saturne et d’une ligne de champ magnétique de latitude  $\lambda_B = -70^\circ$ . Cette ligne est peuplée d’une source nord (échelle de couleur bleue) et d’une source sud (échelle de couleur rouge) conjuguées sur la même ligne de champ et chacune constituée de points source (triangles) dans la gamme [10,1200 kHz]. Pour chaque point source sont représentées les deux directions de son cône d’émission, en coupe méridienne, calculé dans le cas "cône de perte" : plus on s’approche de la planète, plus le champ augmente, plus  $f \sim f_{ce}$  augmente et plus  $\theta(f)$  diminue. Les fréquences entre 200 kHz et 400 kHz, correspondant à l’extension minimale de la zone d’ombre équatoriale, sont représentées en noir. Les indices (1) et (2) indiquent les zones d’ombre équatoriale et polaires. La trajectoire de Cassini correspondant à la traversée de la zone d’ombre équatoriale de la figure 6.2 est représentée par la courbe verte.

## 6.4 Extinctions de haute latitude

Un autre effet attribué à la visibilité de l’émission au chapitre 2 correspond aux extinctions systématiques du signal (notamment aux hautes fréquences) observées depuis les hautes latitudes nord. Un exemple d’une telle disparition est représenté sur la figure 6.4. Lors de l’extinction, Cassini était située dans la gamme  $[24,29 R_{sat}]$ , soit à une grande distance de Saturne tandis que les latitudes maximales explorées atteignaient  $\lambda_{cass} \sim 60^\circ$ . Cette gamme de positions exclut d’emblée la possibilité d’expliquer la disparition d’une partie du SKR par l’entrée de la sonde dans une zone d’ombre polaire (prédite beaucoup plus proche de la planète, voir figure 6.3). Par ailleurs ces extinctions ne sont observées qu’au nord alors que la même gamme de latitudes est balayée au sud. Le chapitre 2 a postulé que cette différence était liée à l’inhomogénéité de la couverture des positions de Cassini entre nord ( $r_{cass} = [24,29 R_{sat}]$  et  $TL_{cass} = [18:00,22:00]$ ) et sud ( $r_{cass} = [9,16 R_{sat}]$  et  $TL_{cass} = [06:00,10:00]$ ).

Cette partie présente le résultat des simulations tentant de modéliser l’exemple représentatif d’extinction haute fréquence de la figure 6.4, entre le 13 et le 26 janvier 2007. Seules les simulations du modèle "cône de perte" ayant conduit aux meilleurs résultats des parties 6.2 et 6.3 et correspondant aux paramètres de la première ligne du tableau 6.1, sont présentées.

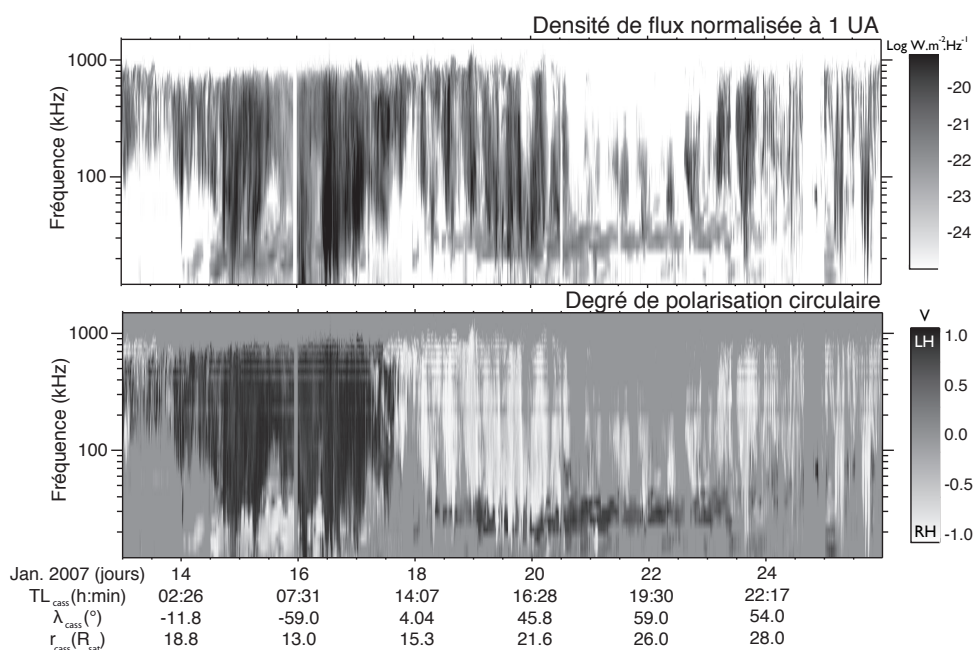


FIGURE 6.4 – Spectres dynamiques de la densité de flux S normalisée à 1 UA et du taux de polarisation circulaire normalisé V sur une période de 13 jours en janvier 2007. Lorsque Cassini parcourt les hautes latitudes nord ( $\lambda_{cass} \geq 55^\circ$ ), le SKR disparaît aux hautes ( $\geq 300$  kHz) et basses ( $\leq 40$  kHz) fréquences. Les émissions observées aux basses fréquences ( $\leq 40$  kHz) avec une polarisation inverse à celle du SKR dominant correspondent au n-SKR décrit au chapitre 2 et ne sont pas considérées ici.

### 6.4.1 Ovale "idéal"

Comme pour les simulations de zone d'ombre de la partie 6.3, j'ai d'abord supposé des sources disposées le long de deux ovales circulaires nord/sud conjugués (toujours sans extension latitudinale). La figure 6.5 montre la simulation du spectre dynamique correspondant pour différentes valeurs de  $\theta(f)$  (*i.e.* de l'énergie des électrons). On observe que la valeur  $v_{e-} = 0.3$  c (23 keV, panneau (a)), qui menait précédemment aux meilleures simulations, ne permet de modéliser aucune extinction. Pour y parvenir, l'angle d'ouverture doit être plus grand, donc la vitesse des électrons plus faible (cf panneaux (b) et (c)). Par ailleurs, si les extinctions sont bien simulées pour les hautes fréquences, la disparition du SKR intervient au nord comme au sud, contrairement à ce qui est observé.

Ces résultats montrent que l'approximation des régions source par un ovale circulaire circumpolaire est insuffisante pour simuler uniquement l'extinction nord.

### 6.4.2 Ovale "réel"

La période du 13 au 26 janvier 2007, représentée à la figure 6.4, a le bon goût de coïncider à la campagne d'observation HST de janvier 2007. Suivant les résultats du chapitre 5, qui a montré que les sources radio et UV étaient reliées aux mêmes lignes de champ actives, j'ai utilisé la position moyenne des ovales UV à la surface de la planète pour définir la position du pied des lignes de champ portant les sources radio.

Pour chaque journée d'observation, j'ai ainsi relevé manuellement la position ( $TL_B, \lambda_B$ ) de la projection cylindrique (voir l'annexe C) de l'ovale UV issu de la moyenne de toutes les images de la journée. Comme l'ovale sud projeté n'était visible que partiellement en 2007 sur la gamme [04:00,20:00] (à cause de l'inclinaison sub-terrestre relativement faible de Saturne d'environ  $-13^\circ$ ), j'ai postulé, sur la base des images initiales, un ovale continu en

extrapolant la partie projetée connue côté nuit. Pour ce faire, j'ai défini une position de référence pour l'extrapolation à  $\lambda_B = -65^\circ$  pour  $TL_B = 24:00$  pour obtenir un ovale réaliste descendant à plus basse latitude côté nuit, comme suggéré par les images. Le résultat est indiqué par la figure 6.6.

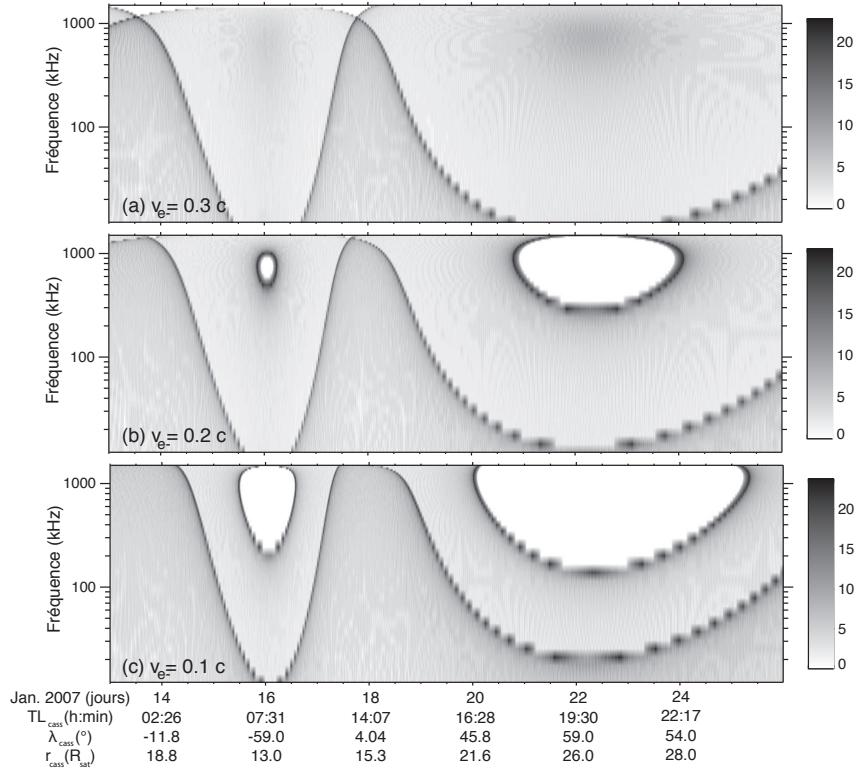


FIGURE 6.5 – Spectres dynamiques de la visibilité des émissions radio simulées par "cône de perte" entre le 13 et le 26 janvier 2007. La répartition des sources correspond à deux ovales circulaires nord/sud conjugués pour lesquels  $\lambda_B = -70^\circ$ . Les panneaux (a), (b) et (c) sont obtenus pour des angles d'ouverture différents (définis par  $v_{e-}$ ).

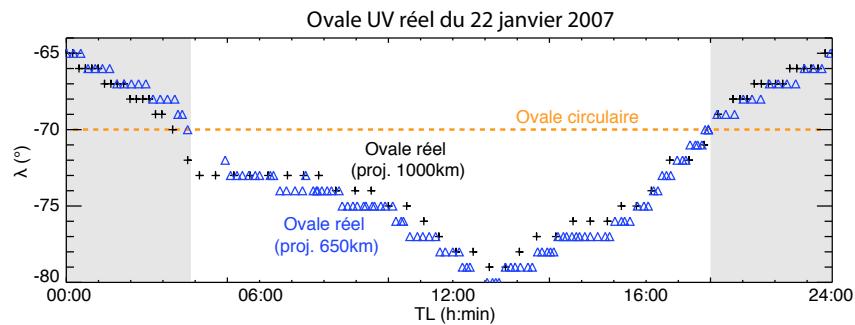


FIGURE 6.6 – Position de l'ovale UV moyen (sud) correspondant au 22 janvier 2007 dans le repère (temps local, latitude). Les croix indiquent le relevé de la position de l'ovale projeté à une altitude de 1000 km tandis que les triangles bleus donnent la position de l'ovale projeté à une altitude de 650 km. La latitude des points peut varier de  $1^\circ$  à  $5^\circ$  de jour en jour. Les zones grisées indiquent la partie de l'ovale projeté non visible. Cette partie manquante a été calculée par extrapolation continue jusqu'à une référence de  $\lambda_B = -65^\circ$  située à  $TL_B = 24:00$ . La ligne en tirets oranges indique la position de l'ovale circulaire utilisé dans les parties 6.3 et 6.4.

J'ai ensuite simulé le spectre dynamique obtenu pour plusieurs angles d'ouverture  $\theta(f)$ . Le résultat est présenté sur la figure 6.7. Pour  $v_{e-} = 0.3 c$  (panneau (a)), le spectre montre une extinction seulement au nord mais également une disparition notable des hautes fréquences au passage de l'équateur le 17 janvier. Cette tendance est différente de celle modélisée avec un ovale circulaire sur la figure 6.5a (aucune extinction pour la même valeur de  $v_{e-}$ ) et montre l'importance de connaître la position réelle des sources à toutes les longitudes.

Le panneau (b) illustre le cas  $v_{e-} = 0.2 c$  : les hautes fréquences ne disparaissent presque plus au passage de l'équateur et l'extinction, toujours simulée seulement au nord, est plus prononcée. Si on la compare quantitativement à celle observée sur la figure 6.4a, elle apparaît quasi-exactement au même moment (entre le 20 et le 24 janvier), et éteint la même gamme de fréquences  $\geq 200$  kHz. Les variations quotidiennes de la fréquence maximale (bien visibles au moment de l'extinction) sont directement dues aux brusques changements de forme de l'ovale évalué chaque jour (voir l'annexe C). La figure 6.7b représente les émissions sud et nord respectivement en noir et blanc dans la même convention que la figure 6.4b. On voit ici que les zones d'émission dominante nord/sud sont semblables dans les données et les simulations avec un passage de l'équateur bien repéré le 17 janvier à midi.

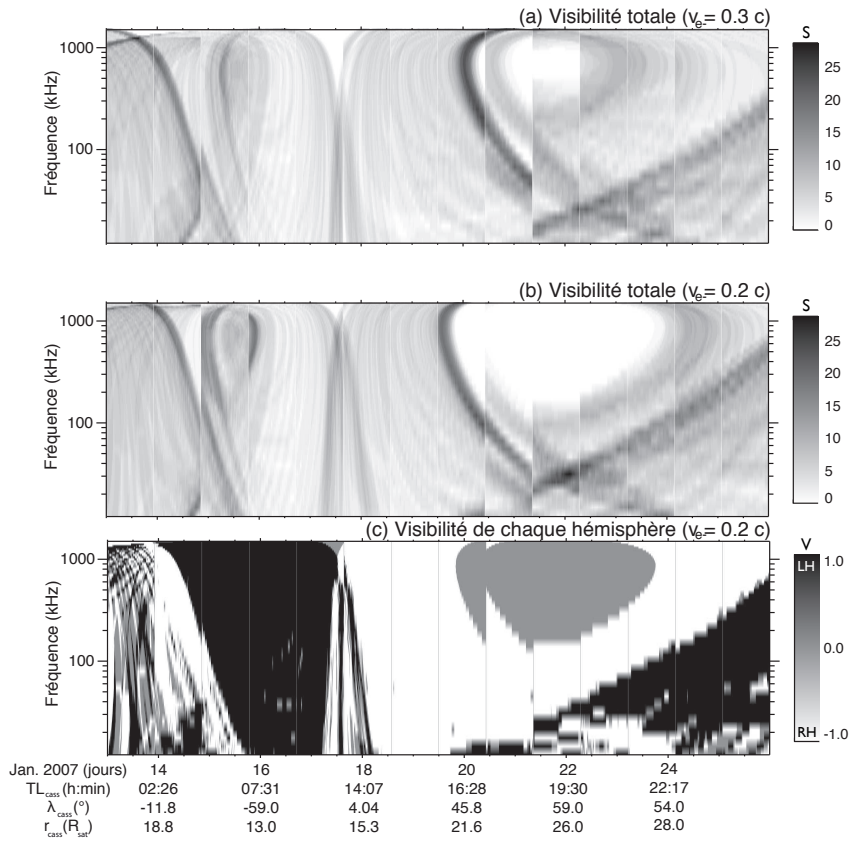


FIGURE 6.7 – Spectres dynamiques de la visibilité des émissions radio simulées par le modèle "cône de perte" entre le 13 et le 26 janvier 2007. La distribution des sources est définie par la position de l'ovale UV réel, déterminé jour par jour. Le panneau (a) correspond à un angle d'ouverture calculé avec une vitesse des électrons égale à  $v_{e-} = 0.3 c$ . Le panneau (b) correspond à  $v_{e-} = 0.2 c$ . Le panneau (c) diffère du panneau (b) avec une convention de tracé identique à la figure 6.4b : les émissions sud (correspondant à la composante LH) sont tracées en noir et les émissions nord (composante RH) en blanc.

Comme pour les parties 6.2 et 6.3, les simulations ne rendent pas compte des variations basse fréquence. De plus, la fréquence maximale simulée ( $\geq 1200$  kHz) est quantitativement moins en accord avec les observations ( $\sim 1000$  kHz). Ces points sont discutés dans la partie 6.5.



Il est donc possible de simuler les extinctions de haute latitude nord simplement à l'aide de la position des sources radio fixée par celle des ovales UV.

## 6.5 Discussion des paramètres de simulation

La modélisation des structures temps-fréquence caractéristiques de la visibilité des sources du SKR se résume aux résultats suivants :

- (i) Des arcs peuvent être modélisés grâce à une émission oblique lorsque des sources radio se déplacent dans le référentiel de l'observateur ;
- (ii) La dimension des arcs observés suggère les sources ne sont pas fixes en temps local mais plutôt en sous-corotation avec la planète (estimée à  $\sim 90\%$ ) ;
- (iii) Les structures en forme d'arc double (RH dominant à haute fréquence) ainsi que la zone d'ombre équatoriale sont correctement modélisées uniquement dans le cas du modèle "cône de perte" ;
- (iv) L'extinction aux hautes latitudes nord est également simulée correctement par "cône de perte" lorsqu'on définit en plus la position des sources radio par celle des sources UV ;

Une façon d'appréhender différemment le résultat (i) consiste à utiliser la goniopolarimétrie pour visualiser l'émission dans le plan d'observation (cf chapitre 5). La figure 6.8 montre la distribution caractéristique de l'émission observée en forme de cloche sur l'image radio. Lorsqu'une source (ligne de champ active) se déplace par rapport à Cassini, la fréquence observée par la sonde correspond à celle d'une source ponctuelle qui évolue le long de cette cloche (quel que soit le sens de parcours) : elle est maximale lorsque Cassini et la source sont sur le même méridien. Le résultat de cette observation dans le spectre dynamique associé forme un arc.

Les résultats (i) et (ii) sont compatibles avec la sous-corotation observée dans les émissions UV aurorales. Cependant cet accord est uniquement qualitatif puisque Clarke et al. [2005] et Grodent et al. [2005] ont montré que le taux de sous-corotation UV maximum avoisinait les 70-75%. Une étude statistique de la forme et de la récurrence des arcs sera nécessaire pour déterminer la ou les vitesses caractéristiques des sources radio. Notons que si les radio sources en sous-corotation sont potentiellement observables (sous la forme d'arcs) sur une grande gamme de temps locaux, ce résultat reste compatible avec l'existence d'une gamme "active" côté matin où l'intensité moyenne est plus élevée.

La modélisation des effets de visibilité (incluant la forme des arcs, la fréquence maximale observée, la dimension de la zone d'ombre équatoriale et celle des extinctions de haute latitude nord) est sensible à deux paramètres clef : la position des sources (qui peut se résumer à leur latitude) et leur diagramme d'émission (ou encore la variation de l'angle d'ouverture en fonction de la fréquence le long de la ligne de champ).

### 6.5.1 Position des sources

Les simulations se sont affranchies de la position en longitude des sources en supposant soit une source ponctuelle, soit une distribution continue en longitude, laissant la latitude des sources comme seul paramètre clef.

S'il a suffi d'utiliser une latitude de  $\lambda_B = -70^\circ$  (compatible avec la valeur typique caractérisant les aurores UV calmes de l'hémisphère sud [Badman et al., 2006]) pour simuler correctement les arcs et la zone d'ombre équatoriale observés depuis l'équateur, le résultat (iv) illustre que cette hypothèse ne suffit plus pour simuler un effet de visibilité plus complexe observé à haute latitude.

Les extinctions aux hautes latitudes nord, directement liées à la distribution latitudinale inhomogène des sources autour de la planète, correspondent à l'entrée de Cassini dans une région non illuminée par une partie des fréquences du SKR ( $\leq 40$  kHz et  $\geq 200$  kHz). L'existence d'une telle région dans l'hémisphère sud est prévisible si les sources des deux hémisphères sont bien conjuguées (voir chapitre 2). De plus, si la distribution des

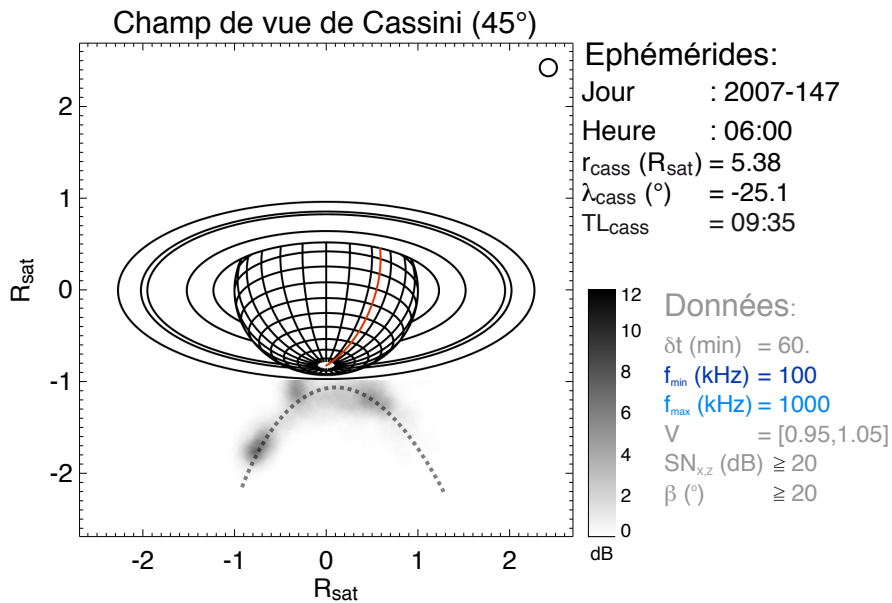


FIGURE 6.8 – Image radio dans le plan de Cassini le 27 mai 2007 de  $TL = 06:00$  à  $TL = 07:00$ . La distribution des sources au sud suit la forme caractéristique d'une cloche (en tiretés gris). Le méridien rouge indique midi ( $TL = 12:00$ ). Lorsqu'une source radio (c'est-à-dire une ligne de champ active) balaie le méridien occupé par Cassini, l'émission observée évolue le long de la courbe en pointillés. Sa traduction dans le plan temps-fréquence est un arc.

sources radio est variable (de façon semblable aux ovales UV), on peut également s'attendre à ce que la position (voire l'existence) de telles zones change avec le temps.

La pertinence de l'analyse du couple  $(\lambda_B, \theta(f))$  repose sur la solidité de l'évaluation de la position réelle des sources du SKR supposée associée à celle des sources UV (voir à ce sujet le chapitre 5). Comme expliqué dans l'annexe C, la détermination de la position réelle de l'ovale UV inclut deux causes d'erreur. La première concerne l'altitude des aurores UV utilisée pour les projections. En utilisant les images HST, je l'ai déterminée à  $h = 1000$  km. Pour estimer l'incertitude sur cette détermination, j'ai réalisé les projections de l'ovale quotidien en utilisant une altitude  $h' = 650$  km (J. Nichols, communication personnelle), comme montré par la figure 6.6. Les spectres dynamiques simulés avec les altitudes  $h$  et  $h'$  sont représentés sur la figure 6.9. J'ai ainsi pu vérifier que la position de l'ovale UV ainsi que la forme de l'extinction simulée n'étaient pas significativement affectées par ce changement. La seconde source d'incertitude concerne l'extrapolation continue de la partie de l'ovale projeté non visible (sur la gamme de temps locaux  $[20:00, 04:00]$ ) à une latitude limite  $\lambda_{B, \text{lim}} = -65^{\circ}$ , évaluée pour  $TL_B = 24:00$  à partir des images. J'ai estimé la pertinence de cette extrapolation en testant la simulation de la figure 6.7b avec différentes valeurs de  $\lambda_{B, \text{lim}}$  à  $-60^{\circ}$  et  $-70^{\circ}$  (encadrant la forme estimée de l'ovale côté nuit). Ce résultat est représenté sur la figure 6.10. Il montre que l'influence de l'extrapolation continue côté nuit a un effet négligeable sur la simulation de l'extinction.

### 6.5.2 Diagramme d'émission

En négligeant l'incertitude sur la position des sources radio, l'angle d'ouverture est donc le paramètre crucial de la modélisation. Les simulations qui fournissent les meilleurs résultats ont été obtenus pour une émission oblique avec un angle  $\theta(f)$  variant de  $\sim 75^{\circ}$  aux basses fréquences à  $\sim 40^{\circ}$  aux hautes fréquences. Les résultats (iii) et (iv) indiquent que la forme de cette décroissance est obtenue simplement par un calcul IMC "cône de perte".

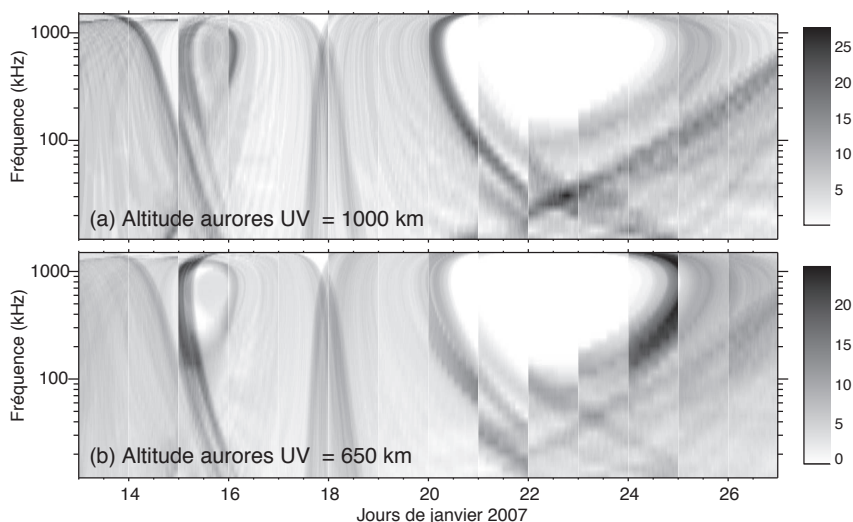


FIGURE 6.9 – Spectres dynamiques des émissions radio simulées par le modèle "cône de perte" entre le 13 et le 26 janvier 2007. L'angle d'ouverture est calculé pour une vitesse  $v_{e-} = 0.2 c$  et la position des sources radio est celle d'un ovale typique UV quotidien dont la partie manquante a été extrapolée côté nuit à  $\lambda_{B, lim} = -65^\circ$  pour  $TL_B = 24:00$ . Pour le panneau (a) (identique au panneau (b) de la figure 6.7), la projection des ovals UV quotidiens ainsi que la grandeur  $\omega_{ce,max}$  utilisée dans l'équation 6.6 ont été calculées pour une altitude des aurores fixée à 1000 km. Pour le panneau (b), l'altitude des aurores utilisée est 650 km.

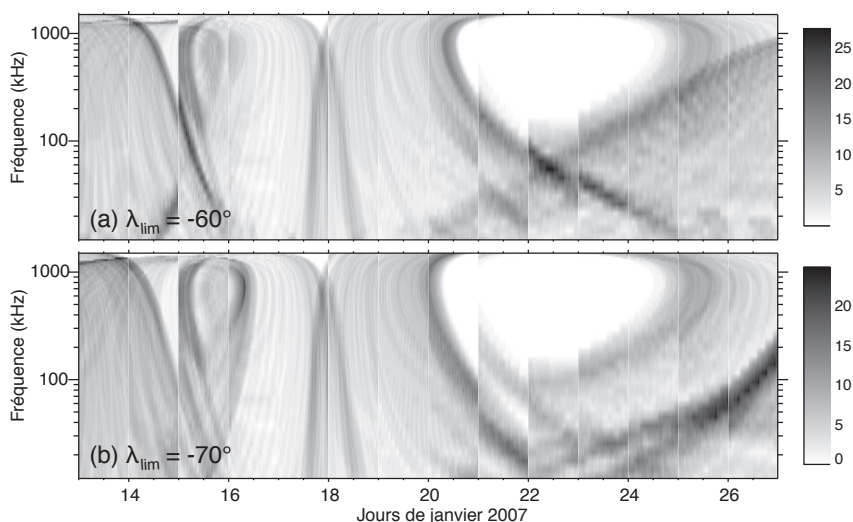


FIGURE 6.10 – Spectres dynamiques des émissions radio simulées par le modèle "cône de perte" entre le 13 et le 26 janvier 2007. L'angle d'ouverture est calculé pour une vitesse  $v_{e-} = 0.2 c$  et la position des sources radio est celle d'un ovale typique UV quotidien utilisant une altitude de projection de 1000 km. La partie manquante des ovals UV a été extrapolée côté nuit à la valeur  $\lambda_{B, lim} = -60^\circ$  (panneau (a)) et  $\lambda_{B, lim} = -70^\circ$  (panneau (b)) au temps local  $TL_B = 24:00$ . Ces deux valeurs encadrent la valeur  $\lambda_{B, lim} = -65^\circ$ , utilisée pour tracer les figures 6.7b et 6.9a

L'énergie cinétique électronique requise par les simulations des arcs et de la zone d'ombre équatoriale doit être  $\sim 23$  keV ( $v_{e-} \sim 0.3 c$ ) pour obtenir des valeurs suffisamment basses de  $\theta(f)$  à haute fréquence, et, par suite, des valeurs suffisamment basses de la fréquence maximale simulée ( $\sim 1000$ – $1100$  kHz) permettant de simuler correctement la forme à haute fréquence des arcs double et s'approcher de la fréquence maximale observée ( $\sim 800$ – $900$  kHz). La valeur de 23 keV correspond à la limite haute ( $\sim 20$  keV) de la fourchette énergétique des électrons auroraux kroniens calculée par Cowley et al. [2004a,b]. Galopeau et al. [1989] avaient, eux, modélisé correctement le spectre du SKR à l'aide d'électrons dans la gamme 1–10 keV, il est donc difficile de justifier l'utilisation d'électrons plus énergétiques que  $\sim 20$  keV pour pouvoir simuler des fréquences maximales plus basses en accord avec les observations.

La simulation des extinctions de signal aux fréquences  $\geq 200$  kHz aux hautes latitudes a nécessité une énergie cinétique électronique  $\sim 10$  keV ( $v_{e-} \sim 0.2 c$ ). Cette valeur semble plus en accord l'énergie typique des électrons auroraux mais n'est pas en contradiction avec les électrons résonants de  $\sim 20$  keV utilisés pour modéliser les arcs. En effet, la figure 6.1a montre que les arcs font partie de la partie intense du SKR observé. Il est ainsi plausible de penser que les extinctions de haute latitude pourraient être le fait de sources d'intensité moyenne typique (correspondant à des électrons de  $\sim 10$  keV) tandis que les arcs observés correspondraient à des sources quasi-ponctuelles plus intenses.

Cependant, la fréquence maximale simulée est trop haute dans toutes ces simulations, en particulier pour les extinctions de haute latitude. Ceci peut provenir du fait que l'amplification des ondes par IMC est moins efficace aux fréquences supérieures à la fréquence maximale observée ( $\sim 1000$  kHz), puisque SERPE n'a simulé jusqu'ici que les effets de visibilité de sources d'intensité égale, ou simplement du fait que la valeur de l'angle d'ouverture calculée ne décroît pas assez rapidement avec la fréquence. Dans ce dernier cas, il faut envisager d'autres causes pouvant être responsables des faibles valeurs de  $\theta(f)$  requises.

Dans ces simulations, j'ai négligé de possibles effets de réfraction pouvant intervenir à plusieurs niveaux. D'abord, un indice de réfraction  $N$  différent de 1 (dépendant de la densité de plasma) à la source conduit à un  $\theta(f)$  "cône de perte" différent (voir équation 6.5). Ensuite, que le modèle soit de type "cône de perte" ou "fer à cheval", l'angle d'ouverture  $\theta(f)$  réel pourrait en fait être plus faible (de quelques degrés à quelques dizaines de degrés) à cause de possibles effets de réfraction au lieu des sources, générés par un milieu inhomogène [Le Quéau et al., 1985], ou des cavités raréfiées en plasma froid [Louarn et Le Quéau, 1996]. Cependant, la densité de plasma dans les sources kroniennes n'a jamais été mesurée et si l'existence de cavités a pu être mise en évidence dans le cas terrestre [Louarn et Le Quéau, 1996], nous n'avons pour le moment aucune preuve de leur éventuelle existence dans le cas de Saturne. Enfin, la réfraction pourrait affecter significativement la trajectoire des émissions basse fréquence  $\leq 100$  kHz, et peut-être d'expliquer les grandes variations de la limite basse fréquence observées dans les spectres. La vérification de cette hypothèse nécessite une étude de tracé de rayons dédiée.

Finalement, j'ai obtenu dans ces simulations une largeur de cône  $\Delta\theta = 5^\circ$  en ajustant l'épaisseur des arcs observés (voir annexe F). Cette valeur est comparable aux valeurs moyennes mesurées pour les émissions hectométrique et décimétrique de Jupiter [Zarka et al., 2004], et légèrement supérieure aux valeurs instantanées observées/modélisées [Kaiser et al., 2000; Queinnec et Zarka, 1998; Hess et al., 2008]. Cependant, j'ai ajusté cette valeur de  $5^\circ$  en simulant des sources ponctuelles. En considérant une source réelle étendue spatialement (en latitude, longitude), la convolution de la dimension de la zone source avec  $\Delta\theta$  pourrait mener aux mêmes résultats avec une valeur de  $\Delta\theta \leq 5^\circ$ .

## 6.6 Perspectives

Un ajustement quantitatif des observations Cassini par les simulations de SERPE est une voie naturelle de prolongation de ces premiers résultats. Une telle étude aura à charge de vérifier que des sources peuvent être entraînées avec la planète et le cas échéant de déterminer la vitesse typique de corotation associée. Elle pourra aussi et surtout permettre de réduire l'incertitude sur les paramètres libres du modèle (latitude des sources et extension latitudinale, valeur de  $\theta$  ...).

L'analyse goniopolarimétrique de Cecconi et al. [2008] déduisant la localisation tridimensionnelle des sources

du SKR a montré que les pieds des lignes de champ actives variaient avec le temps dans une gamme de latitude étendue  $|\lambda_B| = [65^\circ, 80^\circ]$  avec une extension typique de quelques degrés. De plus, cette étude a permis de calculer les angles d'ouverture instantanés pour les émissions nord (décroissant de  $\sim 65^\circ \pm 15^\circ$  à  $\sim 50^\circ \pm 15^\circ$ ) et sud (décroissant de  $\sim 55^\circ \pm 15^\circ$  à  $\sim 40^\circ \pm 15^\circ$ ). Ce résultat est en accord avec l'asymétrie prévue par le modèle "cône de perte" entre les angles d'ouverture nord et sud. Une étude statistique des résultats de goniopolarimétrie constituera un moyen de vérification directe des résultats de simulation.

L'étude présentée ici a montré deux limites concernant la simulation des hautes et basses fréquences. La prise en compte des effets de réfraction dans le calcul de  $\theta(f)$  grâce à un modèle de densité de plasma kronien permettra de vérifier s'il est possible d'obtenir de plus faibles valeurs de  $\theta$  à haute fréquence que celles calculées avec l'hypothèse  $N \sim 1$ . Parallèlement, l'étude de la propagation des ondes dans l'environnement plasma complexe de Saturne par tracé de rayons pourrait permettre d'expliquer les variations basse fréquence non correctement simulées.

Par ailleurs, la découverte récente de la modulation diurne du rayonnement kilométrique terrestre (voir chapitre 3) a posé la question de l'origine de la période radio observée. Une application du code SERPE au cas terrestre est prévue et devrait permettre de déterminer si la modulation diurne de l'AKR observée par Panchenko et al. [2008] avec l'un des satellites STEREO est due à un effet de visibilité ou à une modulation physique réelle.

## 6.7 L'apport de Cassini et de SERPE

Dans ce chapitre, j'ai montré comment il est possible de modéliser les spectres dynamiques du SKR observés par Cassini à l'équateur comme aux hautes latitudes malgré les nombreuses contraintes imposées notamment par la distribution inhomogène des sources radio.

Le code de simulation SERPE, fondé sur l'instabilité Maser Cyclotron, permet de simuler des arcs lorsque des sources radio se déplacent dans le référentiel de l'observateur. La structure et la répétition des arcs observés a suggéré qu'ils étaient le résultat de l'observation de sources radio quasi-ponctuelles intenses en sous-corotation avec la planète. Cet entraînement des sources avec la planète reste cependant compatible avec une zone active des sources côté matin où l'intensité est plus élevée. La modélisation de la structure double des arcs (avec une prédominance de la polarisation RH à haute fréquence), de la forme de la zone d'ombre équatoriale (traversée par Cassini pour des distances  $\leq 4R_{sat}$ ) ainsi que de l'extinction des hautes fréquences du SKR observée aux hautes latitudes nord (pour des latitudes  $\geq 55^\circ$ ) a montré que le paramètre crucial est la forme de la décroissance de l'angle d'ouverture des basses aux hautes fréquences et qu'une émission oblique conduit aux résultats observés, contrairement à l'émission perpendiculaire.

Le modèle "cône de perte" a permis de calculer simplement une décroissance menant à des simulations en accord qualitatif avec les observations à l'aide d'électrons résonants d'énergie compris entre  $\sim 10$  keV (pour les extinctions) et  $\sim 20$  keV (pour les arcs), compatible avec la gamme 1–20 keV calculée pour les électrons auroraux responsables des aurores UV. Cependant, il n'est pas exclu que des effets annexes négligés dans cette étude (comme le phénomène de réfraction lié à la densité de plasma) influent fortement la valeur de l'angle d'émission apparent et donc l'angle d'émission à la source en dehors de la nature de la distribution électronique.

En d'autres termes, ces simulations ont permis d'aboutir à une bonne compréhension des effets de visibilité du SKR au premier ordre. Les effets importants (occurrence des structures, forme en fréquence) ont été simulés avec succès sur la partie du spectre où le SKR est le plus intense tandis que les écarts aux observations observés à haute fréquence ( $\geq 1000$  kHz) et basse fréquence ( $\leq 100$  kHz) sont justifiables par des effets d'ordre plus élevé (efficacité de l'émission, effets de réfraction etc ...)

# CHAPITRE 7

---

## Conclusion

---

**M**ON travail de thèse a consisté à mettre en relation des données et des thématiques différentes pour aborder la physique des émissions aurorales kroniennes sous un angle comparatif. En particulier, le traitement et l'analyse des données radio de Cassini et UV du HST, caractéristiques de deux processus d'émission distincts mais associés, m'a permis de développer des compétences instrumentales et observationnelles tandis que l'adaptation du code de simulation SERPE à Saturne a fourni l'occasion d'étudier spécifiquement les émissions radio par le biais de la modélisation.

Le dépouillement des observations a requis la mise en place de lourds traitements automatisés et abouti à la création d'une base de données (pour le SKR et les aurores UV) à la fois homogène et étalonnée. Cette base de données croît à mesure que de nouvelles observations sont acquises. Dans le cas des mesures du HFR, les observations traitées du SKR ont été mises à disposition de la communauté scientifique sur le site internet du LESIA de l'Observatoire de Paris : <http://lesia.obspm.fr/kronos/> et sur celui du Centre de Données sur la Physique des Plasmas (CDPP) : <http://cdpp-amda.cesr.fr/> sous la forme de séries temporelles temps-fréquence de flux, de puissance et de polarisation du SKR. Un archivage semblable est possible pour les données HST (sous la forme d'images traitées, étalonnées en flux et projetées ainsi que des séries temporelles de puissance).

### Premiers résultats

J'ai posé en introduction un certain nombre de questions rappelées ci-dessous :

1. Quelles nouvelles informations sur les propriétés macroscopiques et microscopiques du SKR peut-on tirer de Cassini par rapport à Voyager ? En particulier, quel est l'apport de la couverture orbitale de la sonde ? de l'analyse goniopolarimétrique rendue possible par le HFR ?
2. Quelle est l'origine de la modulation rotationnelle des émissions radio ? Comment et pourquoi varie-t-elle ?
3. Comment la comparaison des observations de Cassini et du HST permet-elle de relier les processus d'émission radio et UV ? Existe-t-il une différence avec les cas terrestre et jovien ?

4. Comment modéliser le SKR tel qu'observé par Cassini, *i.e.* en tenant compte des effets de visibilité liés à la forte anisotropie de l'émission radio ? Le cas échéant, quelles informations peut-on tirer des simulations sur les caractéristiques de l'émission et celles des populations électroniques qui la produisent ?

On peut résumer ci-dessous quelles ont été les avancées à l'issue de cette thèse au regard de ces questions :

1. Par rapport à Voyager, la mission Cassini a observé le SKR depuis une variété de positions jamais explorées, notamment côté matin et hors de l'équateur. Cette spécificité, couplée à l'analyse goniopolarimétrique à long terme du SKR (rendue possible grâce au travail de thèse de Baptiste Cecconi [2004]) a permis de confirmer les caractéristiques connues de l'émission (gamme spectrale, prédominance du mode R-X, puissance typique de  $10\text{-}100 \text{ MW}\cdot\text{sr}^{-1}$ ) mais surtout d'apporter de nouveaux résultats.

L'analyse polarimétrique a révélé que le SKR était polarisé purement circulairement pour une latitude de l'observateur inférieure à  $30^\circ$  (c'est-à-dire relativement proche du plan équatorial), et elliptiquement au delà. Les composantes radio de chaque hémisphère apparaissent conjuguées spectralement et temporellement. J'ai utilisé cette conjugaison pour caractériser la dépendance du spectre de l'émission totale en fonction de la latitude de l'observateur mais également du temps local, les émissions les plus intenses étant observées depuis le côté matin. Les orbites variées de Cassini ont mis en lumière l'existence de régions non illuminées par les sources radio (zone d'ombre équatoriale, extinctions de haute latitude), résultant de l'anisotropie de l'émission.

Par ailleurs, l'étude goniopolarimétrique a permis de caractériser pour la première fois la distribution spatiale des sources du SKR. Cette analyse a révélé que les sources du SKR sont situées tout autour de la planète (y compris côté nuit) sur des lignes de champ de latitude comprise entre  $70^\circ$  et  $80^\circ$ . La construction de cartes radio instantanées comme moyennes a permis de voir que cette distribution s'organise globalement sous la forme d'un ovale radio (dont Cassini n'observe jamais qu'une partie à cause des effets de visibilité).

Enfin, la connaissance de l'état de polarisation et de la direction d'arrivée des émissions a permis d'obtenir la première détection du mode ordinaire L-O, ainsi qu'une première évaluation du diagramme d'émission des sources, dont l'angle d'ouverture atteint  $60\text{-}70^\circ$  et décroît avec la fréquence.

2. Le phénomène de période variable du SKR est une caractéristique tout à fait particulière de la magnétosphère de Saturne. La caractérisation de la variation de période de la composante sud a mis en évidence des variations à court terme de période de l'ordre de 20-30 jours, dont l'origine a été attribuée à la variation de la vitesse du vent solaire. On retrouve également les variations connues à long terme pour lesquelles différentes origines externe ou interne ont été proposées par divers auteurs. Le lien entre les variations à court et à long terme et leur(s) origine(s) supposée(s) est à déterminer.

Par ailleurs, la modulation du SKR reste une question majeure dont l'origine reste à élucider.

3. L'étude comparée des émissions UV et radio a fourni des résultats nouveaux suggérant une conjugaison étroite des mécanismes d'émission. La localisation des sources montre que les lignes de champ actives sont identiques tandis que les puissances émises apparaissent varier de concert. Ces premiers résultats vont dans le sens de ceux issus des études comparatives similaires menées sur la Terre et Jupiter et laissent penser que l'association UV/radio est une caractéristique globale des aurores planétaires.
4. Enfin, il été possible de modéliser le SKR via l'IMC en ajustant les structures simples observées dans les spectres dynamiques depuis l'équateur (arcs, zone d'ombre équatoriale). Ceci a montré que les deux paramètres cruciaux contrôlant la visibilité de l'émission sont l'angle d'ouverture du cône d'émission et la latitude de la ligne de champ active. La simulation de structures plus compliquées (extinctions de haute latitude) a été rendue possible par l'utilisation des images UV pour définir les lignes de champ actives (en tirant parti de l'association observée entre les lignes de champ actives en UV et en radio). Ces simulations ont permis de comprendre au premier ordre les effets sur la visibilité de l'anisotropie du SKR et d'en tirer des contraintes sur ses caractéristiques microphysiques. L'ajustement des observations requiert en effet des électrons d'énergie comprise entre 10 keV et 20 keV et un angle d'ouverture décroissant avec la fréquence

(en accord avec les résultats de l'analyse goniopolarimétrique citée plus haut), calculé simplement avec une distribution électronique de type cône de perte.

En marge du travail effectué sur Saturne, la découverte de la modulation diurne du rayonnement kilométrique terrestre a ouvert une nouvelle fenêtre sur l'étude de l'AKR.

### **Perspectives : de Saturne...**

Près de trois décennies après Voyager, l'apport de la mission Cassini est d'ores et déjà considérable et constitue un tournant dans l'étude et la compréhension de la magnétosphère kronienne. La poursuite de la mission (terme prévu en 2012, peut-être repoussé à 2017) constitue un cadre idéal pour continuer à faire progresser notre compréhension des phénomènes auroraux. Les perspectives de ce travail sur Saturne peuvent se résumer autour de trois directions principales.

- D'abord, le SKR est loin d'avoir livré tous ses secrets, et, si les pistes explorées dans cette thèse ont quasiment toutes pour perspective une analyse étendue (puissance émise, diagramme d'émission, distribution des sources, modélisation du SKR intégrant la densité de plasma...), des questions importantes méritent une attention particulière. L'origine de la modulation rotationnelle, notamment, fait toujours débat. La connaissance de la position des sources apporte un angle d'étude nouveau. Il sera ainsi peut-être possible de vérifier l'existence d'une anomalie magnétique [Galopeau et al., 1991], et, le cas échéant, déterminer directement la période de rotation interne. Une autre particularité de la magnétosphère kronienne est l'apparition de la période radio (et parfois de sa variation) dans les observations de nombreuses grandeurs (n-SKR, champ magnétique, position de la magnétopause, surdensité de plasma à l'équateur...). Aussi, une étude comparée entre ces différentes variations s'avère indispensable pour comprendre l'interaction entre ces différentes observables, l'origine de cette modulation et son lien avec la période de rotation interne. Ceci doit plus généralement amener des clefs dans la compréhension du fonctionnement global de la magnétosphère de Saturne, visiblement très différent de celui des magnétosphères de la Terre ou Jupiter. La découverte de la polarisation elliptique du SKR à haute latitude représente également un résultat surprenant. La compréhension du mécanisme de circularisation de la polarisation d'ondes polarisées elliptiquement se propageant au travers d'un plasma donnera peut-être l'opportunité de sonder le plasma magnétosphérique par des observations à distance.
- Ensuite, la poursuite d'études multi-spectrales comparatives, incluant de nouvelles observations des aurores UV par le HST (*e.g.* janvier 2008), ou par les spectro-imageurs embarqués VIMS (en IR) et UVIS (en UV) permettront d'affiner les résultats obtenus (position des sources, zones d'embranchement, conjugaison des processus d'émissions) et d'analyser quantitativement la dissipation de l'énergie injectée dans les régions aurorales par chaque processus d'émission.
- De façon plus générale, j'ai eu l'occasion de participer à diverses collaborations étudiant l'interaction du SKR avec plusieurs phénomènes magnétosphériques (rôle des sous-orages sur l'activité du SKR, influence du passage d'une CIR sur la période radio et le champ magnétique, transfert de plasma du bord interne de l'anneau de courant aux régions aurorales). Ces études fournissent l'occasion d'étudier les phénomènes de couplage à grande échelle, de dynamique et de fonctionnement global de la magnétosphère.

### **... aux planètes magnétisées**

Les résultats obtenus sur Saturne ont vocation à être comparés à ceux obtenus pour les autres planètes magnétisées.

L'analyse des observations des sondes STEREO déterminera ainsi si la modulation diurne de l'AKR est liée à une origine géométrique ou physique et de vérifier la période est fixe ou variable (comme le SKR). L'instrument



radio S/WAVES embarqué sur ces sondes a été conçu et réalisé au LESIA et garantit un accès privilégié aux données.

Le code de simulation SERPE, fonctionnant actuellement pour les planètes Jupiter et Saturne, sera adapté à la Terre, où il permettra de circonscrire facilement l'influence de la visibilité de l'AKR dans la modulation observée par Cassini ou les sondes STEREO. Ce code est toujours en développement et peut servir à simuler tout type d'émission radio planétaire ou exoplanétaire générée par IMC.

La physique aurorale et magnétosphérique planétaire verra enfin bientôt l'occasion de s'enrichir avec le lancement prochain de la mission Bepi-Colombo vers la planète Mercure, les missions JUNO puis LAPLACE vers Jupiter ou la détection d'exoplanètes à l'aide de radio-télescopes au sol.

---

## Remerciements

---

Il existe un vieux proverbe suédois qui dit : "Skol Offenstrüe". Cela signifie en substance qu'on ne naît pas de la cuisse d'Odin et que la réussite d'un travail de thèse est conditionnée par plusieurs ingrédients extérieurs : le sujet proprement dit, son actualité, l'équipe... Bien que d'obédience non norvégienne, j'ai pu vérifié la pertinence de cet adage populaire pendant ces trois années passées au LESIA. Et je sais dorénavant que ce n'est pas par hasard que les finlandais affectionnent le port de sabots de bois jusque dans la neige, même si j'ignore encore pourquoi...

Merci d'abord à mes directeurs de thèse pour leurs qualités (que je ne me risquerai pas à énumérer, eu égard à la dimension finie de leurs chaussures) : Philippe, celui-qui-vous-propose-huit-sujets-de-thèse-au-lieu-d'un et Renée, celle-qui-lut-mon-manuscrit-jusque-dans-son-lit. Le vrai coup de chance de cette thèse, ce fut de tomber sur vous.

Vient ensuite l'occasion de thankyouter Baptiste, troisième homme (de l'ombre), gourou informatique et compagnon de colloque, sans le travail duquel cette thèse n'aurait pas été possible, ainsi que Mathieu Barthélémy, qui eut l'idée lumineuse de m'indiquer Philippe, il y a quelques quatre années dans un couloir de l'université de Grenoble.

Dankechen aux membres du mon jury (particulièrement aux anglophones pour avoir lu le manuscrit et suivi la soutenance en français), et à la population du pôle Plasmas, toujours chargée de sé-thé-lu-minaires mais globalement toujours prête à prendre un café sucré (donc neutre).

Grazie mille "surtout particulièrement" aux forces précaires libres (prononcer efpéel avec un krisprolls entre les dents) : cette cohorte de thésards, post-docs et stagiaires en tout genre spécialistes des apéros, surtout improvisés (technique célèbre, dite de la Xavier's way), des pauses thé ou café, avec ou sans soleil et transat, des pique-niques, anniversaires, billards, pots, barbecues, crémaillères mais aussi des truquages de photos, expositions de couloirs, marches algorithmiques ou innombrables envois de mails et autres sujets de conversation improbables. Ces discrets précaires (rendez vous compte qu'aucun nom n'est même divulgué lorsqu'ils sont accusés publiquement de tapage diurne en pleine réunion de pôle !), dont le repaire fut le grenier du Bât. 16, ont développé avec succès l'auto-administration : Quynh-nhu la secrétaire un peu générale, Jim le flegmatique ex-chef de la police secrète (en exil au pays du gouda), Xavier le ministre des minorités (<=> Xavier's way), Arnaud en grand sachem du rez-de-chaussée (en exil au rez-de-chaussée), Cilia l'écliptique ministre de l'innovation précaire durable, notamment humaine (en pré-ezil rocameboulesqué au pays dou parmigiano), Lorenzo le photographe pré-FPL, Sébastien le ministre de l'action contre la faim (en exil au pays des bisons républicains), Baptiste l'ex-ministre de la répression

de la vertu et de la promotion du vice, Stepan le tchèque en bois, Magda l'actrice grecque "Aggela", Nesibe l'importatrice de loukoums, Pierre le militant hyperactif chargé du bras armé de l'organisation et Gaëtan notre membre non fonctionnel. Une page se tourne, mais les précaires, eux, demeurent...

Muchas gracias à Nicole et Aurélie, les "petites mains" professionnelles (pour l'organisation millimétrée du pot), mais aussi à Fabrice (son violon et sa théorie du goulash), Ioannis, Arielle, Olga (et son téléphone "russe"), Milan, Carine (et sa spectaculaire imitation canine), Catherine, Laurent (et son calme olympien), Jean-Louis, M. Bois, Angelo etc... en peu de mots tous ceux qui font que, dans la tempête, l'observatoire conserve ses airs de village gaulois (avec du miel !).

Bref, trois années pleines : des tea time, des dates limites, un potager qui ne potage pas, des voyages, des mauresques, des horaires mouvantes, des débats animés, des erreurs téléphoniques, des langues étrangères, des ordis qui ne marchent plus, des gens qui dorment dans leur bureau, des observations (souvent de nuages), beaucoup de musique, des proverbes scandinaves, des rencontres avec parfois des découvertes inattendues...

Dziękuję aussi aux autres, ceux qui ne font pas partie du labo mais qui ont toujours été curieux de savoir ce qu'on peut y chercher à part un emploi, voire, à la rigueur, une tasse à café : des parents (hé oui... mais ceux là sont un peu spéciaux !), des grand-mères (à qui on explique avec de grands gestes que ce qu'on observe depuis son bureau, c'est l'écran de son ordinateur !), des oncles, tantes et cousins amateurs de belles images, une belle-famille alors-tu-pars-où-l'an-prochain ?...

Pour finir, alligato surtout à elle, cette fille exceptionnelle qui m'a suivi jusque sous la pluie, avec qui j'ai la chance de partager mes jours, et qui a vaillamment enduré de ne plus partager que mes nuits quelques semaines durant...

---

## Traitement automatisé à long terme des données radio RPWS-HFR

---

L'INSTRUMENT radio RPWS-HFR fonctionne de façon quasi-continue selon une grande variété de modes instrumentaux (correspondant à différents temps d'intégration, résolution et échelle spectrale) [Zarka et al., 2000; Gurnett et al., 2004]. Il enregistre au moyen de 2 ou 3 antennes tous les signaux radio (incluant bruit de fond, émissions électromagnétiques, électrostatiques et parasites) sur une gamme de fréquences comprise entre 3.5 kHz et 16.125 MHz.

Pour pouvoir étudier spécifiquement le SKR, j'ai développé un traitement automatisé permettant de construire une base de données constituée uniquement de l'émission kilométrique étalonnée, normalisée et organisée régulièrement en temps et en fréquence. Ce type de traitement est adapté aussi bien aux grandeurs physiques calculées à partir des mesures 2-antennes (S,V, $\theta$ , $\phi$ ) que 3-antennes (S,Q,U,V, $\theta$ , $\phi$ ), décrites dans le chapitre 2. J'ai notamment utilisé les grandeurs (S,V) pour construire des spectres dynamiques de flux étalonné (exprimé en  $W.m^{-2}.Hz^{-1}$ ) normalisé à 1 UA, de taux de polarisation circulaire (normalisé) et de SNR (en dB) ainsi que des séries temporelles régulières de puissance rayonnée (en  $W.sr^{-1}$ ).

Cette annexe décrit successivement l'étude de la variabilité du bruit de fond (partie A.1), le choix de la sélection d'antennes (partie A.2), la sélection du SKR (partie A.3) avant d'aborder le traitement proprement dit (partie A.4).

### A.1 Variabilité du niveau de fond

La première étape du traitement des données radio consiste à extraire le signal réel des mesures en soustrayant préalablement le bruit de fond enregistré par l'instrument. Zarka et al. [2004] ont montré que ce bruit de fond consiste en deux composantes : l'une d'origine physique (bruit galactique, bruit de plasma et bruit d'impact) et l'autre d'origine instrumentale (bruit du récepteur et raies parasites). L'étude de la variabilité temporelle du bruit de fond total est nécessaire pour déterminer la durée minimale requise pour l'estimer correctement.

Ce bruit de fond est déterminé sur une période donnée de façon indépendante pour chaque fréquence par la valeur à 5% de la distribution de flux (voir [Zarka et al., 2004]). Le bruit de fond galactique et le bruit du récepteur (constant en fonction de la fréquence) ne varient pas significativement avec le temps. A contrario, la présence

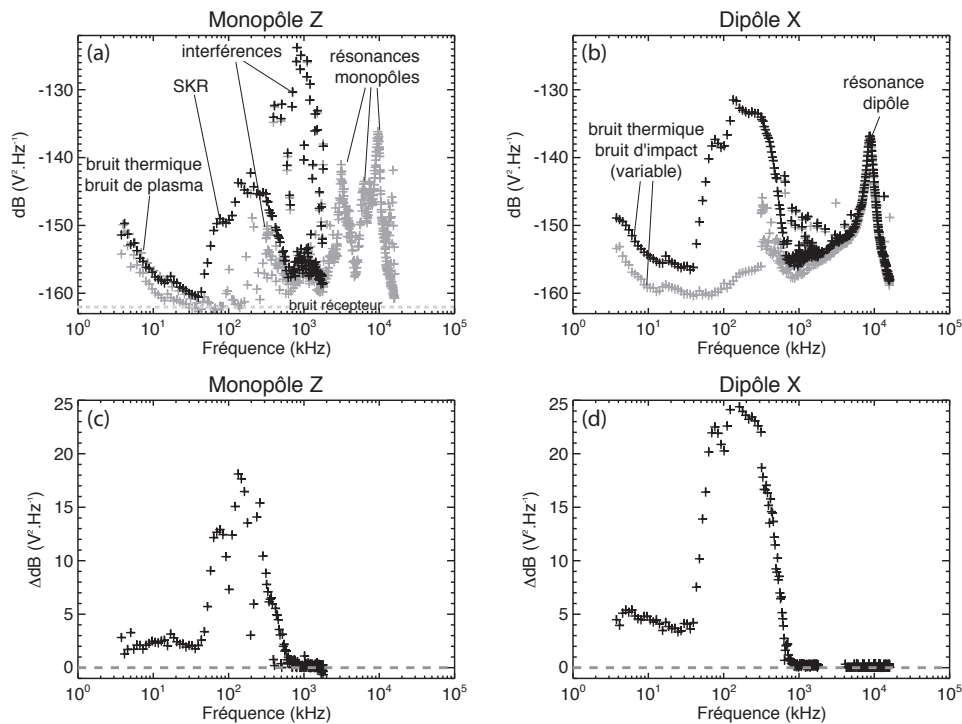


FIGURE A.1 – Spectres du bruit de fond à 5% (incluant le bruit de fond galactique et le bruit de fond instrumental) mesurés par l'instrument RPWS-HFR. Les panneaux (a) et (c) concernent le monopôle Z tandis que les panneaux (b) et (d) concernent le dipôle X. Sur les panneaux (a) et (b), le bruit de fond calculé sur la journée du 9 février 2005 est indiqué en noir tandis que le bruit de fond calculé sur le trimestre allant du 1er janvier au 31 mars 2005 est indiqué en gris. On remarque l'existence de plusieurs "pics" dans les spectres (résonance d'antenne, parasites...) ainsi qu'un massif correspondant au spectre du SKR dans le fond journalier. Les panneaux (c) et (d) montrent le résultat de la soustraction du fond trimestriel au fond journalier. On constate que le fond trimestriel est constamment inférieur au fond journalier, quel que soit le canal de fréquence.

de raies parasites (dus à des résonances avec de nombreux convertisseurs de puissance présents sur la sonde, principalement aux harmoniques de 100 kHz), souvent intenses, dépend des modes instrumentaux utilisés. Enfin, le bruit de plasma et le bruit d'impact varient avec la densité in situ (décroissance typique en  $f^{-\alpha}$  visible aux fréquences  $\leq 40$  kHz).

La figure A.1 compare le niveau de fond calculé sur le monopôle Z et le dipôle X sur deux périodes de temps différentes : une journée et un trimestre (cette étude a été menée sur une palette de durées variant entre ces deux limites). Qu'il s'agisse du monopôle ou du dipôle, les résultats sont similaires : le fond journalier est calculé sur une période trop courte pour estimer correctement la gamme de fréquence correspondant au SKR (indiquée sur la figure A.1a). En d'autres termes, lors d'une journée de mesure, le SKR est présent si souvent sur les canaux de fréquence correspondant à sa gamme spectrale (environ [10,1000 kHz]) qu'il pollue significativement la mesure du fond. A contrario, le fond trimestriel a été estimé sur une période suffisamment longue pour estimer plus efficacement cette gamme de fréquences : sur les tracés en gris, la "bosse" correspondant au SKR a disparu. Par ailleurs, le spectre trimestriel est également plus faible sur quasiment tous les autres canaux de fréquences comme l'attestent les figures A.1c et A.1d. L'évaluation des contributions physique et instrumentale s'en trouve améliorée.

Comme il était nécessaire, pour la construction de notre base de données, de pouvoir estimer régulièrement le fond instrumental suivant l'organisation de l'archivage des données en périodes de trois mois, le bruit de fond total

a donc été calculé indépendamment sur chaque trimestre.

## A.2 Choix de la sélection d'antennes

L'instrument HFR a la possibilité d'opérer des mesures utilisant 2 ou 3 antennes fournissant respectivement 4 ou 7 mesures d'auto- et d'intercorrélations indépendantes. En règle générale, le fonctionnement 2-antennes utilise le dipôle X et le monopôle Z, on mesure alors  $A_{XX}$ ,  $A_{ZZ}$ ,  $C_{XZ}^r$  et  $C_{XZ}^i$  (voir tableau 2.1). Le mode 3-antennes utilise les 3 monopôles et calcule directement  $A_{+X+X}$ ,  $A_{-X-X}$ ,  $A_{ZZ}$  (deux fois),  $C_{+XZ}^r$ ,  $C_{+XZ}^i$ ,  $C_{-XZ}^r$  et  $C_{-XZ}^i$  (voir tableau 2.1). Cecconi et Zarka [2005a] ont développé des inversions analytiques capables d'extraire les paramètres physiques de l'onde à partir de ces mesures : les quatre paramètres de Stokes (S,Q,U,V) [Kraus, 1966] et la direction du vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  caractérisée par les angles ( $\theta$  pour la colatitude,  $\phi$  pour l'azimut) dans le repère du satellite. La goniopolarimétrie permet ainsi de retrouver à la fois la direction d'arrivée et l'état de polarisation de l'onde. En postulant que l'onde observée est émise par une source ponctuelle (onde plane), elle permet de retrouver l'intégralité des six paramètres de l'onde à partir des mesures 3-antennes ou quatre de ces six paramètres à partir des mesures 2-antennes.

Entre le 29 juin 2004 (date de mise en orbite) et le 30 mars 2008, 90.53 % des mesures ont été acquises en mesures 2-antennes et 9.47 % en mesures 3-antennes. L'utilisation privilégiée du fonctionnement 2-antennes apparaît ainsi plus judicieuse pour toute étude à long terme. Lorsque c'est le cas, les données 3-antennes sont utilisées comme deux mesures 2-antennes successives.

### A.2.1 Fonctionnement 2-antennes

Avec une hypothèse physique sur deux des six inconnues, les inversions 2-antennes permettent de retrouver les quatre inconnues restantes.

Avant l'entrée de Cassini en orbite ( $r_{cass} \geq 150 R_{sat}$ ), la taille angulaire de Saturne vue de Cassini était  $\leq 0.75^\circ$ , soit une valeur inférieure à la résolution angulaire sur la direction d'arrivée de l'onde (1 à  $2^\circ$ , [Cecconi et Zarka, 2005a]). On peut alors raisonnablement approximer la position des sources radio par celle du centre de la planète. En postulant ainsi les angles ( $\theta, \phi$ ) de chaque mesure égaux aux coordonnées de Saturne, l'inversion "Polarimétrique" [Cecconi et Zarka, 2005a] (ci-après notée P) permet de retrouver l'intensité  $S_P$  du vecteur de Poynting et l'état de polarisation complet de l'onde (les taux normalisés de polarisation circulaire  $V_P$  et linéaire  $Q_P$  et  $U_P$ ).

Depuis l'insertion de Cassini en orbite autour de Saturne en juillet 2004, on ne peut plus assimiler la position des sources radio au centre de Saturne. Cecconi et Zarka [2005a] ont montré en analysant les données pré-insertion ( $r_{cass} \geq 150 R_{sat}$ ) à l'aide de l'inversion Polarimétrique que le taux de polarisation linéaire du SKR était quasi-nul. En supposant l'absence de polarisation linéaire ( $U = Q = 0$ ), l'inversion Goniométrique (ci-après notée G) permet d'extraire l'intensité  $S_G$ , la polarisation circulaire  $V_G$  ainsi que la direction d'arrivée de l'onde ( $\theta_G, \phi_G$ ).

L'inversion Goniométrique est donc plus pertinente pour toute étude des données 2-antennes après l'insertion en orbite.

### A.2.2 Fonctionnement 3-antennes

Jusqu'à mi-2008, le fonctionnement 3-antennes, qui engendre un balayage en fréquence plus long (puisque le récepteur effectue une mesure 3-antennes à l'aide de deux mesures 2-antennes) a été utilisé de façon sporadique. Cependant, l'inversion 3-antennes Goniopolarimétrique (ci-après notée GP) ne fait pas d'autre hypothèse physique que celle d'une source ponctuelle et permet de retrouver directement les paramètres (S,Q,U,V, $\theta, \phi$ ). Cette information complète sur les caractéristiques de l'onde sera par exemple indispensable pour toute étude statistique précise de la polarisation du SKR.

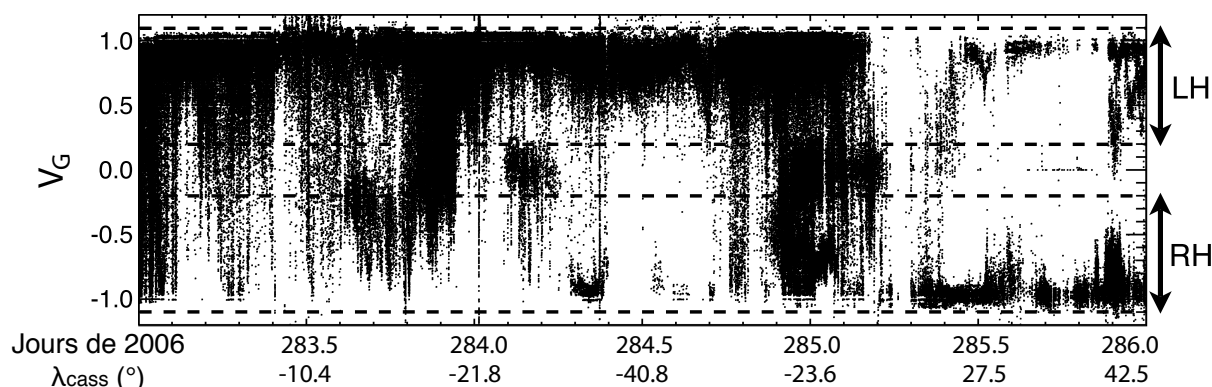


FIGURE A.2 – Taux normalisé de polarisation circulaire  $V_G$  calculé à partir de l'inversion Goniométrique. Seuls les points possédant un SNR supérieur à 25 dB (simultanément sur chacune des 2-antennes) sont tracés. Les lignes en tirets indiquent les gammes de sélection du SKR :  $0.2 \leq V_G \leq 1.1$  pour la composante LH et  $-1.1 \leq V_G \leq -0.2$  pour la composante RH. Ces limites permettent de rejeter la plupart des émissions non polarisées. Le signe de la polarisation dominante change avec la latitude de Cassini.

### A.3 Sélection du SKR

Les émissions kilométriques ont deux caractéristiques importantes : elles sont émises dans les zones aurorales environnant chaque pôle magnétique et possèdent une polarisation circulaire forte (dont le signe est lié à l'hémisphère d'origine). Il est ainsi possible de séparer les différentes composantes du SKR en tirant parti du taux de polarisation circulaire et/ou de la localisation des sources.

#### A.3.1 Sélection en polarisation

Le signe du taux de polarisation circulaire permet de séparer les composantes polarisées main droite (RH) et main gauche (LH). La détermination de  $V$  est différente selon le mode utilisé. Cecconi et Zarka [2005a] ont montré que la précision sur le calcul de  $V$  dépendait fortement du SNR et de la configuration géométrique entre l'onde incidente et le plan des antennes. Ils ont estimé une incertitude typique de  $\Delta V \sim 0.1$ , conduisant occasionnellement à des valeurs de  $|V|$  supérieures à 1 (voir figure 2.6).

#### Fonctionnement 2-antennes

Dans le cas de l'inversion Goniométrique, la figure A.2 montre que les valeurs de  $V_G$  oscillent entre les limites  $-1-\epsilon$  et  $1+\epsilon$ . J'ai donc défini la gamme  $0.2 \leq |V_G| \leq 1.1$  afin de sélectionner uniquement le SKR. Cette sélection permet en effet de rejeter la plupart des émissions électrostatiques locales (*e.g.* à la fréquence plasma électronique), les émissions électromagnétiques d'origine solaire (types III) ainsi que la plupart des parasites radio. Ces parasites se traduisent sous la forme de raies horizontales dans les spectres dynamiques, polluant les fréquences harmoniques de 100 kHz.

Cependant, malgré la sélection sur  $V_P$ , une partie de cette pollution demeure (pour laquelle  $|V_G| \geq 0.2$ ). Pour réduire encore la quantité de parasites, une sélection secondaire a été appliquée sur  $V_P$  avec la même gamme de polarisations que précédemment. Comme les parasites radio affectent différemment le calcul de  $V_G$  et  $V_P$ , cette double sélection est plus efficace pour nettoyer les spectres dynamiques et sélectionner le SKR. La figure A.3 illustre le résultat d'une double sélection sur  $(V_G, V_P)$ .

### Fonctionnement 3-antennes

Dans le cas des enregistrements 3-antennes, une sélection sur tous les paramètres de polarisation (Q,U,V) peut être appliquée. Comme le SKR présente une polarisation elliptique à haute latitude, la sélection doit dépendre de la position de Cassini.

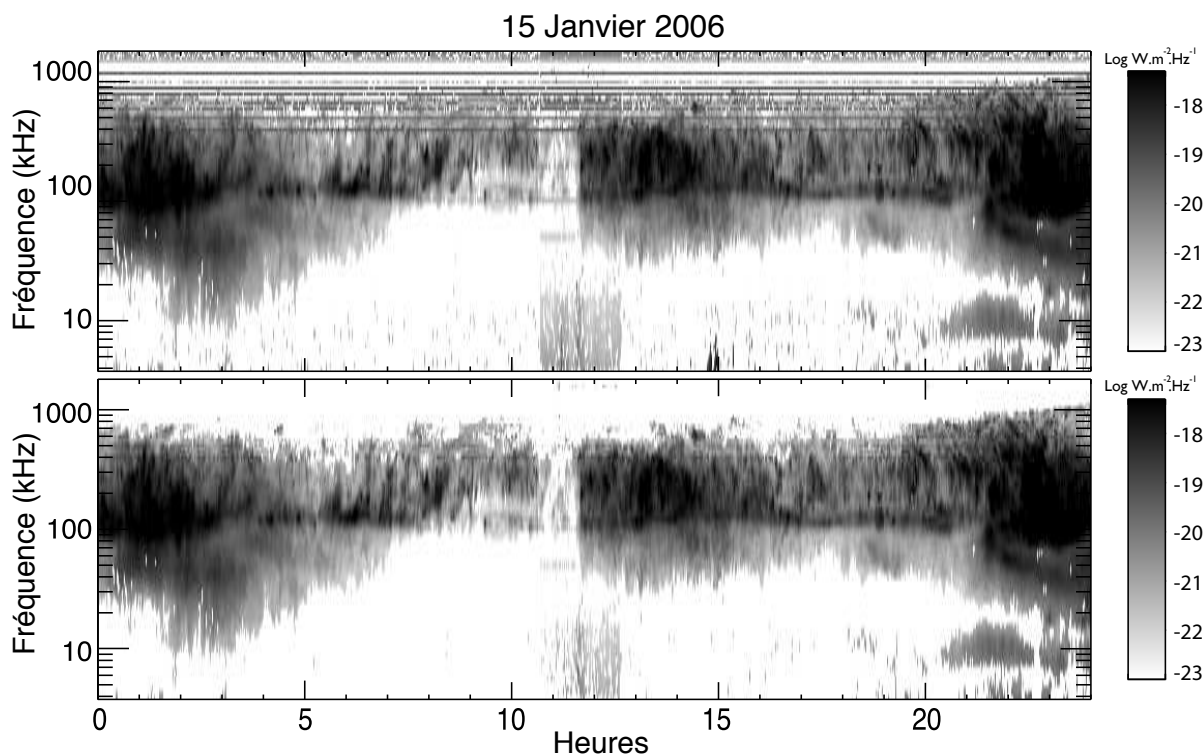


FIGURE A.3 – Spectres dynamiques (cartes d’intensité temps-fréquence) de la densité de flux  $S$  exprimée en  $\text{W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$ . Le panneau du haut montre les émissions correspondant à la condition  $0.2 \leq |V_G| \leq 1.1$ . Le panneau du bas trace les émissions avec la sélection additionnelle  $0.2 \leq |V_P| \leq 1.1$ . Cette seconde sélection permet d’éliminer plus efficacement les parasites radio (bandes de fréquences horizontales multiples de 100 kHz) ainsi que les émissions électrostatiques locales (visibles autour de 15 h). Les spectres ont été réinterpolés en fréquence après suppression des bandes de fréquence parasitées.

#### A.3.2 Sélection par la localisation des sources

Les inversions Goniométrique (2-antennes) ou Goniopolarimétrique (3-antennes) donnent la direction d’arrivée de l’onde dans le repère du satellite. On peut ainsi utiliser les paramètres  $(\theta, \phi)$  pour définir des régions dans le plan d’observation permettant de distinguer le signal utile des données aberrantes (dues aux parasites) ou imprécises (grande erreur sur  $\theta$  et  $\phi$  liée à la configuration géométrique direction de l’onde/plan des antennes).

Comme pour le calcul du taux de polarisation circulaire, la précision sur  $(\theta, \phi)$  dépend du SNR et de l’angle entre la direction d’arrivée de l’onde et le plan des antennes. Cecconi et Zarka [2005a] ont estimé une erreur typique de l’ordre de  $2^\circ$ . Pour différencier les émissions des hémisphères nord et sud à partir du centre de Saturne, on définit deux angles. D’abord la latitude minimale  $\lambda_{min}$  de la direction d’arrivée est choisie égale à  $2^\circ$  au dessus du plan de l’équateur. Par ailleurs, grâce au modèle de champ magnétique quasi-dipolaire de Saturne, on peut calculer la position des sources les plus lointaines, c’est-à-dire de plus basse fréquence. A  $f = 3.5$  kHz (plus basse fréquence du HFR) et dans les zones de haute latitude, les sources sont situées à moins de  $3 R_{sat}$ . En conséquence, on peut



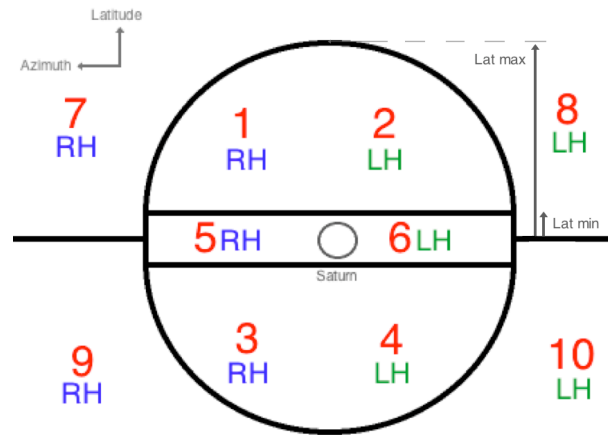


FIGURE A.4 – Indichage du lieu de provenance des émissions mesurées grâce à deux angles limites et une sélection sur le signe du taux de polarisation circulaire (positif pour la composante LH, négatif pour RH). Lat min indique  $\lambda_{min}$  et Lat max  $\lambda_{max}$ . Chaque région est numérotée par un indice.

définir une latitude maximale par une limite raisonnable choisie à  $10 R_{sat}$ . Si on considère une erreur additionnelle de  $2^\circ$ , on obtient les deux angles limites :

$$\lambda_{min} = 2^\circ$$

$$\lambda_{max} = \arctan \frac{10 R_{sat}}{r_{cass}} + 2^\circ$$

Ces angles permettent de définir cinq régions différentes indiquées sur la figure A.4. Les deux régions correspondant aux indices 1, 2, 3 et 4 indiquent le lieu des émissions SKR nord et sud.

## A.4 Traitement des données et création des séries à long terme

Une fois le bruit de fond soustrait, la sélection d'antennes choisie et les données triées, on peut alors procéder au traitement des données. Ce traitement suit plusieurs étapes détaillées ci-dessous. Chaque composante du SKR (sélectionnée grâce à un indice ou une série d'indices) peut ainsi être traitée séparément à partir des données hétérogènes initiales pour produire des séries à long terme organisées en tableaux réguliers temps-fréquence (voir figure A.5).

Les tableaux finaux possèdent une résolution temporelle et spectrale fixes. La résolution temporelle dépend de la durée maximale requise pour balayer intégralement la gamme spectrale du HFR, estimée à  $\sim 90$  s par Gurnett et al. [2004]. Suivant Zarka et al. [2004], la résolution temporelle a été prise égale à 180 s afin de s'assurer d'avoir au moins un balayage complet par pas de temps. La résolution ainsi que l'échelle spectrale sont, elles, choisies en fonction de l'étude souhaitée.

Par souci de clarté, le détail du traitement explicité dans les parties suivantes est illustré sur l'exemple du jeu de données construit pour l'étude de Lamy et al. [2008c]. Pour cette étude statistique, j'ai choisi d'utiliser préférentiellement les mesures 2-antennes et les grandeurs  $(S_G, V_G)$ . J'ai opté pour une résolution spectrale large afin de pouvoir comparer les données très hétérogènes acquises pendant ces 2.75 années. L'échelle de fréquence est ainsi définie par 24 canaux de fréquence répartis de façon logarithmique entre 3.5 et 300 kHz (avec  $\Delta f/f = 20\%$ ) et 24

canaux répartis linéairement entre 350 et 1500 kHz (avec  $\delta f = 50$  kHz). J'ai étudié séparément les composantes RH et LH sélectionnées sans choix sur la localisation des sources : RH correspond donc à la série d'indices [1,3,5,7,9] et LH à [2,4,6,8,10].

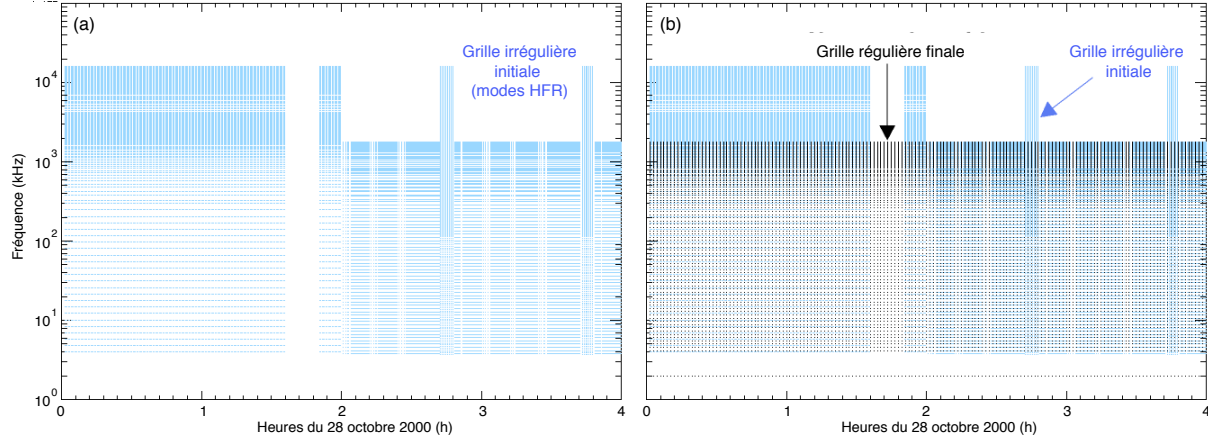


FIGURE A.5 – (a) Exemple de la distribution temps-fréquence hétérogène des différents modes du HFR utilisés le 28 octobre 2000 entre minuit et 4 h. (b) Superposition de la distribution temps-fréquence homogène (définie à la partie A.4) pour intégrer les données (en noir).

#### A.4.1 Intégration initiale

Pour tenir compte de la diversité des modes instrumentaux (voir figure A.5), les données sont traitées mode par mode. Pour chaque mode, le temps d'enregistrement initial de chaque mesure  $t_{initial}$  est d'abord corrigé du temps de propagation de l'onde entre Saturne et Cassini :

$$t_{reel} = t_{initial} - \frac{r_{cass}}{c} \quad (\text{A.1})$$

où  $c$  est la célérité de la lumière et  $r_{cass}$  la distance de Cassini à la planète. Les données sont ensuite organisées le long de tableaux réguliers avec une résolution temporelle égale à 180 s et avec une résolution spectrale correspondant à celle du mode considéré. Les valeurs de  $S_G$  et  $V_G$  correspondant aux événements non sélectionnés (ici  $|V| < 0.2$ ) sont fixés par défaut à 0.

Suivant Zarka et al. [2004], les flux  $S_G$  en  $V^2.Hz^{-1}$  sont transformés en flux  $S_W$  en  $W.m^{-2}.Hz^{-1}$  :

$$S_W = \frac{S_G}{Z_0 \left( \frac{LC_a}{C_a + C_b} \right)^2} \quad (\text{A.2})$$

où  $Z_0$  est l'impédance du vide  $\sim 377 \Omega$ ,  $L$  la longueur effective du monopôle  $Z$ ,  $h_z \sim 1.68$  m et  $C_a$  et  $C_b$  les capacités d'antenne et de base avec  $C_a/(C_a + C_b) \sim 0.4$ .

Les grandeurs  $SNR_{X,Z}$  indiquent pour chaque antenne de la paire (X,Z) le rapport signal sur bruit sur l'auto-corrélation calculé à partir du bruit théorique [Baptiste Cecconi, 2004]. Chaque mesure 2-antennes possède donc deux valeurs de SNR (exprimés en dB).

Les tableaux  $S_i$ ,  $P_i$ ,  $V_i$  et  $SNR_{X,Z,i}$  (ci-après simplement notés  $SNR_i$ ) sont alors remplis avec un type de moyenne prenant en compte une pondération par le temps d'intégration et la largeur de la bande spectrale de chaque mesure individuelle initiale. Si chaque élément des tableaux d'indice  $i$  correspond à  $m$  pas de temps et  $n$

fréquences des données initiales ( $S_{W\ m,n}, V_{G\ m,n}, SNR_{X,Z,m,n}$ ) et si (\*) renvoie à la sélection considérée (ici RH ou LH), on procède comme suit :

$$S_i(*) = \frac{\sum_{m,n} S_{W\ m,n}(*) \delta t_m(*) \delta f_n(*)}{\sum_m \delta t_m \sum_n \delta f_n} \quad (\text{A.3})$$

$$P_i(*) = \frac{\sum_{m,n} S_{W\ m,n}(*) \delta t_m(*) \delta f_n(*)}{\sum_m \delta t_m(*)} \quad (\text{A.4})$$

$$V_i(*) = \frac{\sum_{m,n} V_{G\ m,n}(*) S_{W\ m,n}(*) \delta t_m(*) \delta f_n(*)}{\sum_{m,n} S_{W\ m,n}(*) \delta t_m(*) \delta f_n(*)} \quad (\text{A.5})$$

$$SNR_i(*) = \frac{\sum_{m,n} SNR_{X,Z,m,n}(*) S_{W\ m,n}(*) \delta t_m(*) \delta f_n(*)}{\sum_{m,n} S_{W\ m,n}(*) \delta t_m(*) \delta f_n(*)} \quad (\text{A.6})$$

Les puissances  $P_i$  diffèrent simplement des flux  $S_i$  par une intégration sur la bande spectrale et une moyenne temporelle sur la sélection (\*). Les équations A.5 et A.6 incluent une pondération par la densité de flux pour prendre en compte le fait que la polarisation et le SNR des événements les plus intenses ne soient pas artificiellement réduits par ceux des événements voisins de moindre intensité.

## A.4.2 Elimination des parasites

Une étape de nettoyage des spectres dynamiques est appliquée uniquement sur les tableaux  $S_i$  et  $P_i$  (les tableaux  $V_i$  and  $SNR_i$  ne sont pas traités et conservent ainsi l'information initiale). Pour chaque spectre, les pixels isolés sont supprimés afin d'exclure les fréquences potentiellement polluées par des parasites résiduels avec  $|V_i| \geq 0.2$ . Comme l'illustre la figure A.6, la largeur spectrale typique des raies parasites correspond à 2-3 canaux de fréquence. Les tableaux  $S_i$  et  $P_i$  sont ensuite reconstruits en fréquence selon la condition suivante : une interpolation linéaire est appliquée sur deux valeurs non nulles du spectre lorsque le nombre de valeurs nulles consécutives entre ces deux limites est inférieur ou égal à 4. J'ai vérifié que, sous cette formulation compliquée, l'interpolation associée maximise bien la continuité spectrale sans ajouter artificiellement de signal.

## A.4.3 Intégration finale

Finalement les tableaux finaux  $S_f, P_f, V_f$  et  $SNR_f$  sont remplis à partir des tableaux initiaux traités de nouveau selon les équations A.3, A.4, A.5 et A.6. Si la résolution de l'échelle spectrale finale est plus fine que celle du mode courant, une interpolation supplémentaire est appliquée sur chaque spectre des tableaux  $S_f$  et  $P_f$ . Les données manquantes sont identifiées par l'attribution d'une valeur physique par défaut égale à -1 pour les tableaux  $S_f$  et  $P_f$  et 0 pour les tableaux  $V_f$  et  $SNR_f$ . Entre le 29 juin 2004 et le 30 mars 2008, les trous de données ont représenté 7.6 % de l'intervalle.

## A.4.4 Normalisation

### Flux radio reçu

Les spectres dynamiques de flux étalonné (en  $W.m^{-2}.Hz^{-1}$ ) sont normalisés à 1 UA par une correction du carré de la distance entre Cassini et Saturne :

$$S = S_f \times r_{ua}^2 \quad (\text{A.7})$$

où  $r_{ua}$  est la distance Cassini-Saturne distance en UA.

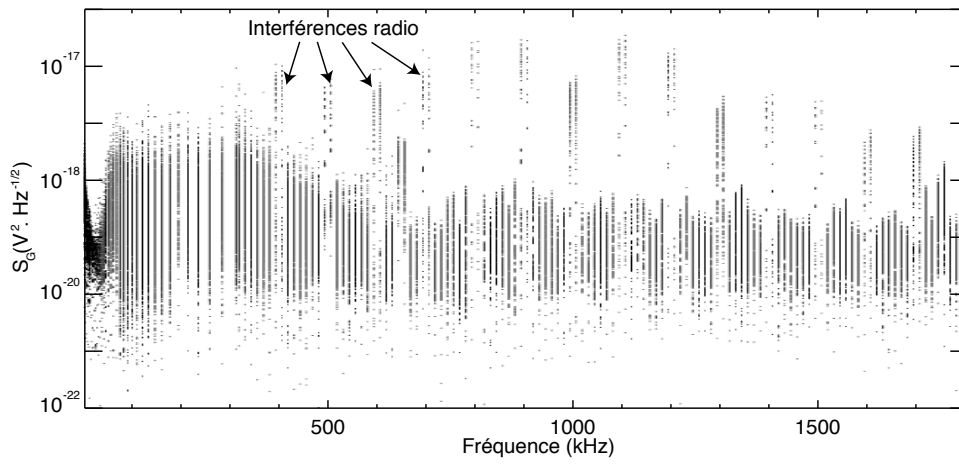


FIGURE A.6 – Flux  $S_G$  ( $V^2.Hz^{-1/2}$ ) en fonction de la fréquence pour le jour 115 de l'année 2004. Les parasites se traduisent sous la forme de valeurs de flux plus intenses que la normale sur les canaux de fréquence au voisinage des harmoniques de 100 kHz. La largeur typique de ces parasites est en général de 2 à 3 canaux.

### Puissance radio rayonnée

La puissance totale moyenne  $P_W$  (exprimée en  $W$ ) rayonnée par les sources radio observées sur une plage de fréquences donnée  $[f_{min}, f_{max}]$  s'écrit :

$$P_W = \Omega \times r_{cass}^2 \int S_W(f) df \quad (A.8)$$

où  $S_W$  est la densité de flux en  $W.m^{-2}.Hz^{-1}$ ,  $r_{cass}$  la distance à Saturne en m et  $\Omega$  l'angle solide du diagramme d'émission des sources. Comme l'émission radio est anisotrope, et que l'angle solide correspondant est inconnu, la grandeur physique conservée est  $P = P_W/\Omega$  exprimée en  $W.sr^{-1}$ .

Les séries temporelles de puissance rayonnée  $P$  sont ainsi directement obtenues à partir des tableaux finaux  $P_f$  par intégration spectrale sur la gamme  $[f_{min}, f_{max}]$  et par correction de la distance suivant :

$$P = \int P_f \times r_{cass}^2 df \quad (A.9)$$

où  $r_{cass}$  est la distance à Saturne en m.

Un exemple typique illustrant les effets du traitement des données décrit dans cette annexe est visible sur la figure 2.3.



# ANNEXE B

---

## Méthodes d'analyse harmonique d'un signal périodique de période variable

---

**D**EUX méthodes de détermination de la période du SKR (notée  $P_{skr}$ ) sont détaillées dans cette annexe. Elles permettent de calculer  $P_{skr}$  sur des échelles de temps "courtes" de l'ordre de quelques dizaines de périodes ( $\leq 20-30$  jours) avec une résolution spectrale plus fine que celle de la transformée de Fourier équivalente.

### B.1 Méthode de corrélation de pics séparés par N périodes

La technique baptisée "corrélation de pics séparés par N périodes" a été développée par Philippe Zarka pour calculer spécifiquement les variations de  $P_{skr}$  en corrélant les pics (ou bouffées/occurrences) du SKR. Son principe est expliqué sur l'exemple donné par la figure B.1 : l'analyse porte sur la composante LH émise dans l'hémisphère sud ayant servi à l'étude de Zarka et al. [2007]. Le choix de cette composante a pris en compte les conditions d'observations pré-insertion où la latitude de Cassini valait  $\lambda_{cass} \sim -18^\circ$ , favorisant ainsi l'observation des émissions sud (voir chapitre 2).

Les figures B.1a et B.1b montrent respectivement le spectre dynamique des données LH traitées (pour éliminer les parasites et les émissions différentes du SKR, voir annexe A), et la série temporelle de puissance associée intégrée entre 100 et 400 kHz avec une résolution temporelle de 3 min. Le logarithme décimal de cette série de puissance est alors lissé deux fois consécutivement sur un intervalle de cinq heures pour faire ressortir la modulation de l'émission (courbes noires sur les figures B.1b et B.1c). Les maxima locaux, bien identifiés sur la série lissée sont ainsi relevés systématiquement (points noirs sur la figure B.1c) à raison d'un point par rotation de  $\sim 10.75$  h (à titre d'exemple, l'intervalle de 1186 jours étudié par Zarka et al. [2007] a conduit à 2717 points identifiés comme maxima locaux). Il a été vérifié que le lissage n'avait pas d'incidence sur l'instant de détection des maxima.

L'étape fondamentale de cette méthode d'analyse consiste alors à calculer le coefficient d'intercorrélation entre deux intervalles larges de  $\pm 3$  h de la série lissée (c'est-à-dire environ la moitié de la durée typique d'une occurrence de SKR), chacun centrés sur un maximum local et séparés par N périodes (représentés par les boîtes bleues sur la figure B.1c). Ce moyen permet de vérifier si ces deux intervalles présentent bien la forme en cloche caractéristique

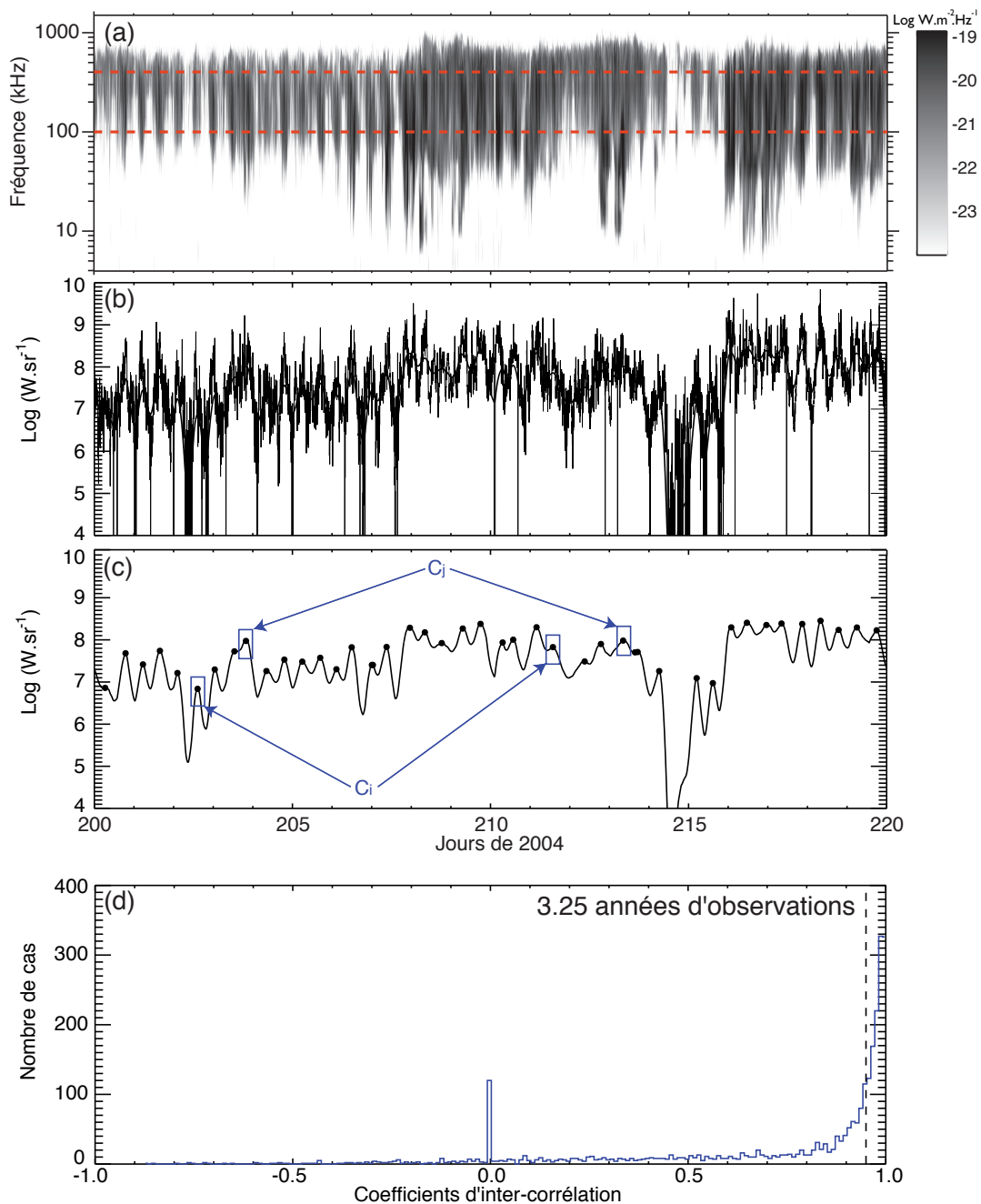


FIGURE B.1 – Exemple du traitement des données permettant d'estimer précisément  $P_{skr}$  sur un intervalle de  $N$  périodes. Le panneau (a) montre un spectre dynamique de l'émission kilométrique de l'hémisphère sud (composante LH polarisée à gauche) pendant 20 jours d'observation. Les lignes rouges en tirets indiquent la gamme de fréquences [100,400 kHz] correspondant à la partie la plus intense du spectre du SKR. Le panneau (b) trace la série temporelle de puissance associée intégrée entre 100 et 400 kHz. La courbe noire superposée correspond à la même série lissée deux fois consécutivement sur un intervalle glissant de 5 h. Ce traitement permet d'éliminer les fluctuations de haute fréquence et faire ressortir la variation principale modulée à  $P_{skr}$ . Le panneau (c) indique par des points noirs les maxima locaux de la série lissée, détectés automatiquement. Pour chaque point, on calcule alors le coefficient d'intercorrélacion entre deux fenêtres larges de 6 h (boîtes bleues reliées par des flèches) dont l'une est centrée sur le maximum local considéré et l'autre sur le maximum situé  $N$  périodes plus loin. Ici,  $C_i$  et  $C_j$  illustrent le cas  $N = +20$ . Le panneau (d) montre la distribution de ces coefficients d'intercorrélacion pour la composante LH et  $N = +20$  sur 3.25 années d'observations correspondant à l'étude [Zarka et al., 2007]. Cette distribution témoigne d'un pic marqué proche de la valeur 1. Partant, on choisit par la suite un coefficient de corrélation limite  $C_{lim} = 0.95$  correspondant à la largeur à mi-hauteur du pic afin de sélectionner uniquement les évènements les mieux corrélés.

des pics de SKR et peuvent le cas échéant être utilisés deux à deux pour calculer directement  $P_{skr}$  sur une durée égale à  $N$  périodes.

La distribution des coefficients d'intercorrélation pour  $N = +20$  sur 3.25 années utilisée dans l'étude de Zarka et al. [2007] pour la composante LH est représentée sur la figure B.1d. Cette figure montre que la plupart des coefficients sont très élevés : 44% des points ont un coefficient de corrélation supérieur à une valeur limite  $C_{lim} = 0.95$ , choisie pour distinguer les événements hautement significatifs.

$P_{skr}$  est calculée en chaque point possédant un coefficient supérieur ou égal à  $C_{lim}$ . On obtient alors une série temporelle dont des exemples sont donnés sur les deux intervalles de la figure B.2. Les résultats sont similaires pour des calculs utilisant des valeurs de  $N = \pm 5$  à 40 rotations. Pour augmenter le rapport signal sur bruit, on applique un lissage final sur dix valeurs consécutives (différence entre petits et grands symboles sur la figure B.2). Chaque valeur de  $P_{skr}$  est donc calculée sur  $\sim 30$  rotations, soit  $\sim 13$  jours.

Les variations de  $P_{skr}$  obtenues grâce à cette technique sont représentées au chapitre 3 (notamment sur la figure 3.1).

## B.2 Analyse spectrale de Lomb-Scargle

La technique de Lomb-Scargle permet de faire l'analyse spectrale d'un signal échantillonné irrégulièrement. Il s'agit d'un algorithme "lent" (qui nécessite  $10^2 N \ln N$  opérations pour analyser  $N$  mesures) mais qui présente de multiples avantages comparé à la transformée de Fourier rapide traditionnelle (FFT pour Fast Fourier Transform). Je rappelle succinctement ci-dessous le fonctionnement et les conditions d'utilisation du périodogramme de Lomb-Scargle qui a été décrit en détails par Lomb [1976]; Scargle [1982]; Horne et Baliunas [1986]; Press et Rybicki [1989].

Soit un signal périodique bruité dont la mesure vaut  $X(t_i)$  au temps  $t_i$  pour  $i = 1, \dots, N_0$ .  $X(t_i)$  peut se décomposer en la somme d'un signal périodique (supposé sinusoïdal)  $X_s(t_i) = X_0 \sin(\omega_0 t_i + \phi)$  et d'un bruit additionnel noté  $R(t_i)$  suivant :

$$X(t_i) = X_s(t_i) + R(t_i) \quad (\text{B.1})$$

L'objectif d'un périodogramme est de calculer le spectre du signal  $X$  afin de détecter la périodicité  $\omega_0$  du signal  $X_s$ .

### B.2.1 Périodogramme classique

La transformée de Fourier discrète du signal en fonction de sa pulsation  $\omega = 2\pi f$  s'écrit :

$$TF_X(\omega) = \sum_{j=0}^{N_0} X(t_j) e^{-i\omega t_j} \quad (\text{B.2})$$

On définit traditionnellement le périodogramme "classique" par la formule :

$$P_X(\omega) = \frac{1}{N_0} |TF_X(\omega)|^2 = \frac{1}{N_0} \left[ \left( \sum_j X_j \cos \omega t_j \right)^2 + \left( \sum_j X_j \sin \omega t_j \right)^2 \right] \quad (\text{B.3})$$

Si le signal  $X$  contient une composante sinusoïdale à la pulsation  $\omega_0$ , alors les termes  $X(t)$  et  $e^{-i\omega t}$  sont en phase pour  $\omega \sim \omega_0$  et contribuent à de grandes valeurs de  $P_X$  au travers des termes de somme de l'équation B.3.



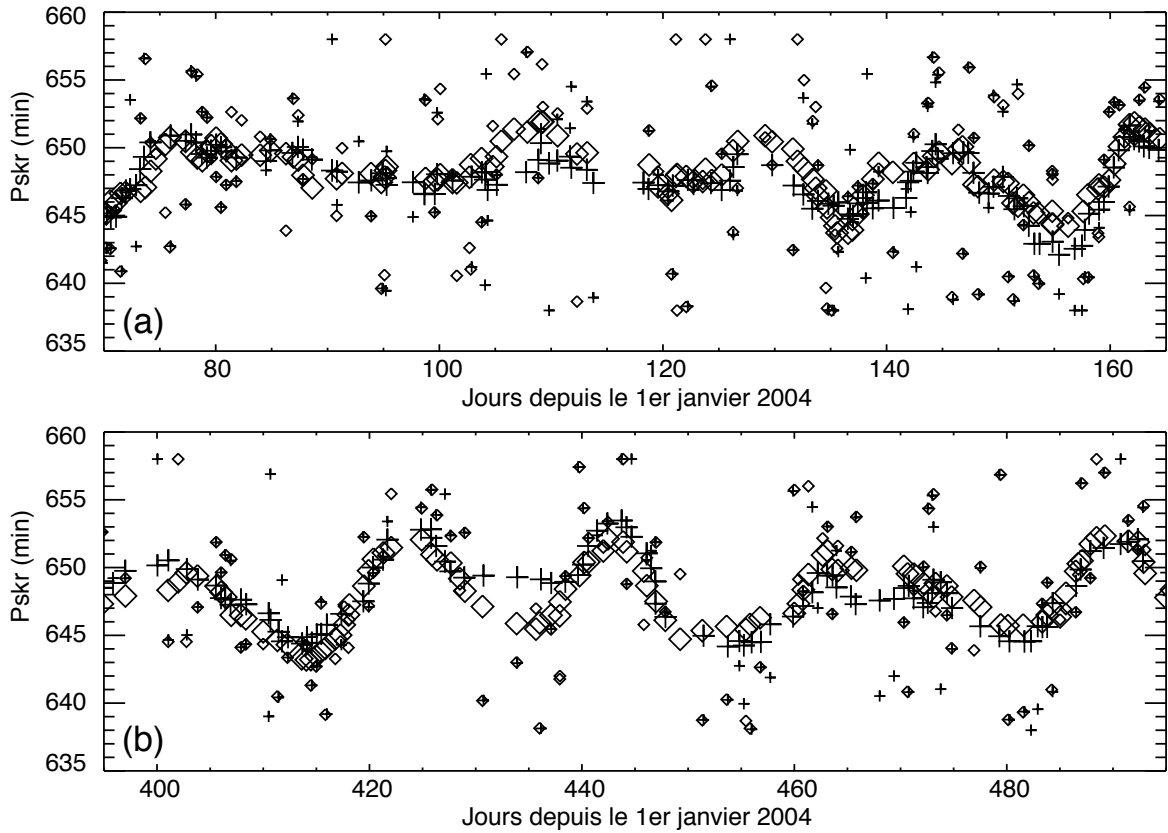


FIGURE B.2 – Détermination de  $P_{skr}$  de la composante LH sur deux périodes arbitraires de  $\sim 100$  jours. Sur chacun des deux panneaux sont tracées les valeurs individuelles de  $P_{skr}$  calculées pour les coefficients de corrélation  $\geq C_{lim}$  (approximativement une valeur par rotation). Les petits symboles croix et losanges indiquent les valeurs calculées avec  $N = +20$  et  $N = -20$  respectivement. Les nuages de points correspondants montrent une variation de  $\pm 10$  min à l'échelle de 20-30 jours avec des fluctuations de bruit de l'ordre de  $\pm 5$  min. Si on lisse chacune de ces séries sur dix valeurs consécutives, on obtient les valeurs indiquées par les grands symboles losanges et croix. On voit alors que la modulation à 20-30 jours persiste (avec une amplitude de  $\pm 3-4$  min pour le panneau (a) et  $\pm 7$  min pour le panneau (b)) avec une amplitude des fluctuations de bruit réduite à  $\pm 1-1.5$  min. La modulation de  $P_{skr}$  correspond ainsi à une détection à  $\sim 3\sigma$  pour le panneau (a) et  $\sim 5\sigma$  pour le panneau (b). Chaque mesure finale a donc été calculée avec des mesures étalées sur  $\sim 30$  rotations ( $|N| = 20$  rotations initiales ajoutées à un lissage sur 10 valeurs consécutives), c'est-à-dire  $\sim 13$  jours.

Pour des valeurs  $\omega \neq \omega_0$ , les termes  $X(t)$  et  $e^{-i\omega t}$  sont aléatoirement positifs ou négatifs conduisant à de faibles valeurs de  $P_X$ . Ainsi, un signal sinusoïdal sera repéré par une valeur élevée de  $P_X(\omega_0)$ , *i.e.* un pic étroit dans le spectre associé.

Si l'échantillonnage des données est régulier (prenons pour simplifier  $\Delta t = 1$  et  $t_j = j$ ), l'équation B.3 devient :

$$P_X(\omega) = \frac{1}{N_0} \left| \sum_{j=0}^{N_0} X_j e^{-ij\omega} \right|^2 \quad (\text{B.4})$$

L'utilisation de la FFT permet alors de calculer le spectre donné par l'équation B.4 aux fréquences régulières-

ment espacées  $\omega_n = 2n\pi/T$  où  $T$  est la durée totale de l'intervalle de temps analysé et  $n = 0, \dots, N_0/2$ . Cette technique de calcul est rapide ( $N \cdot \ln N$  opérations pour analyser  $N$  mesures), ce qui explique, en partie, sa popularité.

Cependant, l'utilisation de la FFT comporte les deux principaux inconvénients suivants. D'abord, le spectre calculé par FFT est sensible aux pertes spectrales, c'est-à-dire une fuite de la puissance spectrale d'une pulsation donnée (en général  $\neq \omega_n$ ) vers une pulsation  $\omega_n$  (voisine ou distante). Ceci peut par exemple prendre la forme d'un étalement de pic (fuite vers des fréquences voisines) ou de repliement de spectre (fuite vers des fréquences distantes). Ensuite et surtout, la FFT n'est applicable qu'à un jeu de données échantillonnées régulièrement sur un intervalle de temps donné. En d'autres termes, elle est particulièrement sensible aux trous de données naturellement présents lors de la construction d'une série temporelle observée (par exemple de SKR, voir annexe A). En pratique, ceci se traduit par un spectre d'autant plus bruité que les trous de données sont importants, gênant de facto la détection de la pulsation  $\omega_0$ .

### B.2.2 Périodogramme normalisé de Lomb-Scargle

Lomb [1976] puis Scargle [1982] se sont proposés de pallier ces défauts grâce à l'élaboration d'un périodogramme amélioré. Pour cela, on définit au préalable la moyenne et la variance du signal  $X$  précédent par :

$$\langle X \rangle = \frac{1}{N_0} \sum_{j=0}^{N_0} X(t_j) \quad (\text{B.5})$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{N_0 - 1} \sum_{j=0}^{N_0} (X(t_j) - \langle X \rangle)^2 \quad (\text{B.6})$$

Pour chaque pulsation  $\omega$  qu'on souhaite tester, on construit la grandeur temporelle  $\tau$  telle que :

$$\tan 2\omega\tau = \frac{\sum_j \sin 2\omega t_j}{\sum_j \cos 2\omega t_j} \quad (\text{B.7})$$

On définit alors le périodogramme de Lomb-Scargle normalisé  $P_N(\omega)$ , qui calcule la puissance spectrale de la série  $X$  à la pulsation  $\omega$ , par :

$$P_N(\omega) = \frac{1}{2\sigma^2} \left( \frac{[\sum_j (X(t_j) - \langle X \rangle) \cos \omega(t_j - \tau)]^2}{\sum_j \cos^2 \omega(t_j - \tau)} + \frac{[\sum_j (X(t_j) - \langle X \rangle) \sin \omega(t_j - \tau)]^2}{\sum_j \sin^2 \omega(t_j - \tau)} \right) \quad (\text{B.8})$$

La constante  $\tau$  a deux effets sur  $P_N(\omega)$  [Lomb, 1976] : d'abord elle rend  $P_N(\omega)$  invariant par translation des  $t_i$  (c'est-à-dire que l'origine des temps peut être choisie arbitrairement) ; elle rend ensuite le calcul du spectre par l'équation B.8 équivalent à un ajustement par la technique des moindres carrés d'un signal sinusoïdal du type :

$$X(t) = A \cos \omega t + B \sin \omega t \quad (\text{B.9})$$

Ceci permet de comprendre pourquoi cette méthode donne de meilleurs résultats que la FFT. Il est en effet possible de limiter les effets de perte spectrale en suréchantillonnant la gamme de pulsations étudiée par rapport aux  $\omega_n$  données par la FFT équivalente (e.g. en choisissant  $\Delta\omega \leq 2\pi/T$  et  $\omega_{max,Lomb} \geq \omega_{max,FFT}$ ). Ensuite (et surtout), il est possible de calculer un spectre même pour des données échantillonnées irrégulièrement : le calcul du périodogramme de Lomb-Scargle ne repose pas sur "un intervalle de temps" mais sur "une collection de données individuelles". Enfin, qu'il s'agisse d'intervalles réguliers ou non, la normalisation particulière du périodogramme (voir équation B.8) a la propriété d'améliorer le rapport signal sur bruit du spectre final.

### B.2.3 Calcul de $P_{skr}$ à court terme

J'ai pu vérifier que l'utilisation de la FFT permettait de retrouver les variations à long terme du SKR [Kurth et al., 2007] mais s'avérait limitée pour le calcul de  $P_{skr}$  à court terme ( $\leq 20$ -30 jours). En effet, non seulement les données manquantes brulent considérablement le spectre de Fourier, mais de plus une précision de 1% sur  $P_{skr}$  nécessite des intervalles d'au moins 100 périodes de long (soit environ 45 jours).

J'ai donc naturellement préféré l'utilisation de la technique de Lomb-Scargle. Après étude de cas, j'ai choisi un intervalle régulier glissant avec un pas de temps égal à 30 min et d'une longueur de fenêtre de durée  $\sim 20$  jours pour mener cette analyse. En effet, l'utilisation d'intervalles irréguliers a mené à des résultats moins satisfaisants (spectres bruités, résolution variable, inhomogénéité des spectres calculés...). De plus, si la résolution de la FFT équivalente est relativement faible ( $\sim 14$  min à  $\sim 650$  min), le suréchantillonnage spectral du périodogramme de Lomb (choisi à  $128 \times N_0/2$ ) a permis non seulement d'améliorer cette résolution par la détection directe de la largeur à mi-hauteur bien définie du pic principal (en pratique  $\sim 10$  min) mais surtout de détecter les faibles variations de  $P_{skr}$  de l'ordre de quelques minutes grâce à une résolution spectrale d'environ  $1/9$  min (donnée par le rapport  $14/128$ ) à  $\sim 650$  min, soit bien meilleure que celle offerte par la FFT.

Cette technique a fourni des résultats confirmant clairement ceux obtenus par la méthode de corrélation (expliquée à la partie B.1) lorsque les données étaient de bonne qualité (bonne visibilité, peu de parasites etc...). La figure 3.2 compare les résultats issus de ces deux techniques qui sont discutés à la partie 3.2.

# ANNEXE C

---

## Projection des images HST

---

**P**ROJETER des images d'aurores UV sur un ellipsoïde d'altitude donnée est un traitement complexe. Vincent Dols (du Laboratoire de Physique Atmosphérique et Planétaire de l'Université de Liège) avait créé de premiers programmes informatiques calculant la grille de coordonnées ainsi que les projections cylindrique et polaire d'observations de Jupiter et Saturne. Dans le cadre de mon travail de thèse, j'ai repris et amélioré ces codes sous la direction de R. Prangé (correction de l'équation de l'ellipsoïde, amélioration de la résolution des projections, réécriture du code de rétro-projection d'origine et prise en compte de la conservation du flux ou de l'intensité, correction des effets de moiré numériques et optimisation du temps de calcul) pour développer un traitement de routine automatisé permettant de calculer la grille de coordonnées et les projections d'une planète quelle que soit la position de l'observateur (de telles grilles de coordonnées ont par exemple servi dans le chapitre 5 à la construction des images radio observées par Cassini).

Cette annexe donne brièvement le principe de ces calculs (grille de coordonnées et projections) sur l'exemple des images HST de Saturne. Elle évalue, lorsque c'est possible, l'incertitude associée à la position de chaque pixel traité.

### C.1 Grille de coordonnées

Avant toute transformation géométrique, il est nécessaire d'établir un repère de coordonnées sphériques de même centre que celui de la planète permettant d'identifier chaque point de la surface du disque observé. Le calcul de l'ellipsoïde correspondant requiert la connaissance des dimensions physiques et des éphémérides de Saturne mais aussi de l'orientation spatiale du HST qui varie avec le temps. Ces paramètres sont résumés dans le tableau C.1.

Par la suite, on adopte les notations suivantes : les axes principaux de Saturne définissent le repère  $(x,y,z)$  où l'axe  $x$  est orienté dans la direction de la Terre, l'axe  $z$  correspond à l'axe  $\Omega$  de rotation kronien et l'axe  $y$  complète le trièdre direct. Un point de cet ellipsoïde est repéré par ses coordonnées cartésiennes  $(x,y,z)$  ou par ses coordonnées sphériques  $(r,\psi,\lambda)$  comme indiqué sur la figure C.1a.

$d$	: distance Terre-Saturne
$\alpha$	: angle de position entre le nord céleste (direction normale à l'écliptique) et l'axe de rotation $\Omega$ de Saturne, compté positivement vers l'est astronomique (encore appelé "Position Angle" PA du pôle nord)
$\beta$	: latitude planétocentrique sub-terrestre (encore appelée inclinaison ou angle de tilt)
$\gamma$	: angle de phase entre la direction Soleil-Saturne et la direction Terre-Saturne
$\alpha_{HST}$	: angle d'orientation entre le nord céleste et l'axe $V_3$ lié au HST
$r_{eq} = R_{sat} = 60268$ km	: rayon équatorial de la planète correspondant au niveau de pression 1 bar
$e = 0.098$	: aplatissement de la planète
$r_{pol} = (1-e) r_{eq} = 54362$ km	: rayon polaire de la planète

TABLE C.1 – Paramètres définissant la position, les dimensions et l'orientation de Saturne dans le repère du HST. Les grandeurs  $d$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  sont données par les tables de l'Astronomical Almanach ou le site internet de L'Institut de Mécanique Céleste et de Calcul des Ephémérides (<http://www.imcce.fr>).  $\alpha_{HST}$  est précisé dans chaque observation HST.

Les axes du repère lié au HST se nomment  $(V_1, V_2, V_3)$ . L'axe  $V_1$  pointe vers le corps observé le long de l'axe optique, l'axe  $V_3$  représente la direction des ordonnées du plan d'observation et l'axe  $V_2$  complète le trièdre direct dans la direction des abscisses du plan d'observation.

### Equation de l'ellipsoïde

L'équation de l'ellipsoïde selon ses axes principaux  $(x, y, z)$  s'écrit :

$$\left(\frac{x}{r_{eq}}\right)^2 + \left(\frac{y}{r_{eq}}\right)^2 + \left(\frac{z}{r_{pol}}\right)^2 = 1 \quad (C.1)$$

avec :

$$\begin{cases} x = r \cos \psi \cos \lambda \\ y = r \sin \psi \cos \lambda \\ z = r \sin \lambda \end{cases}$$

L'image initiale étant mesurée sur le détecteur de l'instrument dans le repère lié au HST, on calcule l'équation de l'ellipsoïde dans le nouveau repère  $(X, Y, Z) = (-V_1, -V_2, V_3)$  grâce à deux rotations : d'angle  $\beta$  autour de l'axe  $y$  et d'angle  $\alpha - \alpha_{HST}$  autour de l'axe  $x$  (voir figure C.1b). La matrice de passage correspondante  $P$ , de coefficients  $p_{ij}$ , s'écrit :

$$P = \begin{pmatrix} \cos \beta & 0 & \sin \beta \\ \sin(\alpha - \alpha_{HST}) \cdot \sin \beta & \cos(\alpha - \alpha_{HST}) & -\sin(\alpha - \alpha_{HST}) \cdot \cos \beta \\ -\cos(\alpha - \alpha_{HST}) \cdot \sin \beta & \sin(\alpha - \alpha_{HST}) & \cos(\alpha - \alpha_{HST}) \end{pmatrix}$$

c'est-à-dire :

$$\begin{cases} X = p_{11}x + p_{12}y + p_{13}z \\ Y = p_{21}x + p_{22}y + p_{23}z \\ Z = p_{31}x + p_{32}y + p_{33}z \end{cases}$$

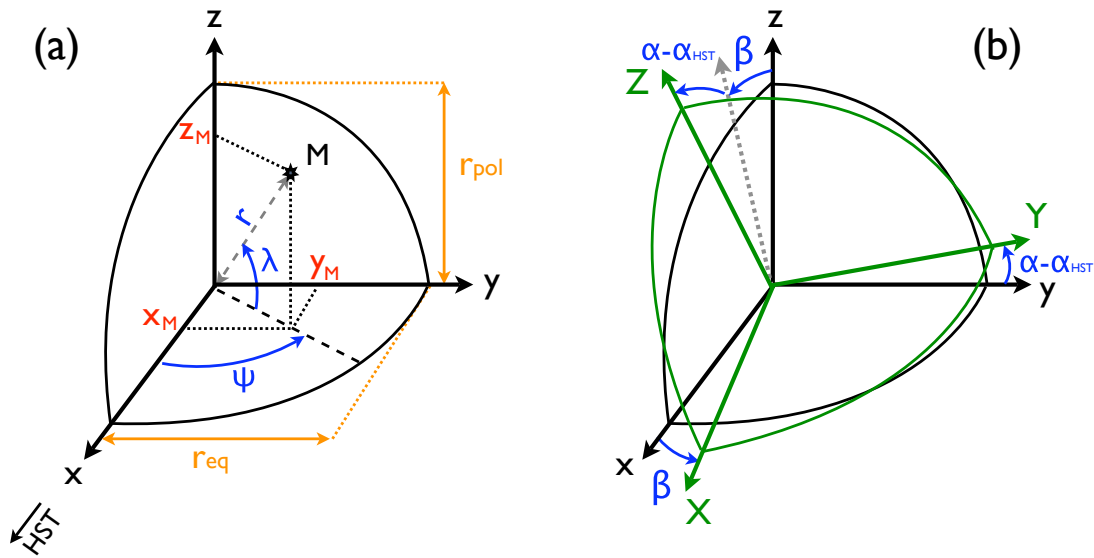


FIGURE C.1 – (a) Coordonnées de l’ellipsoïde dans le repère constitué par ses axes principaux  $(x,y,z)$ .  $x_M$ ,  $y_M$  et  $z_M$  indiquent les coordonnées cartésiennes du point  $M$  et  $r$ ,  $\psi$  et  $\lambda$  ses coordonnées sphériques (respectivement la distance, la longitude et la latitude planétocentrique de  $M$ ).  $r_{eq}$  et  $r_{pol}$  indiquent les rayons équatorial et polaire. (b) Changement de repère de  $(x,y,z)$  vers  $(X,Y,Z)$ , correspondant au repère  $(-V_1,-V_2,V_3)$  lié au HST, par une rotation de  $\beta$  autour de l’axe  $y$  et  $\alpha-\alpha_{HST}$  autour de l’axe  $x$ .

Le tracé de  $Y(Z)$  permet d’obtenir la projection de la grille de coordonnées souhaitée dans le plan d’observation. Cette grille est matérialisée par ses parallèles et méridiens, dont on choisit le nombre.

### Corrections liées au pointage du HST

La direction d’observation du HST définie en (ascension droite, déclinaison) permet de centrer l’image des objets observés sur le détecteur. Bien que le télescope ait une bonne précision de pointage ( $\sim 0.1$  arcsec) et une stabilité quasi-parfaite ( $\sim 0.01$  arcsec, soit la moitié d’1 pixel de STIS ou ACS), des erreurs de pointage importantes existent ( $\sim 1$  arcsec à l’heure actuelle). Elles proviennent de l’incertitude avec laquelle sont connues les coordonnées des étoiles qui servent à fixer l’orientation du satellite (les étoiles-guides). A cette erreur s’ajoutent celles, tout aussi importantes, provenant d’effets mécaniques et/ou thermiques (variables d’une image à l’autre, en particulier lors d’un changement de filtre).

La figure C.2 montre deux exemples d’image HST avec leur grille de coordonnées nominale construite à l’aide des équations précédentes et du pointage nominal. Les panneaux (b) et (f) montrent un décalage clair entre la grille calculée et la position réelle de l’image, indiqué par des doubles flèches.

De façon surprenante, d’autres erreurs systématiques ont été constatées. En effet, il apparaît qu’une dérive de pointage en rotation autour de l’axe  $X$ , liée à l’orientation du télescope, existe aussi. Je l’ai estimée pour chaque image à une valeur maximale de  $0.3^\circ$ . Mais surtout, dans le cas de l’instrument STIS, la valeur réelle de la résolution angulaire (supposée être fixe !) diffère significativement de la valeur nominale théorique de  $0.0247$  arcsec.pix $^{-1}$ . Pour pallier à cette erreur, j’ai ajusté le champ angulaire réel sur la grille construite pour chaque image (correspondant à la vraie dimension de la planète). L’analyse de toutes les images depuis la campagne de l’année 1997 a montré que la résolution angulaire réelle de STIS faiblissait continument avec le vieillissement de l’instrument. Ainsi, en 2004, sa valeur était de  $0.0244$  arcsec.pix $^{-1}$ , c’est-à-dire réduite de 1.4% par rapport à la valeur nominale.

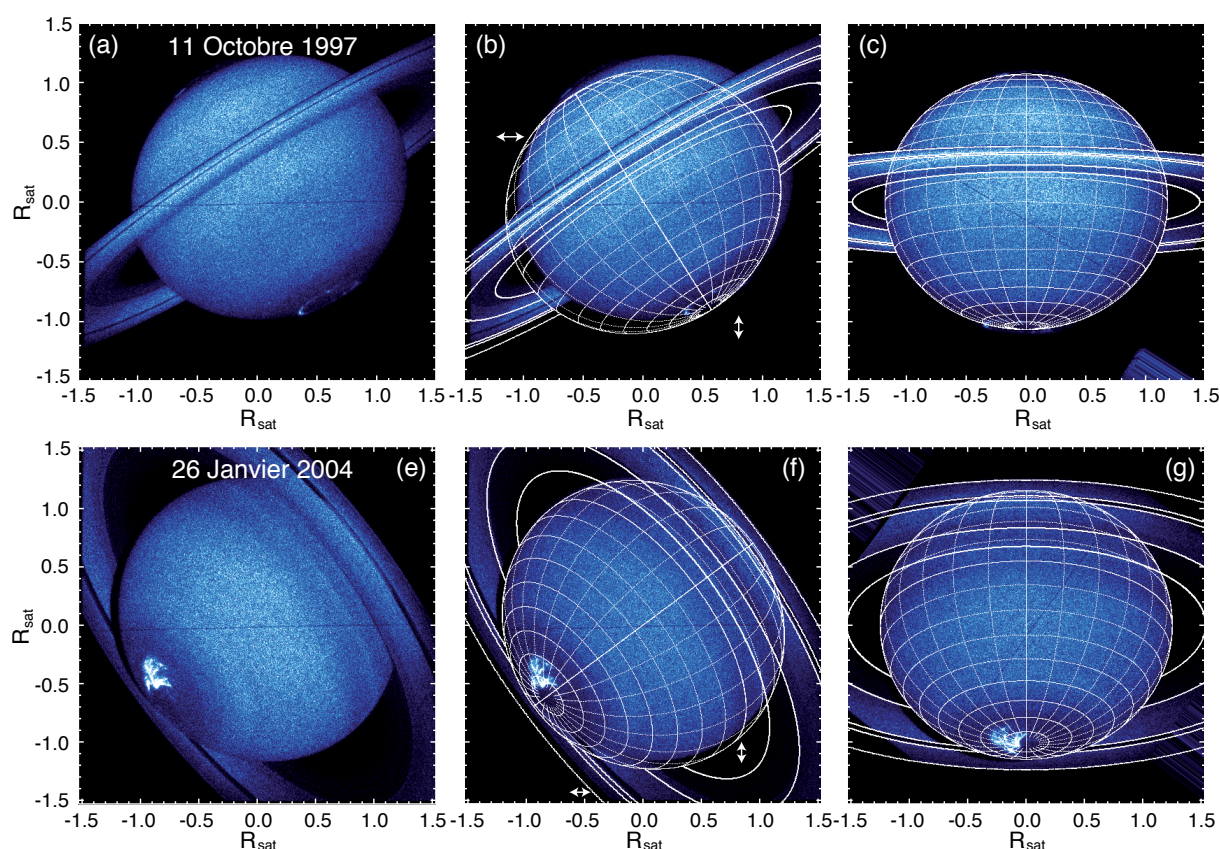


FIGURE C.2 – (a) Image HST-STIS prise avec le filtre SRF2 le 11 octobre 1997 dans le repère du HST. (b) Même image avec sa grille de coordonnées sphériques nominale construite à l'aide de la position et des paramètres physiques de Saturne. Les parallèles sont tracés tous les 10 degrés et les méridiens tous les 15 degrés (*i.e.* 01:00 de temps local) (c) Image et sa grille dans le repère lié à l'axe de rotation  $\Omega$  de Saturne après correction des dérives de pointage du HST (-34 et -42 pixels [soit -0.83 et -1.03 arcsec] en translation et  $0.15^\circ$  en rotation) et ajustement de sa résolution angulaire ( $0.0245 \text{ arcsec} \cdot \text{pix}^{-1}$ ). (c,d,e) Idem avec une image HST-STIS-SRF2 prise le 26 janvier 2004. Les corrections appliquées à l'image correspondent à des valeurs de -2 et -16 pixels en translation,  $0.3^\circ$  en rotation et une résolution angulaire de  $0.0244 \text{ arcsec} \cdot \text{pix}^{-1}$ .

Au final, la correction de ces erreurs permet de faire coïncider la grille avec l'image à  $\pm 1$  pixel près. L'ajustement est très bon car on a utilisé la présence des anneaux (et de la division de Cassini) pour apporter une contrainte sévère sur l'ajustement de la grille. Les panneaux (c) et (g) montrent la superposition de l'image et de sa grille de coordonnées une fois ces corrections appliquées.

Pour plus de commodité, les images et leur grille se verront par la suite toujours appliquer une dernière rotation autour de l'axe X pour faire coïncider l'axe des ordonnées avec la projection de l'axe de rotation planétaire  $\Omega$  (qui est aussi l'axe du dipôle magnétique autour duquel les ovales sont visibles) dans le plan d'observation.

## C.2 Projections

Une fois la surface de Saturne ajustée précisément par la grille précédente, il est possible de restituer les coordonnées de chaque point de l'image sur un ellipsoïde d'altitude donnée, puis de projeter cet ellipsoïde selon une direction choisie (par exemple selon une vue polaire ou cylindrique). L'altitude utilisée pour les émissions

aurorales UV (déterminée au chapitre 4) correspond à  $h = 1000$  km au dessus de la surface planétaire.

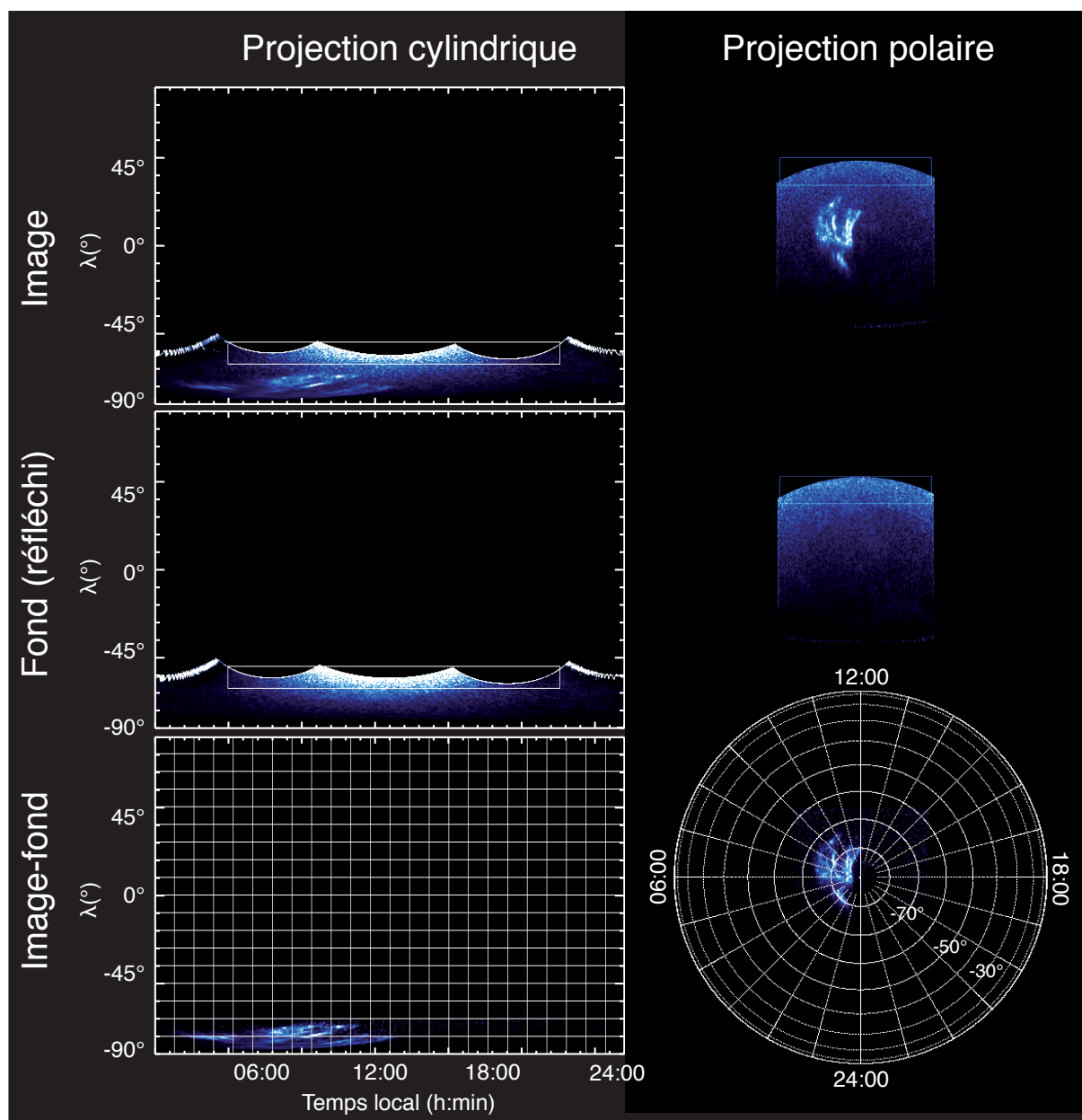


FIGURE C.3 – Projections cylindrique et polaire de l'image HST-STIS-SRF2 prise le 26 janvier 2004 à 19h16 (idem figure C.2e) ainsi que du réfléchi solaire déterminé pour le filtre SRF2 et la campagne 2004. Le fond soustrait sur les images finales a été lissé sur 20 pixels puis normalisé sur l'image à l'aide du rapport des intensités correspondant aux rectangles blancs.



### Projections polaires et cylindriques des aurores

Le calcul de l'ellipsoïde d'altitude  $h$  permet d'obtenir les coordonnées  $(\Psi, \lambda)$  de chaque pixel contenu dans le disque. Ce calcul suppose donc que les émissions aurorales sont toutes émises à la même altitude. Cette approximation est discutée plus loin. Les projections ne considèrent par ailleurs qu'une partie de l'image initiale (contenant l'information sur les aurores) afin de diminuer le temps de calcul.

Une fois  $(\Psi, \lambda)$  connus, on projette l'intensité de chaque pixel dans la carte finale qu'on souhaite obtenir (cylindrique ou polaire). Comme la correspondance entre les pixels des tableaux de départ et d'arrivée n'est pas bijective, on teste indépendamment l'étalement de chaque pixel dans la nouvelle carte. Ce faisant, l'intensité de la carte finale peut être calculée de deux manières différentes, soit de façon à conserver le flux total, soit de façon à conserver l'intensité (qui correspond au flux projeté). L'intérêt de chaque technique est différent. En effet, si la conservation du flux permet de voir ce qu'on verrait au zénith de l'émission (et ainsi d'obtenir un meilleur contraste sur les structures émettrices), la conservation de l'intensité permet de garder sur la carte finale l'intensité réelle des émissions (par exemple nécessaire pour déterminer la puissance des émissions).

Une fois la projection finale obtenue, on lui soustrait la projection correspondante du réfléchi solaire. Cette opération est volontairement placée à la dernière étape pour pouvoir s'affranchir de l'effet de surintensité au limbe obtenu lorsqu'on soustrait le fond (préalablement lissé sur 20 pixels) à une image non projetée. De la même façon que mentionné dans le chapitre 4, un facteur de pondération calculé sur une partie de réfléchi commune à l'image et au fond sert à normaliser ce dernier sur l'image. Un exemple de projections cylindrique et polaire est donné par la figure C.3.

### Erreurs sur la position des sources

Ce type de cartes permet de relever quantitativement la position des sources projetée à l'altitude  $h = 1000$  km. Cependant plusieurs sources d'incertitude influent sur la précision de cette détermination.

D'abord, seules les émissions aurorales comprises à l'intérieur de la surface initiale (dans le plan d'observation) de l'ellipsoïde calculé à une altitude de 1000 km sont projetées. La partie haute altitude ( $\geq 1000$  km) des émissions au limbe (*i.e* côté nuit), en général peu intenses, est alors perdue. Réaliser des projections à plus haute altitude pour limiter les pertes en flux accroît l'erreur sur la position des sources. La visibilité partielle de l'ovale due à l'inclinaison de la planète empêche également de projeter les sources à toutes les longitudes (cas des campagnes 2004 et 2007).

Ensuite l'extension en altitude mentionnée précédemment a pour effet d'étaler l'émission sur les cartes projetées. Ceci génère une incertitude estimée à quelques degrés, de l'ordre de l'extension latitudinale typique des ovales.

Le calcul des projections génère aussi une incertitude intrinsèque qui dépend de la position initiale des sources : contrairement aux émissions au voisinage de  $TL = 12:00$ , les émissions au limbe, qui sont vues de façon presque tangentielle, sont étalées par projection. La figure C.4 illustre clairement l'erreur obtenue sur la grille de coordonnées ajustant la surface de l'image prise le 26 janvier à 19h16 après projection cylindrique et polaire. L'incertitude augmente quand on se rapproche du limbe. Loin du limbe, la précision obtenue est bonne et l'incertitude associée est généralement négligeable devant l'étalement de l'émission due à son extension en altitude.

La fonction d'étalement de point (PSF) sur l'image initiale possède une largeur à mi-hauteur de 0.08 arcsec, c'est-à-dire qu'elle "dilue" l'émission sur  $\sim 4$  pixels. Cette erreur est également considérée comme négligeable devant l'étalement de l'émission due à son extension en altitude.

Enfin, le choix de l'altitude de projection influe directement sur la position des sources. La valeur de 1000 km, calculée au chapitre 4, est en accord avec l'altitude de l'homopause calculée au lieu des émissions aurorales [Prang et al., 2000]. Cependant, d'autres estimations de l'altitude des aurores sont aussi utilisées par les équipes de l'université de Liège et de l'université Boston. Une valeur typique de 650 km (J. Nichols, communication personnelle) peut ainsi faire changer la latitude de l'émission projetée de  $1^\circ$  aux environs de  $TL = 12:00$  jusqu'à  $2-3^\circ$  au limbe. La figure 6.6 en donne une illustration.

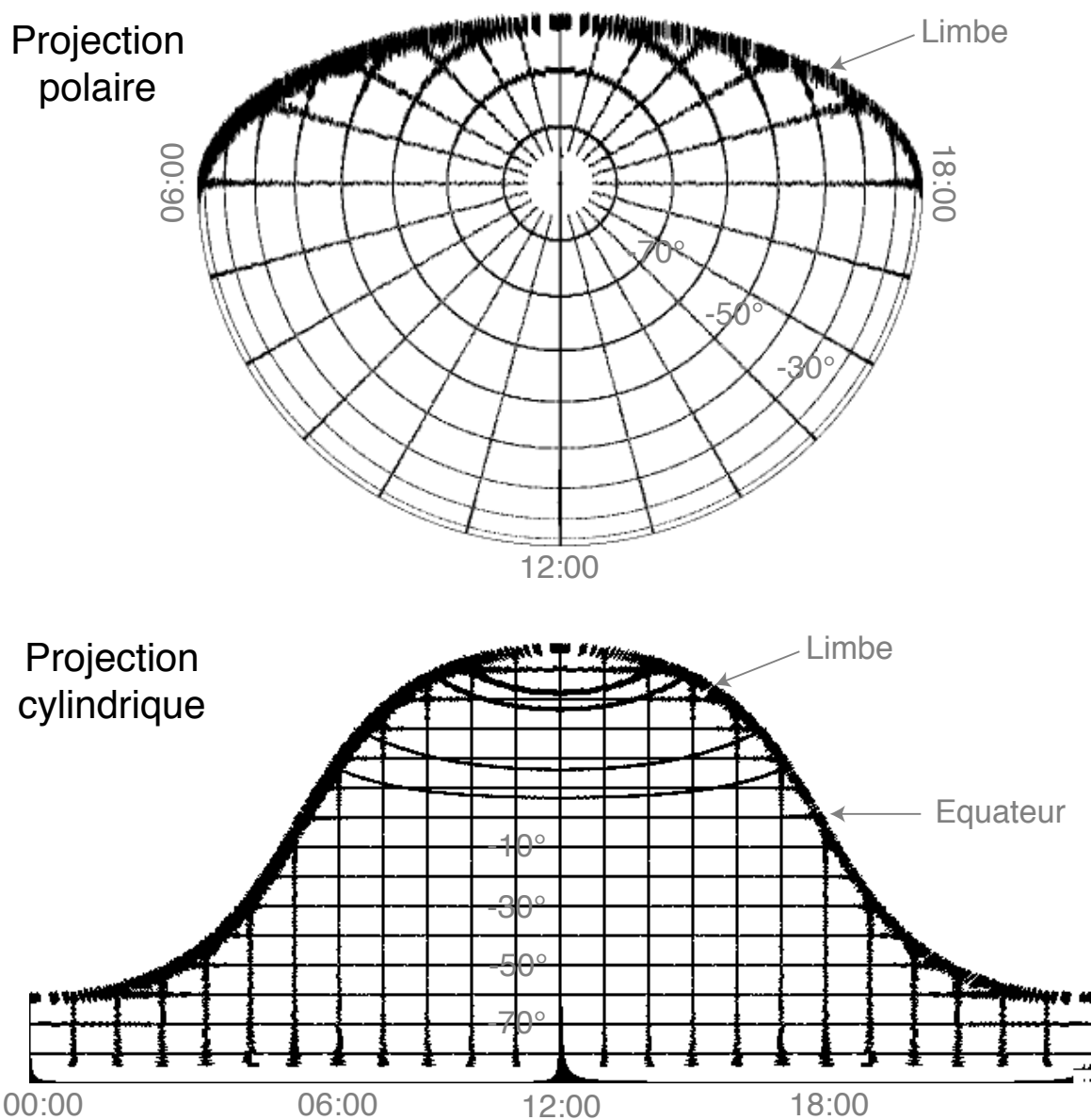


FIGURE C.4 – Projections polaire et cylindrique de la grille de coordonnées ajustée à la surface de la planète le 26 janvier 2004 à 19h16 (image des figures C.2e,f,g et C.3). L'incertitude intrinsèque à la méthode de projection peut se mesurer à l'épaisseur apparente de la grille projetée au niveau du limbe. On peut comparer notre projection polaire à celle de la figure 2 de Grodent et al. [2005] qui montrait à la fois une résolution de projection moins bonne (bien visible au limbe) et des valeurs de latitudes faussées (de 2 à 3° au maximum) provenant d'une équation de l'ellipsoïde utilisant la latitude planétographique au lieu de la latitude planétocentrique.

### Utilisation des projections

Ces différents types de projection sont complémentaires. Ainsi, si les projections polaires permettent de visualiser rapidement la position des sources (voir les chapitres 4 et 5), les projections cylindriques permettent de relever précisément leurs coordonnées (voir le chapitre 6).



# ANNEXE D

---

## Etalonnage photométrique des images STIS

---

**S**i les images du HST permettent d'observer la morphologie des émissions aurorales rayonnées en deux dimensions par la "surface" de l'atmosphère, elles ne donnent que le taux de comptage du détecteur (en coups.pix<sup>-1</sup>) sans remonter au flux émis (qui dépend du spectre observé et ne peut pas être estimé simplement en routine). Les spectres enregistrés par STIS apportent une information sur l'énergie des photons émis le long de l'image de la fente, et ainsi sur la puissance rayonnée. On peut donc utiliser un spectre pour étalonner l'intensité des images et calculer directement la puissance apparente et réelle des ovales polaires. C'est ce qui est présenté dans cette annexe pour chacun des six spectres observés en décembre 2000, listés dans le tableau 4.2).

Pour alléger les appellations, les spectres initiaux à deux dimensions spatiale et spectrale ( $y, \lambda$ ) fournis par les traitements "pipeline" du Space Telescope Science Institute (STScI) seront ci-après notés spectres 2D tandis que chaque ligne  $y = y_0$  (ou pixel de la fente) qui correspond à un spectre moyenné spectralement sur la largeur de la fente, et spatialement résolu, sera simplement dénommée spectre.

Par souci de clarté, les calculs seront illustrés sur l'exemple du spectre o5dta1tpq (pris le 8 décembre 2000 à 10h14) caractéristique d'un ovale calme typique (enregistré le 8 décembre 2000 à 10h, voir figure 4.9).

### D.1 Réétalonnage des longueurs d'onde

Normalement, le pipeline fournit l'étalonnage en longueur d'onde à l'aide de poses brèves sur des sources de référence. Mais dans le cas des observations de 2000, ces mesures d'étalonnage ont été supprimées (à la demande de Renée Prangé, Principal Investigator des observations) pour des raisons de gain de temps sur les observations. Néanmoins, le filtre utilisé (G140L) fournit les bornes limites des longueurs d'onde observées (ici [1140,1730 Å]) ainsi que la résolution spectrale (0.58 Å) permettant de reconstruire la gamme spectrale nominale du spectre.

Il est alors possible d'utiliser la position de la raie Ly $\alpha$  (1215.7 Å) géocoronale observée à l'extérieur du disque de Saturne (intense et non décalée par effet Doppler) pour déterminer le zéro de l'échelle spectrale ainsi que les raies de Lyman de H $_2$  à l'autre bout du spectre (1550-1620 Å) pour vérifier l'étalonnage du spectre observé par comparaison à un spectre théorique de même résolution spectrale.

## D.2 Spectre rayonné et spectre émis

Ci-après on qualifiera simplement de "rayonnée" l'émission apparente rayonnée par l'atmosphère et d'"émise" l'émission réellement émise par les sources avant absorption. Cette partie montre comment isoler un spectre moyen observé sur l'aurore, et comment reconstituer un spectre H/H<sub>2</sub> complet rayonné et émis jusqu'à  $\lambda = 800 \text{ \AA}$ .

### D.2.1 Spectre auroral moyen

Pour caractériser uniquement l'émission aurorale seule, il s'agit de sélectionner uniquement la (petite) fraction des spectres 2D initiaux qui correspond aux émissions de l'ovale. En effet, la fente de 52 arcsec choisie couvre toute la planète le long du méridien sub-terrestre. Elle intercepte l'ovale auroral en deux endroits correspondant en général à une zone côté disque et une zone côté limbe (voir figure 4.9), qui sont autant de sondages de l'émission de l'ovale.

Il est possible de visualiser les régions de l'ovale interceptées par la fente grâce à une image prise à peu d'intervalle du spectre. Mais, d'une part l'ovale peut évoluer légèrement dans l'intervalle, et d'autre part, le pointage réel des spectres ne correspond pas à la valeur nominale. Sur les spectres étudiés, la position réelle de la fente a subi un décalage évalué à quelques dizaines de pixels vers le côté soir par rapport au pointage nominal sur le méridien sub-terrestre (R. Prangé, communication personnelle). On s'attend donc à sonder l'émission aurorale là où l'ovale est relativement peu intense (peu après midi ou peu avant minuit en temps local).

On souhaite calculer le spectre moyen  $I_{sp}(\lambda)$  de chacune des deux contributions de l'ovale "côté disque" et "côté limbe" (pour lesquelles on conserve les notations A et B) au moyen de l'équation :

$$I_{sp}(\lambda) = \frac{\sum_{\Delta y} I_{sp,y}(\lambda)}{\Delta y} - \frac{\sum_{\Delta y} I_{fond,y}(\lambda)}{\Delta y} = \langle I_{sp}(\lambda) \rangle_{\Delta y} - \langle I_{fond}(\lambda) \rangle_{\Delta y} \quad (\text{D.1})$$

où  $I_{sp,y}(\lambda)$  est l'intensité du spectre observé correspondant au pixel  $y$  en  $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{\AA}^{-1}.\text{arcsec}^{-2}$ ,  $I_{fond,y}(\lambda)$  est l'intensité du réfléchi solaire correspondant,  $\Delta y$  est la largeur spatiale caractéristique apparente de l'ovale et la notation  $\langle \rangle_{\Delta y}$  renvoie à la valeur moyenne calculée sur  $\Delta y$ .

Pour déterminer le premier terme  $\langle I_{sp}(\lambda) \rangle_{\Delta y}$  de l'équation D.1, on considère l'émission moyenne de H<sub>2</sub>  $\langle I_{sp}(y) \rangle_{\Delta \lambda_1}$  observée le long de la fente selon la dimension  $y$ , tracée en noir sur les figures D.1b,c. Elle est en pratique obtenue en sélectionnant une gamme de longueurs d'onde excluant Ly $\alpha$  ( $\Delta \lambda_1$  sur la figure D.1a). Ce choix permet de déterminer précisément la position du pic ainsi que la largeur à mi-hauteur  $\Delta y$  associée aux émissions A et B (voir figure D.1c). On note que l'émission côté disque est généralement plus intense et plus étroite que l'émission côté limbe, résultant en un spectre moyen plus intense.

Calculer le second terme  $\langle I_{fond}(\lambda) \rangle_{\Delta y}$  de l'équation D.1 revient à déterminer le spectre moyen du réfléchi solaire sous les aurores. Pour  $y$  parvenir, on va utiliser la contribution variable du réfléchi solaire dans les deux dimensions  $\lambda$  et  $y$  du spectre 2D initial. Pour fixer les idées, on appelle ci-après "fond spectral" la variation du réfléchi selon  $\lambda$  et "fond spatial" sa variation selon  $y$ .

On considère en premier lieu que seule l'amplitude du fond spatial varie avec  $\lambda$  (c'est-à-dire que sa variation en fonction de  $y$ , elle, ne change pas). Cette approximation, raisonnable en pratique, permet d'estimer un fond spatial typique en utilisant l'extrémité [1680 et 1715  $\text{\AA}$ ] du spectre 2D où la contribution des émissions de H<sub>2</sub> est pratiquement nulle. En lissant alors le fond moyen obtenu sur 30 pixels consécutifs pour supprimer les fluctuations du bruit, puis en le normalisant à  $\langle I_{sp}(y) \rangle_{\Delta \lambda_1}$  par le rapport d'intensité calculé sur  $\lambda = [1250, 1485 \text{ \AA}]$  (émission exclusive du disque excluant toute contribution des aurores et des anneaux), on obtient alors le fond spatial moyen  $\langle I_{fond}(y) \rangle_{\Delta \lambda_2}$ , tracé en bleu sur les figures D.1b,c. On note que le réfléchi solaire est très faible sous les aurores, par suite d'une absorption par les "brumes polaires", et ne peut pas être modélisé par une loi simple de type parabolique (courbe en pointillés rouges), ou même linéaire. L'intersection de la courbe bleue et de la courbe noire permet de

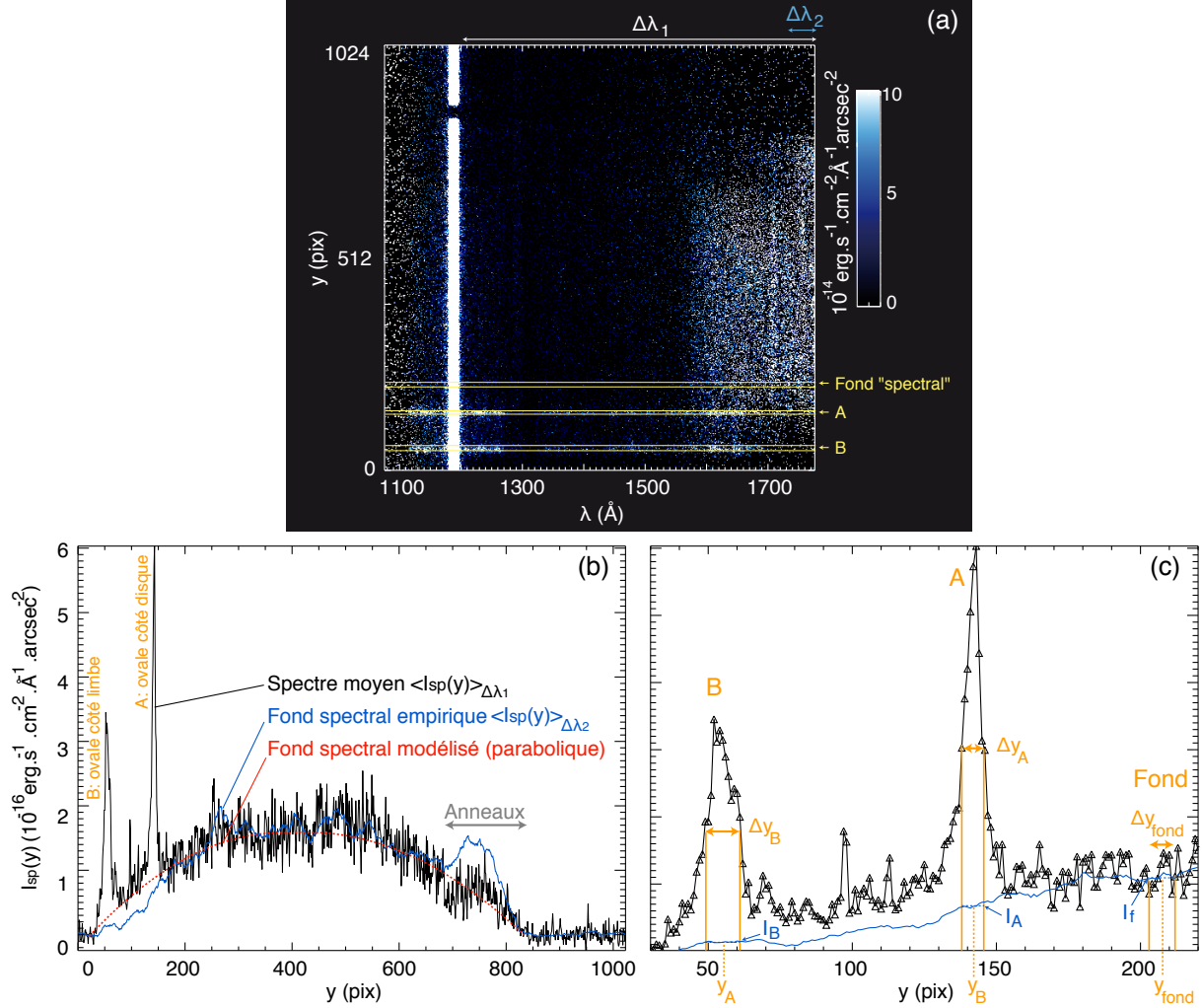


FIGURE D.1 – Etapes du calcul du spectre moyen  $I_{sp}(\lambda)$  pour l'émission de l'ovale "côté disque" (notée A) et "côté limbe" (notée B), suivant l'équation D.1. (a) montre le spectre bi-dimensionnel  $y(\lambda)$  utilisé comme exemple de référence dans cette annexe. Ce spectre comprend la contribution des émissions aurorales A et B ainsi que celle du flux solaire réfléchi par le disque. Les lignes oranges indiquent la largeur spatiale caractéristique apparente de l'émission  $\Delta y$ . Par ailleurs,  $\Delta\lambda_1$  et  $\Delta\lambda_2$  indiquent les deux intervalles de longueur d'onde utilisés pour calculer d'une part le spectre spatial moyen de  $H_2$   $\langle I_{sp}(y) \rangle_{\Delta\lambda_1}$  (excluant  $L\gamma_\alpha$ ) et d'autre part que le fond spatial moyen  $\langle I_{sp}(y) \rangle_{\Delta\lambda_2}$  estimé en bord de spectre sur la gamme [1680,1715 Å]. (b) montre le tracé de  $\langle I_{sp}(y) \rangle_{\Delta\lambda_1}$  (en noir), du fond spatial moyen normalisé  $\langle I_{sp}(y) \rangle_{\Delta\lambda_2}$  (en bleu, lissé sur 30 pixels consécutifs et normalisé à  $\langle I_{sp}(y) \rangle_{\Delta\lambda_1}$  sur l'intervalle [1250,1485 Å]) ainsi que du fond spatial modélisé (en rouge) par une fonction parabolique. (c) est un zoom de (b) sur l'intervalle de  $y$  concernant les émissions aurorales (A et B). La valeur de  $y$  servant à calculer le fond spectral moyen en dehors des aurores est définie par l'intersection entre les courbes bleue et noire. Les valeurs  $I_A$ ,  $I_B$  et  $I_f$  correspondent à la valeur de  $\langle I_{sp}(y) \rangle_{\Delta\lambda_2}$  pour  $y = y_A \pm \Delta y_A/2$ ,  $y_B \pm \Delta y_B/2$  et  $y_{fond} \pm \Delta y_{fond}/2$  (en pratique  $\Delta y_{fond} = \Delta y_A$  ou  $\Delta y_B$ ).

définir la position spatiale  $y_{fond}$  que l'on va utiliser pour calculer le fond spectral moyen en dehors de la zone aurorale.

Pour obtenir ce dernier directement au niveau des aurores, on considère que seule l'amplitude de  $I_{fond,y}(\lambda)$  varie avec  $y$  (c'est-à-dire avec la latitude). Ceci est une approximation valable tant que  $y_{fond}$  est voisin de  $y_{A,B}$ . Ainsi, le fond spectral moyen sous les aurores peut être déduit du précédent grâce à un facteur de normalisation prenant en compte la variation de  $\langle I_{fond}(y) \rangle_{\Delta\lambda_2}$  entre  $y_{A,B}$  et  $y_{fond}$ . Sur la figure D.1c, il est donné par le rapport  $I_f/I_{A,B}$ .

Les spectres moyens de l'émission de l'ovale (côté disque et côté limbe), après soustraction du réfléchi solaire, sont représentés à la figure 4.11.

## D.2.2 Spectre théorique

La gamme de longueurs d'onde du filtre G140L du spectromètre de STIS ne permet pas d'observer l'intégralité du spectre de  $H_2$ , qui descend jusqu'à  $\sim 850 \text{ \AA}$  (la transmission de l'optique du HST en  $CaF_2$  est nulle  $\leq 1150 \text{ \AA}$ , voir figure D.3). Afin d'obtenir les spectres réellement rayonné et émis caractéristiques l'émission totale de toutes les raies électroniques de  $H_2$  et la raie  $Ly_\alpha$  de H, il faut reconstruire la partie aux basses longueurs d'onde ( $\leq 1150 \text{ \AA}$ ).

En pratique, j'ai prolongé le spectre observé jusqu'à  $800 \text{ \AA}$  par un spectre synthétique (D. Shemansky, communication personnelle) que j'ai normalisé sur le spectre observé en fonction du spectre final souhaité.

## D.2.3 Spectre rayonné par l'atmosphère

Pour reconstruire le spectre complet correspondant à l'émission rayonnée par l'atmosphère, c'est-à-dire absorbée, j'ai ajusté le spectre théorique de  $H_2$  sur les bandes de Werner de  $H_2$  du spectre observé (absorbé) de part et d'autre de la raie  $Ly_\alpha$ . J'ai choisi deux intervalles pour augmenter le rapport signal sur bruit dans la détermination du facteur d'absorption. Ceci suppose que l'absorption varie peu en dessous de  $1100 \text{ \AA}$ , ce qui est une approximation raisonnable.

Par ailleurs, le spectre moyen  $I_{sp}(\lambda)$  a été calculé pour la largeur spatiale caractéristique apparente de l'ovale pour l'émission de  $H_2$  (cf figure D.1c). Or, la largeur spatiale équivalente pour l'émission de l'hydrogène atomique H est plus large. Cet élargissement spatial résulte des diffusions résonantes multiples des photos  $Ly_\alpha$  entre la source et le sommet de l'atmosphère. En d'autres termes, l'intensité de la raie  $Ly_\alpha$  a été sous-estimée et il faut la réajuster sur le spectre final pour remonter à l'émission réelle de H. Le coefficient de normalisation nécessaire (grandeur sans dimension) a été calculé sur tous les spectres et estimé à  $1.5 \pm 0.3$ . Cette incertitude de 20 % correspond à la variabilité d'un spectre à l'autre. Le spectre moyen  $I_{sp}(\lambda)$  ainsi normalisé est par la suite noté  $I'_{sp}(\lambda)$ .

Le spectre rayonné final, noté  $I_{sp, ray}(\lambda)$ , est montré sur la figure D.2a.

## D.2.4 Spectre émis par la source

Pour reconstruire le spectre complet correspondant à l'émission réelle, c'est-à-dire avant absorption, j'ai ajusté le spectre synthétique sur les bandes de Werner de  $H_2$  non absorbées (entre  $1550 \text{ \AA}$  et  $1617 \text{ \AA}$ ) et j'ai remplacé le spectre observé par ce spectre théorique normalisé au dessous de  $1550 \text{ \AA}$ .

Comme le spectre synthétique ne comprend pas la contribution de  $Ly_\alpha$ , j'ai ajouté sa contribution à partir de la raie observée dans  $I_{sp}(\lambda)$ , corrigée de l'effet de l'absorption, puis normalisée par le facteur  $1.5 \pm 0.3$  défini au paragraphe précédent.

Le spectre émis final, noté  $I_{sp, ray}(\lambda)$ , est montré sur la figure D.2b. Il est peu différent du spectre rayonné car l'émission était peu absorbée pour cet exemple.

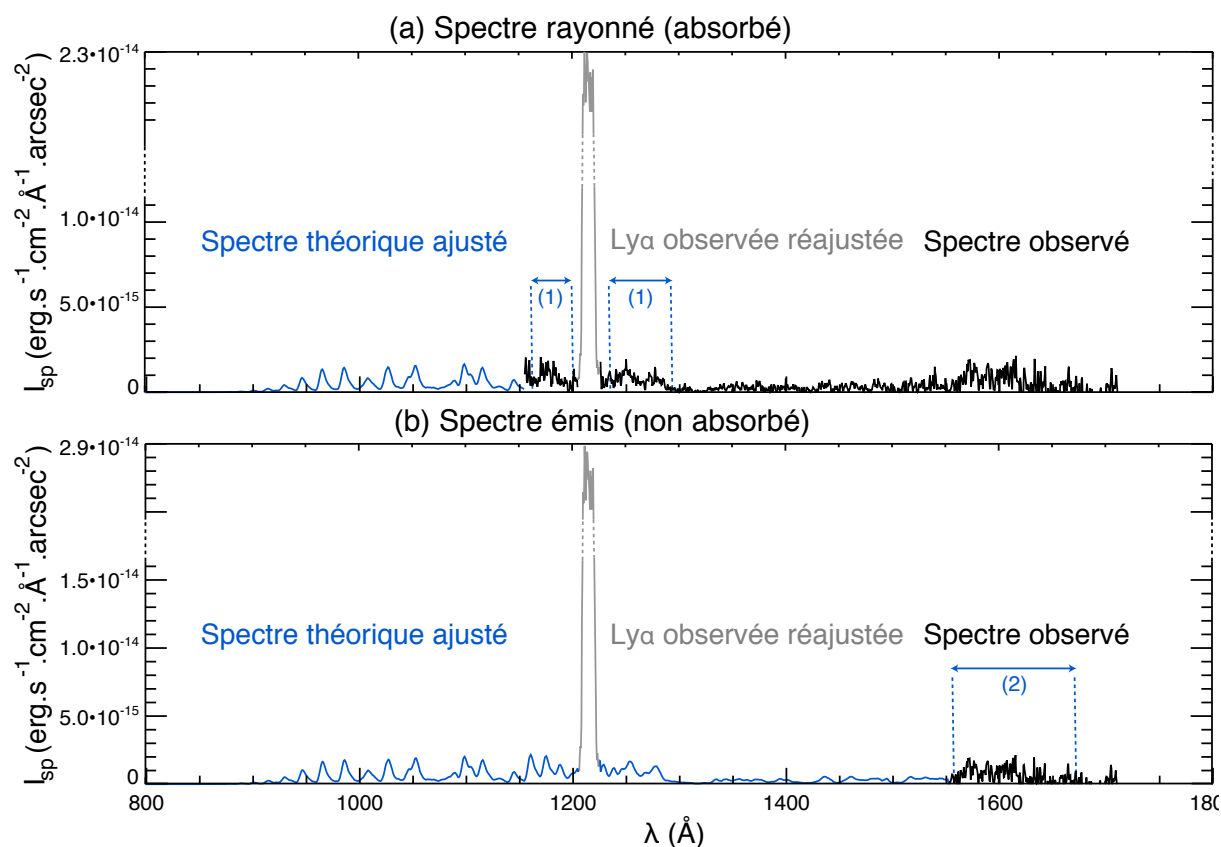


FIGURE D.2 – Spectres rayonné (a) et émis (b) reconstruits à partir du spectre moyen de l'émission de l'ovale côté disque obtenu à partir de l'observation o5dta1tpq du 8 décembre 2000 et de l'équation D.1. (a) La courbe noire indique le spectre mesuré initial  $I_{sp}(\lambda)$ . La courbe grise correspond à la normalisation de la raie Ly $\alpha$  par le facteur 1.5 permettant de tenir compte de l'émission réelle de Ly $\alpha$ , sous-estimée par l'utilisation de la largeur spatiale apparente de l'ovale pour les émissions de H $_2$ . La courbe bleue indique le spectre théorique de H $_2$  ajusté sur le spectre observé grâce aux intervalles de  $\lambda$  correspondant aux bandes de Werner de H $_2$  situées de part et d'autre de Ly $\alpha$  (zones indiquées par des traits en pointillés et l'indice (1)). Comme la zone (1) caractérise l'émission absorbée, le spectre reconstruit représente l'émission totale des raies électroniques de H $_2$  et H pour Ly $\alpha$  qui parvient à l'observateur après absorption par l'atmosphère, c'est-à-dire l'émission rayonnée. (b) La courbe noire indique le spectre mesuré. La courbe bleue montre le spectre théorique de H $_2$  ajusté sur le spectre observé sur l'intervalle de longueur d'onde correspondant aux bandes de Lyman de H $_2$  (indiqués par des traits en pointillés et l'indice (2)) qui ne sont pas absorbés par l'atmosphère. Sous l'hypothèse que la raie Ly $\alpha$  est absorbée comme les raies de H $_2$ , la courbe grise montre la raie Ly $\alpha$  réajustée pour tenir compte d'une part de l'absorption (par le rapport du coefficients d'ajustement calculé pour la zone (2) sur celui calculé pour la zone (1), ici  $\sim 1.06$ ) et d'autre part du coefficient 1.5 (voir partie D.2.3). Le spectre final représente l'émission totale réelle émise par la source aurorale (avant absorption).



### D.3 Taux de comptage moyen en coups.pix<sup>-1</sup>.s<sup>-1</sup> simulé pour l'ovale UV

Les images prises par le HST dans chacun des trois filtres MAMA, SRF2 et QTZ sont exprimées en coups.pix<sup>-1</sup>. Le filtre MAMA correspond à la transmission réelle de l'optique. Pour pouvoir les exprimer en unité de flux, on va utiliser les spectres, qui sont étalonnés en erg.s<sup>-1</sup>.cm<sup>-2</sup>.Å<sup>-1</sup>.arcsec<sup>-2</sup>, pour simuler le taux de comptage moyen C en coups.pix<sup>-1</sup>.s<sup>-1</sup> qui donne l'intensité, issue du spectre  $I'_{sp}(\lambda)$ , reçue après traversée de l'optique et passage par le filtre choisi. Ainsi, pour chaque filtre, C exprime l'intensité que recevrait chaque pixel d'image s'il observait la source aurorale qui a produit le spectre.

Le taux de comptage C correspondant à une source diffuse se calcule pour chaque pixel le long de la fente [Dressel et al., 2007] selon :

$$C = \frac{A.\omega}{h.c} \int I'_{sp}(\lambda).FT(\lambda).\lambda.d\lambda \quad (D.2)$$

où A est l'aire du télescope en cm<sup>-2</sup>,  $\omega$  l'angle solide d'un pixel en arcsec<sup>2</sup>, FT( $\lambda$ ) la fonction de transfert spectrale du filtre (MAMA, SRF2 ou QTZ, incluant la transmission de l'optique (voir la figure D.3), grandeur sans dimension de 0 à 1, et  $I'_{sp}(\lambda)$  le spectre moyen de l'émission aurorale (voir partie D.2.3).

On calcule ainsi le taux de comptage moyen relié à l'émission de l'ovale côté disque ainsi que côté limbe. Quantitativement, on obtient :  $C_{ovale\ disque} = 6.20 \pm 0.25 \cdot 10^{-3}$  coups.pix<sup>-1</sup>.s<sup>-1</sup> et  $C_{ovale\ limbe} = 4.39 \pm 0.10 \cdot 10^{-3}$  coups.pix<sup>-1</sup>.s<sup>-1</sup>. L'erreur est calculée à partir de l'incertitude dominante de 20 % sur la normalisation de l'intensité de la raie Ly $\alpha$ . Considérant cette différence, si on ne peut exclure que l'ovale soit moins intense côté nuit, on sait également que l'absorption dépend de la distance parcourue dans l'atmosphère le long de la ligne de visée, distance maximale au limbe. Ce point est discuté plus loin.

Les valeurs de C correspondant à l'ovale côté disque de chaque spectre sont listées dans le tableau D.1. L'incertitude associée dépend de la fonction de transfert du filtre. Ainsi,  $\Delta C/C$  varie typiquement dans les gammes 1–2 %, 5–8 % et 3–13 % respectivement pour les filtres MAMA, SRF2 et QTZ.

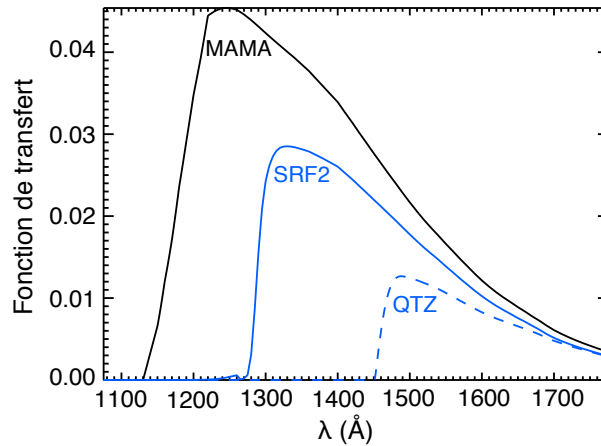


FIGURE D.3 – Fonction de transmission des trois filtres MAMA (noir), SRF2 (bleu) et QTZ (tiretés bleus) de l'imagerie de l'instrument STIS. Ils sont respectivement comparables aux trois filtres F115, F125 et F140 de l'imagerie ACS utilisé depuis 2007. Les filtres SRF2 et QTZ permettent, respectivement, d'exclure l'émission dominante de Ly $\alpha$  et d'isoler les photons  $\lambda \geq 1450$  Å qui ne subissent aucune absorption par les hydrocarbures atmosphériques. Ce dernier filtre fournit ainsi des images dont l'intensité est directement proportionnelle au flux d'électrons (ou d'ions) qui précipitent dans la magnétosphère.

## D.4 Emission rayonnée en kR

### D.4.1 Emittance moyenne de l'émission aurorale en kR

Cette partie présente le calcul de l'émittance moyenne intégrée sur tout le spectre vue par un pixel de la fente observant l'émission aurorale et exprimée en kilo-Rayleigh. Le Rayleigh est une unité traditionnelle d'émittance définie pour une émission étendue, et vaut  $10^6$  photons par  $\text{cm}^2$  de surface émettrice et par seconde dans l'angle solide  $\Omega = 4\pi$ .

L'intensité du spectre de l'émission rayonnée vaut  $I_{sp, ray}(\lambda)$  (calculé au paragraphe D.2.3).  $I_{sp, ray}$  s'exprime en  $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{Å}^{-1}.\text{arcsec}^{-2}$ . On lui applique les transformations qui suivent. On calcule d'abord pour chaque longueur d'onde l'intensité  $I_{v, ray}(\lambda)$  exprimée en  $\text{photons.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{Å}^{-1}.\text{arcsec}^{-2}$  :

$$I_{v, ray}(\lambda) = \frac{I_{sp, ray}(\lambda)}{E_{photon}} = \frac{I_{sp, ray}(\lambda).\lambda}{h.c} \quad (\text{D.3})$$

où  $h$  est la constante de Planck et  $\lambda$  la longueur d'onde. Le flux de photons  $n$  est alors déduit pour chaque pixel de la fente par intégration sur le spectre :

$$n = \int_{\text{spectre}} I_{v, ray}(\lambda).d\lambda = \sum_{\text{spectre}} I_{v, ray}(\lambda).\Delta\lambda \quad (\text{D.4})$$

avec  $\Delta\lambda = 0.584 \text{ Å}$ . Il s'exprime en  $\text{photons.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{arcsec}^{-2}$ . Considérant que  $1 \text{ rad} = \frac{180}{\pi}.3600 \text{ arcsec}$ , l'émittance du spectre exprimée directement en kR s'obtient suivant :

$$E_{kR} = \frac{\Omega.n}{\left(\frac{1}{3600} \cdot \frac{\pi}{180}\right)^2 \cdot 10^6 \cdot 10^3} \quad (\text{D.5})$$

L'émittance moyenne correspondant à l'émission aurorale a été calculée par l'équation D.1 de la façon décrite plus haut. Le calcul sur le spectre absorbé moyen de la partie de l'ovale côté disque donne :  $E_{kR, \text{disque}} = 24.6 \pm 2.0 \text{ kR}$ . Pour la partie de l'ovale côté limbe, on obtient :  $E_{kR, \text{limbe}} = 25.0 \pm 2.9 \text{ kR}$ . Comme précédemment, l'erreur est calculée à partir de l'incertitude dominante sur la contribution de  $\text{Ly}\alpha$ . Si les valeurs d'émittance côté limbe et côté disque sont comparables, l'erreur est plus grande côté limbe, résultat d'un spectre plus bruité.

Les valeurs de  $E_{kR, \text{disque}}$  issues de tous les spectres sont répertoriées au tableau D.1. Leur incertitude associée varie dans la gamme 2–3 kR.

### D.4.2 Taux de comptage $C_{kR}$ en coups. $\text{s}^{-1}.\text{pix}^{-1}.\text{kR}^{-1}$

On va maintenant calculer le facteur de conversion permettant d'exprimer les images en unité physique d'émittance (kR). On a calculé qu'un pixel de la fente observant l'ovale correspondait à un taux de comptage  $C$  en coups. $\text{pix}^{-1}.\text{s}^{-1}$  pour le spectre utilisé en exemple. Or l'émission moyenne de l'ovale correspond également à une valeur moyenne de  $E_{kR}$ . On peut donc exprimer le taux de comptage moyen  $C_{kR}$  en fonction du taux de comptage simulé et de l'émittance par :

$$C_{kR} = \frac{C}{E_{kR}} \quad (\text{D.6})$$

qui s'exprime en coups. $\text{s}^{-1}.\text{pix}^{-1}.\text{kR}^{-1}$ . En pratique, la division d'une image par  $C_{kR}$  donne donc directement son émittance en kR. Notons qu'il est nécessaire d'avoir préalablement soustrait le réfléchi solaire à l'image en question puisque  $C_{kR}$  est calculé uniquement pour l'émission aurorale.

Les taux de comptage moyens finaux pour notre exemple valent ainsi :  $C_{kR, \text{ovale disque}} = 2.52 \pm 0.22 \cdot 10^{-4} \text{ coups.s}^{-1} \cdot \text{pix}^{-1} \cdot \text{kR}^{-1}$  et  $C_{kR, \text{ovale limbe}} = 2.48 \pm 0.30 \cdot 10^{-4} \text{ coups.s}^{-1} \cdot \text{pix}^{-1} \cdot \text{kR}^{-1}$ . Puisque le calcul de  $C_{kR}$  s'est affranchi de l'effet de l'absorption, l'observation de  $C_{kR, \text{ovale disque}} \leq C_{kR, \text{ovale limbe}}$  pourrait être simplement dû à une intensité intrinsèque de l'ovale moindre côté minuit que côté midi (ce qui est cohérent avec l'image du 8 décembre de la figure 4.9). Néanmoins, ces valeurs sont comparables au regard de leur incertitude et l'erreur au limbe est plus grande. Aussi, la détermination de  $C_{kR, \text{ovale disque}}$  est plus pertinente car elle est établie à partir de spectres présentant un bon rapport signal sur bruit. Par la suite, je ne considère donc plus que les émissions de l'ovale côté disque.

Les valeurs de  $C_{kR, \text{disque}}$  de chaque spectre sont présentées dans le tableau D.1. L'incertitude intrinsèque typique sur chaque valeur vaut  $\sim 9 \%$  pour tous les filtres, tandis que l'incertitude sur la variabilité (l'écart-type sur les six spectres) vaut respectivement 5, 16 et 15 % pour les filtres MAMA, SRF2 et QTZ. Pour tenir compte de l'influence combinée de ces deux contributions, l'incertitude finale est choisie égale à leur somme quadratique. On trouve ainsi une incertitude sur la valeur moyenne de  $C_{kR}$  de 10, 18 et 17 % respectivement pour les filtres MAMA, SRF2 et QTZ.

## D.5 Puissance rayonnée en W

Pour estimer la puissance aurorale apparente rayonnée par l'atmosphère, on va tirer partie de la connaissance du taux de comptage moyen  $C$ , déterminé plus haut, pour calculer le facteur de conversion idoine.

### D.5.1 Taux de comptage $C_{W, \text{ray}}$ en $\text{W} \cdot \text{pix}^{-1}$ par $\text{coups} \cdot \text{s}^{-1}$

En se rappelant que  $1 \text{ rad} = \frac{180}{\pi} \cdot 3600 \text{ arcsec}$  et  $1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$ , l'énergie rayonnée par pixel de surface d'atmosphère (en  $\text{W} \cdot \text{pix}^{-1}$ ) s'écrit :

$$E_{\text{ray}} = 10^{-7} \sum_{\text{spectre}} I_{sp, \text{ray}}(\lambda) \cdot \Delta\lambda \cdot \text{pix}_{\text{atm}}^2 \cdot 4\pi \cdot \left(\frac{180}{\pi} \cdot 3600\right)^2 \quad (\text{D.7})$$

pour une émission isotrope (dans  $4\pi \text{ sr}$ ), où  $\text{pix}_{\text{atm}}$  représente la dimension d'un pixel en km, et où  $I_{sp, \text{ray}}(\lambda)$  correspond au spectre moyen de l'émission aurorale rayonnée calculé au paragraphe D.2.3.

Considérant l'exemple de notre spectre, le 8 décembre 2000, Saturne était située à 8.19 UA pour un champ couvert par la fente de 24.4 arcsec. Un pixel de surface d'atmosphère valait donc  $\text{pix}_{\text{atm}} = 145 \text{ km}$ , conduisant pour l'émission côté disque à  $E_{\text{ray, disque}} = 8.24 \cdot 10^6 \text{ W} \cdot \text{pix}^{-1}$ .

On en déduit alors de le facteur de conversion  $C_{W, \text{ray}}$  par la formule :

$$C_{W, \text{ray}} = \frac{E_{\text{ray}}}{C} \quad (\text{D.8})$$

Dans le cas de notre exemple, on obtient  $C_{W, \text{ray, disque}} = 1.33 \pm 0.11 \cdot 10^9 \text{ W} \cdot \text{coups}^{-1} \cdot \text{s} \cdot \text{pix}^{-1}$ .

Les valeurs de  $C_{W, \text{ray, disque}}$  calculées pour les autres spectres sont de nouveau présentées au tableau D.1. L'incertitude intrinsèque typique de chaque valeur vaut  $\sim 9 \%$  pour tous les filtres, tandis que l'incertitude sur la variabilité (l'écart-type sur les six spectres) vaut respectivement 5, 19 et 15 % pour les filtres MAMA, SRF2 et QTZ. L'incertitude finale sur la valeur moyenne de  $C_{W, \text{ray, disque}}$  (somme quadratique) vaut ainsi 10, 20 et 18 % pour chacun des filtres précédents.

Spectre	o5dta2o0q	o5dta2o6q	o5dta2ocq	o5dta1tpq	o5dta1tvq	o5dta1u1q	Moyenne
$\Delta y_{disque}$	9	14	10	9	9	15	
$E_{kR}$	28.2	49.1	38.0	24.6	21.3	13.9	
<b>MAMA</b>							
$C (\times 10^{-2})$	3.34	5.73	4.62	3.00	2.66	1.85	
$C_{kR} (\times 10^{-3})$	1.18	1.17	1.22	1.21	1.25	1.33	1.23±0.14
$C_{W, ray} (\times 10^8)$	2.82	2.88	2.75	2.75	2.68	2.53	2.74±0.30
$C_{W, emis} (\times 10^8)$	3.37	2.96	3.08	3.26	3.18	3.22	3.18±0.35
<b>SRF2</b>							
$C (\times 10^{-3})$	8.02	13.7	10.1	6.20	5.03	2.50	
$C_{kR} (\times 10^{-4})$	2.84	2.79	2.65	2.52	2.36	1.80	2.49±0.45
$C_{W, ray} (\times 10^9)$	1.18	1.20	1.26	1.33	1.42	1.87	1.38±0.29
$C_{W, emis} (\times 10^9)$	1.40	1.24	1.41	1.58	1.68	2.38	1.62±0.44
<b>QTZ</b>							
$C (\times 10^{-3})$	3.62	5.94	4.40	2.85	2.33	1.21	
$C_{kR} (\times 10^{-4})$	1.28	1.21	1.16	1.16	1.09	0.87	1.12±0.21
$C_{W, ray} (\times 10^9)$	2.60	2.78	2.89	2.89	3.07	3.87	3.02±0.55
$C_{W, emis} (\times 10^9)$	3.11	2.85	3.23	3.43	3.64	4.93	3.53±0.82

TABLE D.1 – Valeurs de  $\Delta y_{disque}$  (largeur à mi-hauteur le long de la fente de la coupe de l'ovale côté disque),  $E_{kR}$  (en kR),  $C$  (en coups.pix<sup>-1</sup>.s<sup>-1</sup>),  $C_{kR}$  (en coups.s<sup>-1</sup>.pix<sup>-1</sup>.kR<sup>-1</sup>),  $C_{W, ray}$  (en W.coups<sup>-1</sup>.s.pix<sup>-1</sup>) et  $C_{W, emis}$  (en W.coups<sup>-1</sup>.s.pix<sup>-1</sup>) calculées pour chacun des spectres MAMA, SRF2 et QTZ, et pour la partie de l'ovale côté disque de chaque spectre. La colonne "moyenne" donnent les valeurs moyennes de  $C_{kR}$ ,  $C_{W, ray}$  et  $C_{W, emis}$  avec leur incertitude finale (voir le détail du calcul de cette dernière dans les parties D.4.2, D.5 et D.5.2).

## D.5.2 Puissance de l'aurore vue sur une image

Pour calculer la puissance de l'ovale à partir d'une image, il suffit alors de comptabiliser le nombre de coups total  $N$  de l'image contenus dans les pixels de la région aurorale une fois le réfléchi soustrait. Ce comptage est en pratique réalisé sur la projection polaire qui conserve le nombre de coups et limite les effets de surintensité au limbe (voir la figure 4.7). La puissance émise en W est alors directement donnée à partir du temps d'exposition  $t_{exp}$  (en s) par :

$$P_{ray} = \frac{N}{t_{exp}} \cdot C_{W, ray} \quad (D.9)$$

où  $t_{exp}$  est le temps d'exposition de l'image en s.

## D.6 Puissance émise en W

On a estimé le facteur de conversion menant à la puissance rayonnée apparente des aurores. On peut calculer ce même facteur pour connaître la puissance émise réelle. Pour ce faire, on applique la même démarche que pour le calcul de  $C_{W, ray}$  mais avec le spectre initial  $I_{sp, emis}(\lambda)$  reconstruit au paragraphe D.2.4 pour rendre compte de l'émission réelle.

Dans le cas de notre exemple, on obtient  $C_{W, emis, disque} = 1.58 \pm 0.14 \cdot 10^9$  W.coups<sup>-1</sup>.s.pix<sup>-1</sup>. Cette valeur diffère peu de  $C_{W, ray, disque}$  car le spectre de notre exemple était peu absorbé.

Les valeurs de  $C_{W, emis, disque}$  calculées pour tous les spectres apparaissent au tableau D.1. L'incertitude intrinsèque typique sur chacune vaut  $\sim 9\%$  pour tous les filtres, tandis que l'incertitude sur la variabilité vaut respectivement 5, 25 et 21 % pour les filtres MAMA, SRF2 et QTZ. L'incertitude finale sur la valeur moyenne de  $C_{W, ray, disque}$  (somme quadratique) vaut 10, 27 et 23 % pour chacun des filtres précédents.

# ANNEXE E

---

## Comment construire une image radio ?

---

LE chemin pour parvenir à faire de l'imagerie radio à partir des observations de Cassini s'apparente à une descente de lit en peau de hérissons : il est long et épineux. La technique dite de goniopolarimétrie (également appelée direction-finding), appliquée aux mesures RPWS-HFR, permet de retrouver la direction d'arrivée de l'onde (de vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ ) caractérisée par ses coordonnées angulaires  $(\theta, \phi)$  dans le repère des antennes. Les inversions analytiques développées par Cecconi et Zarka [2005a] permettent de calculer ces paramètres à partir des mesures 3-antennes ou 2-antennes (dans ce dernier cas, on fait l'hypothèse d'une polarisation linéaire nulle).

Cette annexe rappelle brièvement la méthode qui permet de localiser à deux puis trois dimensions les sources radio (voir annexe B dans [Cecconi et al., 2008]). Je montre ensuite comment, à partir de ces informations, on peut construire des cartes d'intensité (ou images) radio.

### E.1 Localisation des sources

#### E.1.1 Localisation 2D

On néglige ci-après les effets de propagation entre la source et l'observateur. On considère donc que les ondes se propagent en ligne droite (valable pour  $f \geq 100$  kHz dans la magnétosphère de Saturne). Les coordonnées  $(\theta, \phi)$  fournissent directement la position apparente de la source projetée dans le plan d'observation de Cassini. La figure E.1 en donne une illustration schématique ; le plan d'observation  $(y, z)$  y est représenté en grisé.

La figure E.2a donne la distribution des sources sur un exemple concret. Conformément aux résultats obtenus au chapitre 2, la sonde observe préférentiellement les sources situées dans l'hémisphère dans lequel elle est située : ici l'hémisphère sud. La précision angulaire sur la détermination de  $(\theta, \phi)$  a été évaluée à  $2^\circ$  par Cecconi et Zarka [2005a]. Elle est matérialisée sur la figure E.1 par l'ellipse d'erreur projetée sur le plan  $(y, z)$ . L'incertitude sur la position des sources augmente donc avec la distance  $r_{cass}$ .

#### E.1.2 Localisation 3D

Pour obtenir la position de la source dans l'espace, il est nécessaire de faire certaines hypothèses additionnelles. Comme détaillé aux chapitres 1 et 6, on peut raisonnablement penser que le mécanisme d'IMC génère le SKR sous

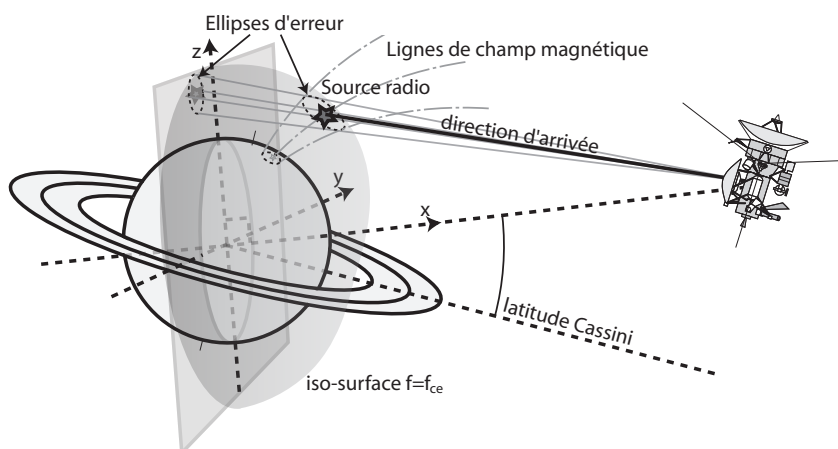


FIGURE E.1 – Figure tirée de [Cecconi et al., 2008] illustrant le principe de l'imagerie radio par goniopolarimétrie. Cassini observe une source radio (représentée par une étoile) avec une direction d'arrivée indiquée par la ligne en trait plein. L'intersection de cette ligne avec le plan d'observation ( $y,z$ ) donne la position projetée de la source à deux dimensions. La connaissance du champ magnétique, et par extension de la gyrofréquence en tout point permet de calculer l'iso-surface  $f = f_{ce}$  dont l'intersection avec la direction d'arrivée donne la position de la source dans l'espace et permet d'identifier la ligne de champ magnétique associée ainsi que les coordonnées de son "pied" (footprint) à la surface de la planète. Les ellipses en tirets indiquent l'incertitude sur la direction d'arrivée.

forme d'onde émises à  $f \sim f_X \sim f_{ce}$ , où  $f_{ce}$  est la fréquence cyclotron électronique (ou gyrofréquence) locale qui s'exprime en fonction de la charge de l'électron  $e$ , sa masse  $m_e$  et du champ magnétique  $B$  selon :

$$f_{ce} = \frac{eB}{2\pi m_e} \quad (\text{E.1})$$

Le modèle de champ magnétique kronien utilisé est le modèle SPV (Saturne-Pioneer-Voyager) développé par Davis et Smith [1990], complété par la contribution magnétique de l'anneau de courant modélisé par Connerney et al. [1983]. Grâce à ce modèle, il est possible de calculer la valeur du champ magnétique  $\mathbf{B}$ , et, de là, la valeur de  $f_{ce}$ , en tout point de l'espace. Chercher la position de la source radio dans l'espace revient donc à trouver l'intersection de la direction d'arrivée de l'onde et de l'iso-surface  $f = f_{ce}$ . Une fois la position tridimensionnelle de la source connue, on peut alors déduire d'une part l'angle d'émission (correspondant à l'angle entre  $\mathbf{B}$  et  $\mathbf{k}$  au lieu de la source) et d'autre part les coordonnées du pied de sa ligne de champ (footprint) à la surface de la planète (cf figures E.1 et E.2).

On peut calculer l'incertitude sur la position du pied de la ligne de champ en projetant l'intersection du cône d'incertitude sur la direction d'arrivée avec l'iso-surface  $f = f_{ce}$ . L'ellipse d'erreur projetée couvre alors une surface d'autant plus grande que la direction d'arrivée est proche du limbe de l'iso- $f_{ce}$  (lignes rouges de la figure E.2b). En pratique, on définit l'ellipse d'erreur initiale dans le plan d'observation par un cercle constitué de  $n$  points ensuite projetés individuellement. Compromis entre le temps de calcul et la précision,  $n$  a été fixé à 8 points.

Il arrive cependant que la direction d'arrivée n'intercepte pas son iso- $f_{ce}$  associée (visibilité de l'émission, bruit sur les coordonnées de  $\mathbf{k}$ , validité de la condition  $f_X \sim f_{ce}$  ...). Dans ce cas, on calcule une position approchée de la source de la façon suivante. On repère le point de la direction d'arrivée où  $f_{ce}$  est maximal et on prend comme position de la source l'intersection entre la ligne reliant ce point au centre de la planète et la surface iso- $f_{ce}$ . Si la position ainsi calculée est inexacte, elle donne néanmoins une indication minimale sur la direction de la source qui peut être exploitée dans le cadre d'études statistiques. Sur la figure E.2b, les directions d'arrivée ne traversant pas l'iso- $f_{ce}$  sont représentés par des losanges.

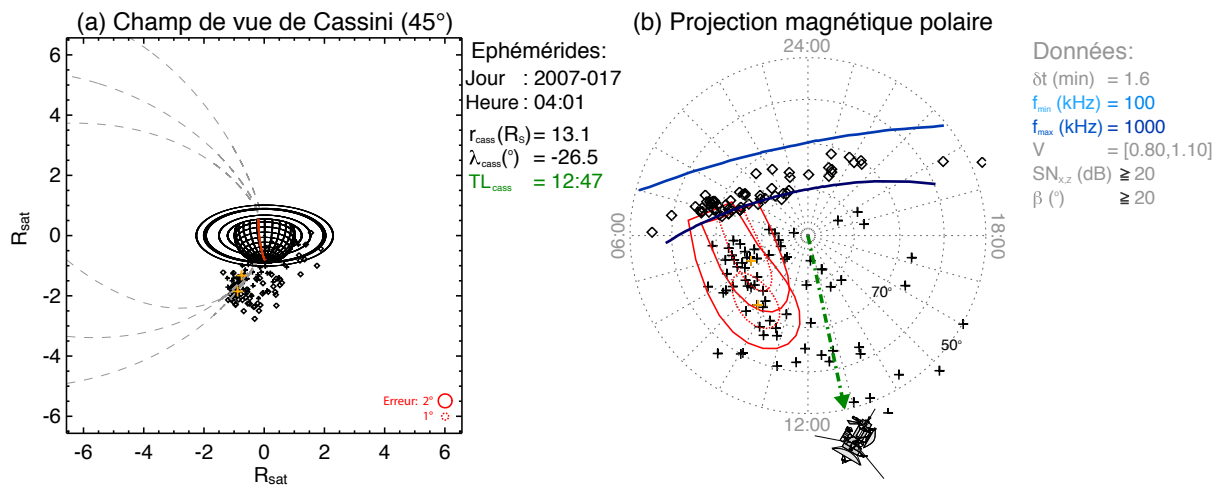


FIGURE E.2 – Localisation des sources radio et des lignes de champ magnétique associées. Les éphémérides de Cassini sont indiquées au centre et les paramètres de sélection des données à droite. (a) donne les directions d'arrivée sélectionnées dans le plan d'observation de Cassini. Les croix indiquent celles qui interceptent l'iso-surface  $f = f_{ce}$  et les losanges celles qui ne l'interceptent pas. L'erreur angulaire sur la position des sources est indiquée par les cercles rouges (en pointillés pour  $\Delta\theta, \phi = 1^{\circ}$  et en trait plein pour  $\Delta\theta, \phi = 2^{\circ}$ ). Le méridien rouge indique le temps local midi. Les tiretés gris représentent les lignes de champ magnétique dont les pieds ont les coordonnées  $(\lambda_B, TL_B) = (-75^{\circ}, 06:00)$ ,  $(-75^{\circ}, 08:00)$  et  $(-75^{\circ}, 10:00)$ . La distribution des sources est organisée approximativement autour de ces lignes de champ. (b) indique la position à la surface de la planète du pied des lignes de champ associées aux sources radio. La flèche verte sur cette projection polaire magnétique donne le temps local de Cassini. Les croix oranges illustrent trois positions particulières (déjà repérées sur le panneau (a)) entourées de leur barre d'erreur projetée en rouge. Les lignes bleues correspondent aux horizons radio des fréquences limites de la gamme sélectionnée (pour une fréquence, on ne peut pas 'voir' de source située derrière son horizon radio). Les losanges correspondent aux points qui n'interceptent pas leur iso- $f_{ce}$ . Ils s'accumulent le long de leur horizon radio respectif.

Enfin comme il n'est pas possible pour les ondes émises à la fréquence  $f$  de se propager vers les zones où  $f_{ce} \geq f$  (c'est-à-dire où  $B \geq B_{source}$ ), on peut définir pour chaque fréquence un horizon radio qui détermine la limite au delà de laquelle les sources ne peuvent physiquement plus être observées. Cet horizon correspond à un angle d'ouverture du cône d'émission de  $90^{\circ}$  par rapport à la direction du champ magnétique. Les horizons radio des deux fréquences limites de la gamme observée sont représentés en bleu sur la figure E.2b, les losanges (directions d'arrivée au delà du limbe de l'iso- $f_{ce}$ ) s'accumulent le long de ces horizons.

## E.2 Cartes d'intensité

Une fois connue la position des sources, il est possible de créer des images radio en intégrant l'information sur l'intensité des sources.

### E.2.1 Champ de vue de Cassini

Dans le plan d'observation de Cassini, la position d'une source est définie dans une ellipse d'erreur correspondant à un cercle de diamètre  $\Delta\theta, \phi = 2^{\circ}$ . Afin d'affecter à chaque disque d'erreur l'intensité de la source, j'ai défini une image dont les dimensions ont, par anticipation d'un traitement similaire aux images UV, été fixées à 1024 x



1024 pixels. Le traitement suivant nécessitant l'existence d'une barre d'erreur claire, il n'est donc appliqué qu'aux directions d'arrivée interceptant effectivement l'iso- $f_{ce}$ .

Pour une image comportant N sources individuelles, chacune associée à une barre d'erreur couvrant un nombre variable de pixels, l'intensité de chaque pixel de la carte finale a été calculée de la façon suivante :

$$I_{pix} = \frac{\sum_{i=1}^N 10 \log S_i}{N} \quad (E.2)$$

où  $S_i$  est l'intensité de la source  $i$  en  $W.m^{-2}.Hz^{-1}$  normalisée à 1 UA. Cette façon de calculer l'intensité finale de l'image, exprimée en dB moyens, est un compromis qui permet de souligner la concentration des sources en considérant l'intersection de leur barre d'erreur (pondérée par leur intensité). Une source intense dont la barre d'erreur n'est commune avec aucune autre apparaîtra d'autant plus faible que le nombre de sources N sera grand.

A titre d'exemple, le passage de la figure E.2a à une image radio calculée grâce à l'équation E.2 est illustrée sur la figure 5.6a.

## E.2.2 Projection polaire magnétique

On peut appliquer le même procédé aux projections polaires magnétiques en utilisant la projection de l'ellipse d'erreur à la surface de la planète. Pour tenir compte de leur étalement irrégulier, on pondère le flux en le divisant par le nombre de pixels  $n_i$  contenue par la surface d'erreur de la source  $i$  et en le multipliant par le nombre de pixels moyens  $n_{pix}$  par surface d'erreur pour N sources :

$$I_{pix} = \frac{\sum_{i=1}^N 10 \log S_i \frac{n_{pix}}{n_i}}{N} \quad (E.3)$$

Ainsi, une source associée à une grande barre d'erreur contribuera faiblement à l'image finale tout en laissant aux dB une signification physique (grâce à une pondération par le nombre de pixels moyens par surface d'erreur).

L'utilisation de l'équation E.3 sur la figure E.2b permet d'obtenir la figure 5.6b.

# ANNEXE F

---

## SERPE / ExPRES

---

### Simulateur d'Émissions Radio Planétaires et Exoplanétaires / Exoplanetary and Planetary Radio Emission Simulator

**E**L code SERPE modélise la géométrie des émissions liées à des sources radio aurorales choisies et vérifie si elles sont visibles pour un observateur défini. Le résultat est restitué sous la forme de spectres dynamiques et peut ainsi être directement comparé aux observations. J'ai adapté ce code, développé pour Jupiter, au cas de Saturne en ajoutant principalement un modèle de champ magnétique (SPV), la contribution d'un disque de plasma au calcul de la densité magnétosphérique, la possibilité de choisir la position d'un observateur mobile (Cassini) et de calculer la fréquence maximale sur les lignes de champ lorsque l'altitude de la haute atmosphère varie.

## F.1 Paramètres de simulation

Les paramètres requis par les simulations sont représentés sur la figure F.1 qui indique en bleu ceux liés à la position des sources et en orange ceux liés à la physique de l'émission.

### F.1.1 Positions des sources

Une source radio désigne une ligne de champ magnétique active dans un hémisphère, le long de laquelle des ondes radio sont émises à la gyrofréquence locale  $f_{ce}$ . Cette dernière hypothèse permet de déterminer l'altitude des points source correspondants sur la ligne de champ grâce à l'expression de la gyrofréquence en fonction de la charge de l'électron  $e$ , sa masse  $m_e$  et du champ magnétique  $B$  (calculé par le modèle SPV) :

$$f_{ce} = \frac{eB}{2\pi m_e} \tag{F.1}$$

dont l'application numérique donne  $f_{ce}(kHz) \sim 2.8 B$  (avec  $B$  exprimé en Gauss). La source radio est ainsi peuplée de sources individuelles distribuées dans une gamme d'altitude fixée par la gamme de fréquences typiques du SKR : [10,1200 kHz].

La ligne de champ est définie de manière univoque (dans le cadre du modèle SPV) par les coordonnées (temps local, latitude) =  $(TL_B, \lambda_B)$  de son pied à la surface de la planète. Sa longitude a été étudiée dans la gamme [0,360°] (*i.e.*  $TL_B = [00:00,24:00]$ ) pour des valeurs de latitude typique de la gamme aurorale UV  $\lambda_B = [-65^\circ, -80^\circ]$  [Badman et al., 2006].

### F.1.2 Paramètres d'émission

Chaque source individuelle (ou point source) émet des ondes radio qui se propagent en ligne droite le long d'un feuillet conique d'angle d'ouverture  $\theta(f)$  par rapport à la direction de la ligne de champ magnétique locale, de symétrie cylindrique, et d'épaisseur  $\Delta\theta$ . Le code SERPE peut calculer  $\theta(f)$  de plusieurs façons, notamment à partir des distributions d'électrons instables type "cône de perte" et "fer à cheval". Dans le cas "fer à cheval",  $\theta(f)$  est constant quelle que soit la fréquence ou la vitesse des électrons résonants. Dans le cas "cône de perte", l'équation 6.6 montre que  $\theta(f)$  dépend à la fois la vitesse des électrons et de la pulsation maximale à la coupure atmosphérique  $\omega_{ce,max} = 2\pi f_{ce,max}$ .

J'ai calculé cette dernière en estimant une altitude typique des aurores UV  $h = 1000$  km à partir des images HST (cf chapitre 4). A cause du décalage du dipôle magnétique de  $0.04 R_{sat}$  vers le nord, la fréquence maximale n'est pas identique dans les hémisphères nord et sud. Pour une ligne de champ dont le pied a une latitude de  $-70^\circ$ , j'ai estimé  $f_{ce,max} \sim 1500$  kHz dans l'hémisphère sud et  $f_{ce,max} \sim 1840$  kHz dans l'hémisphère nord. D'autres estimations de l'altitude des aurores UV (J. Nichols, communication personnelle) considèrent une valeur de 650 km. Toujours pour une ligne de champ dont le pied est défini par  $\lambda_B = -70^\circ$ , cette seconde estimation conduit aux valeurs  $f_{ce,max} \sim 1530$  kHz dans l'hémisphère sud et  $f_{ce,max} \sim 1880$  kHz dans l'hémisphère nord. L'incertitude sur  $h$  a donc un impact négligeable sur la détermination de  $\theta$ . Les simulations utilisent par défaut la valeur  $h = 1000$  km.

$\theta(f)$  dépend aussi de la vitesse des électrons résonants que j'ai étudiée dans la gamme  $\sim 0.06-0.4c$  (où  $c$  est la vitesse de la lumière). Ces valeurs encadrent à la gamme d'énergie cinétique des électrons 1–20 keV calculée pour les électrons auroraux responsables des aurores UV par Cowley et al. [2004a,b].

### F.1.3 Position de l'observateur

La position de l'observateur est donnée directement par la position de la sonde Cassini. La rotation de la planète (fixée à une valeur moyenne de 647 min [Zarka et al., 2007]) et les mouvements de l'observateur sont calculés à chaque pas de temps.

En résumé, les coordonnées  $TL_B$  et  $\lambda_B$  de la source, ainsi que les grandeurs  $\theta(f)$  (directement relié à la vitesse des électrons dans le modèle "cône de perte") et  $\Delta\theta$  ne sont pas ou peu contraintes. Une étude paramétrique, présentée à la partie F.3, a été menée dans un cas simple pour évaluer l'influence de chacune de ces variables sur les simulations.

## F.2 Fonctionnement de SERPE

Une fois choisis les paramètres présentés à la partie F.1 et résumés dans le tableau 6.1, SERPE calcule le diagramme d'émission des sources pour une rampe de fréquence, une période (correspondant à une trajectoire de Cassini) et un pas de temps définis par l'utilisateur.

Pour chaque temps et chaque fréquence, le code calcule la géométrie du système en comparant l'angle entre la direction de l'observateur et la direction locale du champ à  $\theta \pm \Delta\theta/2$ . Si l'observateur intercepte le cône d'émission d'une source, l'intensité associée est incrémentée d'une valeur unitaire. Chaque couple temps-fréquence du spectre

dynamique final se voit ainsi attribuer une valeur d'intensité qui correspond au nombre de sources observées simultanément.

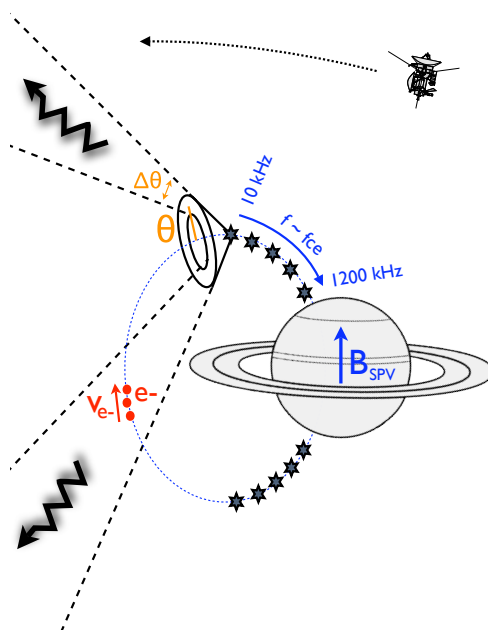


FIGURE F.1 – Coupe méridienne schématisant la géométrie simulée par SERPE pour des sources et un observateur choisi. Les paramètres en bleu sont ceux qui permettent de définir la position des sources (modèle de champ magnétique, ligne de champ active, points source indiqués par des étoiles distribués entre 10 kHz et 1200 kHz). Les paramètres en orange sont reliés à l'émission radio proprement dite (ouverture du cône  $\theta(f)$  et épaisseur du cône  $\Delta\theta$ ). Dans le cas d'une distribution "cône de perte",  $\theta(f)$  dépend de la vitesse des électrons  $v_{e-}$ . Un exemple de cône d'émission d'une source individuelle (point source) est indiqué par des lignes en pointillés et des flèches noires donnant le sens de propagation des ondes. L'observateur, dont la trajectoire est indiquée par une flèche en tiretés, détecte une source individuelle s'il intercepte son cône d'émission.

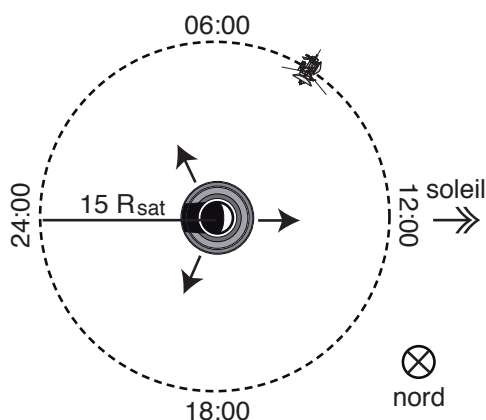


FIGURE F.2 – Vue du pôle sud d'un orbiteur circulaire à  $15 R_{sat}$  situé dans le plan équatorial et observant des sources situées dans l'hémisphère sud à  $TL_B = 04:00, 12:00$  and  $20:00$  (flèches noires).

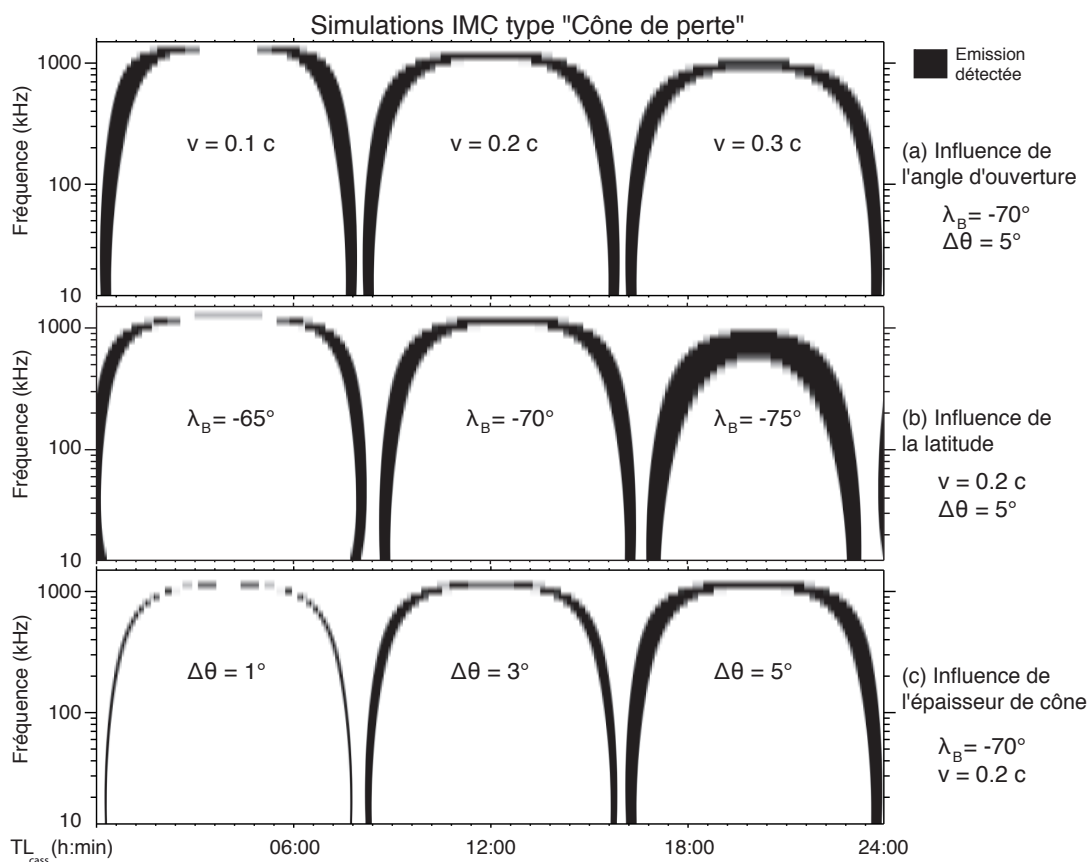


FIGURE F.3 – Spectres dynamiques organisés en temps local pour des simulations de type "Cône de perte". Les sources sont choisies au sud à  $TL_B = 04:00, 12:00$  et  $20:00$ . Précisons que le temps local ne joue aucun rôle mais sert uniquement à simuler trois sources différentes sur un même spectre dynamique. Les panneaux (a), (b) et (c) illustrent l'influence de l'angle d'ouverture  $\theta(f)$  (variant avec la fréquence et proportionnel à la vitesse des électrons résonants  $v$ ), de la latitude  $\lambda_B$  de la ligne de champ et de la largeur de cône  $\Delta\theta$  sur les émissions simulées. Dans tous les cas, ces dernières prennent la forme d'arcs.

### F.3 Simulation d'arcs et étude paramétrique

Des structures en forme d'arcs (voir chapitre 6) sont obtenues systématiquement pour des sources radio mobiles dans le référentiel de l'observateur. Pour estimer l'influence des paramètres libres mentionnés à la partie F.1, j'ai pris le cas simple d'un orbiteur circulaire (à une distance de  $15 R_{sat}$ ) observant trois sources fixes en temps local comme représenté sur la figure F.2. J'ai ensuite étudié l'influence de la latitude  $\lambda_B$ , de l'épaisseur de cône  $\Delta\theta$  et de l'ouverture de cône  $\theta(f)$  calculé dans le cas de simulations "cône de perte" (figure F.3) et "fer à cheval" (figure F.4).

Les figures F.3 et F.4 montrent qu'on obtient des arcs dans tous les cas avec une émission oblique ( $\theta(f) \leq 55^\circ$  pour le cas "fer à cheval"). La visibilité de l'émission influence la forme des arcs (en particulier leur fréquence maximale détectée, leur extension temporelle et leur épaisseur) qui varie fortement avec, d'une part  $\theta(f)$ , et d'autre part  $\lambda_B$ . En revanche, l'épaisseur de cône influe uniquement sur l'épaisseur des arcs. Dans les simulations, j'ai donc postulé des sources ponctuelles et ajusté la largeur des arcs observés (voir figure 6.1) par une valeur  $\Delta\theta = 5^\circ$ . La convolution d'une source étendue (en latitude et/ou longitude) avec  $\Delta\theta$  pourrait permettre de déterminer une valeur de  $\Delta\theta$  plus faible.  $\Delta\theta$  étant fixé, le travail de simulation a alors consisté à contraindre le couple de paramètres

$(\lambda_B, \theta)$ .

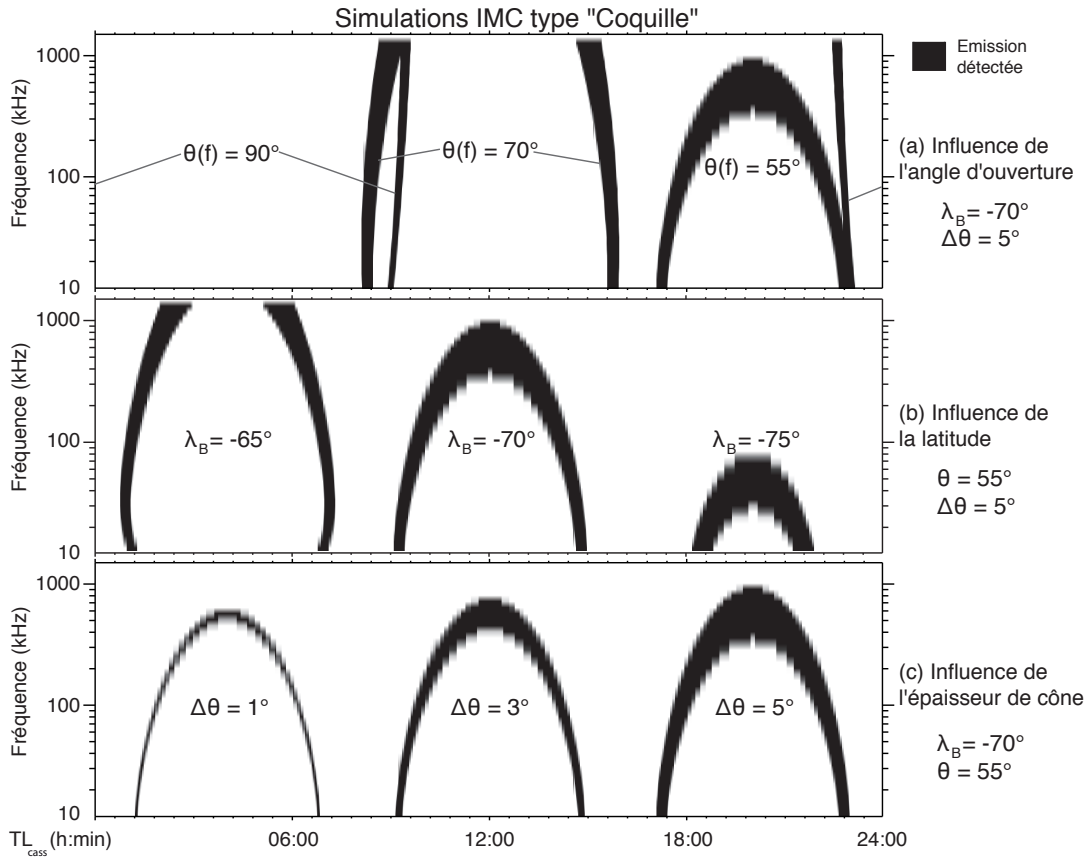


FIGURE F.4 – Idem figure F.3 mais avec des simulations de type "fer à cheval". Des arcs apparaissent pour une émission oblique ( $\theta(f) = 55^\circ$ ).



# ANNEXE G

---

Articles publiés ou soumis à publication au cours  
de cette thèse

---

## **G.1 Saturn Kilometric Radiation : average and statistical properties**

*Article paru dans la revue Journal of Geophysical Research (Space Physics) en juillet 2008.*



## Saturn kilometric radiation: Average and statistical properties

L. Lamy,<sup>1</sup> P. Zarka,<sup>1</sup> B. Ceccomi,<sup>1</sup> R. Prangé,<sup>1</sup> W. S. Kurth,<sup>2</sup> and D. A. Gurnett<sup>2</sup>

Received 19 October 2007; revised 12 February 2008; accepted 26 February 2008; published 1 July 2008.

[1] Since Cassini entered Saturn's magnetosphere in July 2004, the auroral Saturnian kilometric radiation (SKR), which dominates the Kronian radio spectrum, is observed quasi-continuously. Consecutive orbits of the spacecraft covered distances to Saturn down to 1.3 Saturn radii, all local times and, since December 2006, latitudes as high as 60°. On the basis of carefully calibrated and cleaned long-term time series and dynamic spectra, we analyze the average properties, and characteristics of the SKR over 2.75 years starting at Cassini's Saturn orbit insertion. This study confirms and expands previous results from Voyager 1 and 2 studies in the 1980s: the SKR spectrum is found to extend from a few kHz to 1200 kHz; extraordinary mode emission dominates, i.e., left-handed (LH) from the southern Kronian hemisphere and right-handed (RH) from the northern one, for which we measure directly a degree of circular polarization up to 100%; the variable visibility of SKR along Cassini's orbit is consistent with sources at or close to the local electron cyclotron frequency  $f_{ce}$  in the Local Time (LT) sector 09 h–12 h, and at latitudes  $\geq 70^\circ$ , with emission beamed along hollow cones centered on the local magnetic field vector; this anisotropic beaming results in the existence of an equatorial radio shadow zone, whose extent is quantified as a function of frequency; it also causes the systematic disappearance of emission at high latitudes above 200 kHz and below 30 kHz. In addition, we obtain new results on SKR: LH and RH intensity variations are found to match together at all timescales  $\geq 30$  min; moreover their spectra are found to be conjugated as a function of the latitude of the observer; we use this conjugacy to merge LH and RH spectra and derive pronounced systematic dependences of the SKR spectrum as a function of the spacecraft latitude and LT (that will be the input of a subsequent modeling study); we identify for the first time ordinary mode SKR emission; finally, in addition to the SKR and n-SMR components, we discuss the narrowband kilometric component (named here n-SKR) which extends mainly between 10 and 40 kHz, preferentially observed from high latitudes.

**Chaton:** Lamy, L., P. Zarka, B. Ceccomi, R. Prangé, W. S. Kurth, and D. A. Gurnett (2008), Saturn kilometric radiation: Average and statistical properties, *J. Geophys. Res.*, 113, A07201, doi:10.1029/2007JA012900.

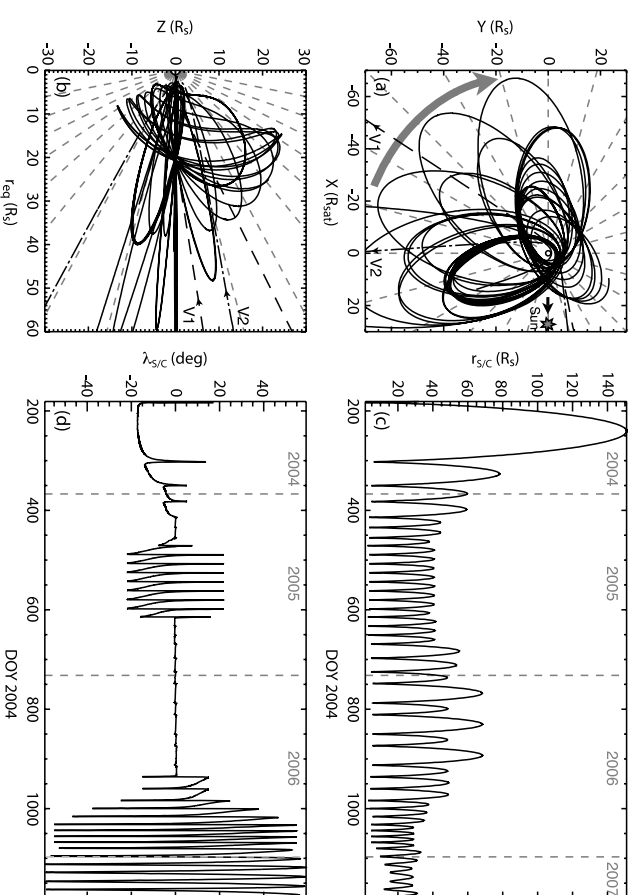
### 1. Introduction

[2] The nonthermal auroral Saturnian kilometric radiation (hereafter SKR) is the most intense radio emission from Saturn and presents strong similarities with the Earth's auroral kilometric radiation (AKR) and Jovian auroral radio emissions (broadband kilometric, hectometric, and Io-independent decimeter emissions) [Zarka, 1998]. SKR was discovered by the Voyager 1 planetary radio experiment in January 1980 [Kaiser *et al.*, 1980]. Its name refers to the characteristic wavelength of the emission, i.e., a typical frequency range from about 3 kHz to 1.2 MHz, peaking

between 100 and 400 kHz. SKR is strongly circularly polarized, and the Voyagers have detected two SKR components with opposite senses of polarization: a right-handed (RH) component originating from the northern hemisphere and a left-handed (LH) one from the southern hemisphere, consistent with emission at the extraordinary mode [Kaiser *et al.*, 1980, 1984; Warwick *et al.*, 1982].

[3] Analyses of Voyager observations showed that SKR sources do not correlate with the planet but are rather restricted in local time (LT) in the morning-to-noon sector, and located at high latitudes [Warwick *et al.*, 1981; Lecacheux and Genova, 1983; Galopescu *et al.*, 1995].

[4] As similar radio emissions from other planets, SKR is thus believed to be generated by accelerated electron beams in the auroral zones via the cyclotron maser instability, which favors extraordinary mode emission near the local electron cyclotron frequency  $f_{ce}$  at the source [Galopescu *et al.*, 1989; Zarka, 1998]. The theory predicts that the emission is beamed along hollow cones whose axis is



**Figure 1.** Ephemeris of the Cassini spacecraft between day 181 and 1186 of year 2004. We use a system of equatorial coordinates centered on Saturn: the x axis points toward the Sun, the z axis is aligned with the rotation axis of the planet and the y axis completes the frame. Dashed and dash-dotted black lines indicate the trajectories of Voyager 1 (in 1980) and 2 (in 1981). (a) Consecutive orbits in the equatorial plane. Their precession is indicated by the grey arrow. The dashed grey lines mark 1 h steps in local time with noon LT indicated by the black arrow pointing at the Sun. (b) The spacecraft trajectory cylindrically projected onto a meridian plane.  $r_{eq} = \sqrt{x^2 + y^2}$  is the distance of Cassini from Saturn in the equatorial plane and  $z$  is the altitude above this plane. The dashed grey lines mark 10° steps in latitude. (c and d) The spacecraft distance to Saturn  $r_{sc} = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$  and latitude  $\lambda_{sc}$  as a function of time.

aligned with the local magnetic field at the source. This implies strong variations of visibility of the emission as a function of the observer's position around the planet. Before Cassini, SKR was studied only using the two Voyagers and the Ulysses spacecraft. The Voyagers discovered SKR and measured some of its basic properties during their flybys of Saturn, but their observations were restricted to three positions in LT and limited latitude range. SKR detection by Ulysses was at too low signal-to-noise (SNR) ratio for addressing properties other than those related to its occurrence, as its rotational modulation [Galopescu and Lecacheux, 2000].

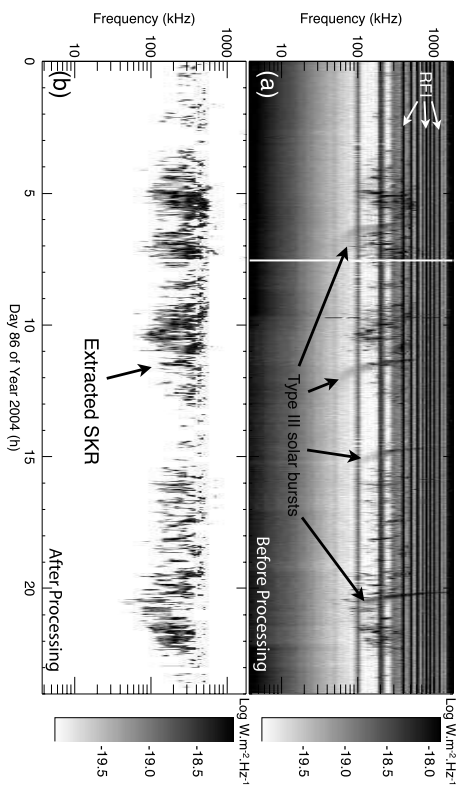
[5] Cassini has been orbiting Saturn since July 2004 and the Radio Plasma and Wave Science (RPWS) instrument [Gurnett *et al.*, 2004] has observed SKR from all LT and a broad range of latitudes. Following Zarka *et al.* [2004] and Ceccomi and Zarka [2005], we calibrated the nearly continuous RPWS data and derived the intensity and circular polarization state of observed radio waves as a function of

time and frequency. These physical parameters are analyzed here to determine SKR average and statistical properties and put further constraints on sources location and emission beaming.

[6] In this paper, we address some open questions concerning the SKR. What are the main characteristics of the SKR spectrum and polarization? Are there differences between LH and RH spectra? Do these components exhibit the same temporal variations? How does SKR vary with the observer's position (local time, latitude), and how does this translate to constraints on models? Can we find evidence for new low frequency (LF) components or O-mode emission? In section 2, we briefly describe Cassini's trajectory, the RPWS radio receiver, and the 2.75 years data set analyzed here. Section 3 deals with the general phenomenology of dynamic spectra of Saturn's kilometric emissions, including the identification of a new component. We analyze the SKR polarization and emission modes in section 4. Section 5 investigates the SKR beaming and the disappearance

<sup>1</sup>LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris Diderot, Meudon, France.

<sup>2</sup>Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, Iowa, USA.



**Figure 2.** (a) Raw dynamic spectrum recorded by Cassini-RPWS/HRP on DOY 86,  $\sim 800 R_s$  away from Saturn. (b) SKR flux density  $S$  extracted by our processing.

observed at low and high latitudes. In section 6 we derive average and peak SKR spectra for both polarizations and several latitude ranges, as well as average and peak emitted powers. Section 7 compares the temporal variations of LH and RH SKR components. Finally, section 8 shows the clear conjugacy between LH and RH spectra as a function of observer's latitude, allowing to further address SKR visibility as a function of the LT and latitude of Cassini and identify O-mode SKR emission. The constraints brought by these results on sources localization, beaming and dynamics will be the subject of a follow-on paper based on the modeling of SKR visibility along Cassini's orbit.

## 2. Observations

### 2.1. Ephemeris

[7] The data discussed here cover a time interval of 1006 days (2.75 years) from day 181 of year 2004 (2 days before Saturn Orbit Insertion (SOI) of Cassini) to day 90 of year 2007. We will hereafter express time in days of year 2004 (noted DOY) with a reference set on 1 January, of year 2004. During this 2.75 years interval, the spacecraft performed 42 orbits around Saturn and spent  $\sim 60\%$  of the time in the southern hemisphere. This implies differences in the conditions of observation of each hemisphere. Figure 1 displays the relevant parameters of Cassini's trajectory.

[8] The consecutive periastrons precess from  $\sim 20$  h to  $\sim 12$  h LT, as displayed on Figure 1a (spectralt local time will be noted  $LT_{sc}$ ). This uneven sampling and the large orbital eccentricity implies that different amounts of time are spent at different  $LT_{sc}$ . A broad latitude range ( $-60^\circ \leq \lambda_{sc} \leq +60^\circ$ ) has been swept by Cassini (Figures 1b and 1d), with near-equatorial orbits between DOY 620 and 930 and high latitude excursions thereafter. The distance from

Cassini to Saturn  $r_{sc}$  varies from 1.33 Saturn radii ( $R_s$ ) at SOI to a maximum distance of 151  $R_s$  (Figure 1c).

### 2.2. Instrument and Data

[9] Cassini-RPWS includes a High Frequency Receiver (HFR) which measures the wave electric field along three electric monopole antennas  $h_{+x}$ ,  $h_{-x}$ , and  $h_z$  (also noted  $h_{+y}$ ,  $h_{-y}$ , and  $h_{\parallel}$ ) or the virtual dipole  $h_v$  formed by the pair ( $h_{+x}$ ,  $h_{-x}$ ), over the range 3.5 kHz to 16.125 MHz (Garrett *et al.*, 2004). The effective lengths of electrical antennas are 1.68 m for the monopoles and 3.06 m for the dipole [Zarka *et al.*, 2004]. The receiver computes auto- and cross-correlations of antenna signals from which gonio-polarimetric inversions [Cecconi and Zarka, 2005] allow us to extract the wave parameters: flux and polarization state (known as Stokes parameters [Kraus, 1966]), and direction of arrival ( $\mathbf{k}$ -vector). The HFR operates in several modes with various temporal and spectral resolutions resulting in a very inhomogeneous data set on the long term.

[10] In order to study SKR, we built calibrated, cleaned and homogeneous long-term time series and dynamic spectra of received flux densities (in  $W \cdot m^{-2} \cdot Hz^{-1}$ ) normalized to 1 AU, emitted powers (in  $W \cdot sr^{-1}$ ), and normalized circular polarization degrees, over the 2.75 years period studied.

[11] The specific data processing pipeline is described in details in the Appendix. As an example, Figure 2 illustrates the "cleaning" step of the processing: in addition to SKR, Figure 2a includes solar type III bursts and radio frequency interference (RFI). After processing (Figure 2b), SKR only has been automatically extracted. Processed data are finally rebinmed over the whole period with a constant time resolution of 180 s per spectrum in frequency bins consisting of 24 logarithmically spaced channels between 3.5 and

300 kHz (with  $\Delta f/f = 20\%$ ) and 24 linearly spaced channels (with  $\Delta f = 50$  kHz) between 350 and 1500 kHz.

## 3. Saturn's Low Frequency Radio Components

[12] Figure 3 is an overview of Saturn's emissions detected in the kilometer range. Each double panel (a, b, c, d) displays a dynamic spectrum of the normalized flux density  $S$  (with subscript 1) and a dynamic spectrum of the normalized degree of circular polarization  $V$  (with subscript 2).  $V = 1$  corresponds to pure LH circularly polarized emission, and  $V = -1$  to pure RH one. Figure 3a displays the full data set over 2.75 years. SKR extends from  $\sim 10$  to  $\sim 1000$  kHz. Additional LF emissions show up after DOY 550 between 3 and 40 kHz. Figure 3a, illustrates the good correspondence between the latitude of Cassini and the observed circular polarization, revealing the hemisphere of origin of the emission. During the first orbits (DOY 181 to 400) as well as during medium latitude excursions (DOY 470 to 620), Cassini spent most of the time in the southern hemisphere. The observed dominant polarization is LH (displayed in black on Figure 3a), consistent with emission on the extraordinary mode (see section 4), whereas RH was only observed during short intervals spent in the northern hemisphere. High latitude excursions (after DOY 930) illustrate the opposite situation with most of the time spent in the north. During near-equatorial orbits (DOY 400 to 470, and DOY 620 to 930), emissions from both hemispheres are detected simultaneously, resulting in apparent circular polarization weaker than that measured at higher latitudes. However, LH polarization still predominates, except at high frequencies ( $\geq 600$  kHz) where the RH component takes over. These points are discussed in sections 6 and 7.

[13] Figure 3b focuses on typical observations from low  $\lambda_{sc}$ . SKR is prominent above 20 kHz, but emissions below 20 kHz episodically appear. These LF emissions are weakly polarized and include local electrostatic and electromagnetic emissions observed near periastrons, as well as a few spurious emissions.

[14] Figure 3c displays typical observations from high latitude passes. The periodic motion of the spacecraft across each hemisphere is clearly visible in Figure 3c<sub>2</sub>, as detected at alternance of the dominant circular polarization detected. In addition to SKR, other circularly polarized but less intense components appear below 40 kHz. They are better visible on Figure 3d which zooms on an interval of 12 d including high latitude excursions at  $\lambda_{sc} = -52.82^\circ$  (on DOY 1079) and  $\lambda_{sc} = +52.82^\circ$  (on DOY 1083). We identify here three distinct components: (1) SKR extends from 3.5 to 1200 kHz. It is intense and highly circularly polarized. We notice that its frequency range increases with  $|\lambda_{sc}|$  but

shrinks, especially at high frequencies, for  $\lambda_{sc} \geq 55^\circ$  (e.g., between DOY 1082 and 1085). (2) An intense but weakly circularly polarized emission shows up below 10 kHz. It has been named n-SMR (for narrowband Saturnian Myriametric Radiation) by Loarn *et al.* [2007]. (3) In addition, we identify a third component in the range 10–40 kHz, sometimes extending down to 3 kHz. This relatively narrowband emission corresponds – as n-SMR – to the narrowband electromagnetic emissions first reported by Garrett *et al.* [1981]. It is less intense than SKR and n-SMR, and peaks about 20 kHz. It displays a high degree of circular polarization whose sign changes with the observer's hemisphere in opposition to that of SKR. Toward its high frequency end (30–40 kHz), the emission displays the same polarization as SKR. Although this could simply be the lowest frequency end of SKR, frequency-time complexity rather suggests that it is the upper frequency part of this new component, whose polarization is opposite to that of its lower part. Like n-SMR, this emission is modulated at or close to the SKR rotational periodicity [see Zarka *et al.*, 2007]. Further studies are needed to understand the origin of this component. Because of its spectral extent, intensity and polarization differ from n-SMR and since it belongs to the low frequency part of the SKR spectral range, we will call this component  $\llcorner$ n-SKR $\ggtright$  in the rest of this paper. Hereafter we focus on the main, broadband SKR.

## 4. SKR Polarization

[15] SKR is thought to be emitted via the Cyclotron Maser Instability (CMI) [Yu and Lee, 1979; Galopou *et al.*, 1989]. When in the plasma in the source is depleted enough ( $\epsilon_e = \frac{v}{v_{te}} \ll 1$ ), extraordinary (X) mode is predominantly generated, close to its LF cutoff frequency  $f_{ce}$ , itself close to the local electron gyrofrequency  $f_{ce}$  [see Le Quéau *et al.*, 1985; Higgs, 1992]. Near its LF cutoff, X mode is purely RH circularly polarized (R-X) with respect to the local magnetic field. SKR can also be produced on the ordinary (O) mode, with purely LH polarization (L-O), down to the O mode cutoff at the local electron plasma frequency  $f_{pe}$ , i.e., well below  $f_{ce}$ . We are interested only in R-X and L-O which are the free space modes. According to studies of Earth's AKR, L-O mode can be produced directly [Treumann, 2000] or via mode conversion [Loarn and Le Quéau, 1996a, 1996b; Miel *et al.*, 2007], leading in both cases to intensities much lower than those of the R-X mode. R-X mode emissions from sources in the southern (resp. northern) hemisphere correspond to observed LH (resp. RH) circular polarization. The situation is opposite for L-O mode. The emission pattern resulting from the CMI is anisotropic: it consists of a widely open hollow cone whose

**Figure 3.** Dynamic spectra of flux density  $S$  normalized to 1 AU (subscript 1) and corresponding normalized degree of circular polarization  $V$  (subscript 2), displayed according to the grey scale bar on the right-hand side of each panel. (a) The entire interval studied from DOY 181 to 1186. RH (dynamic spectrum) is preferentially observed when Cassini is located in the southern (northern) hemisphere. (b) Interval corresponding to near-equatorial orbits (DOY 700 to 800). LH polarization predominates on dynamic spectrum  $b_1$  below 600 kHz, whereas RH polarization is more intense above that frequency. Figure 3c zooms on high latitude orbits, between DOY 1060 and 1186. Both polarizations are observed alternatively, following the alternance of  $\lambda_{sc}$ . (d) Subinterval of Figure 3c from DOY 1078 to 1090. In addition to intense broadband SKR, LF emissions show up below 40 kHz.

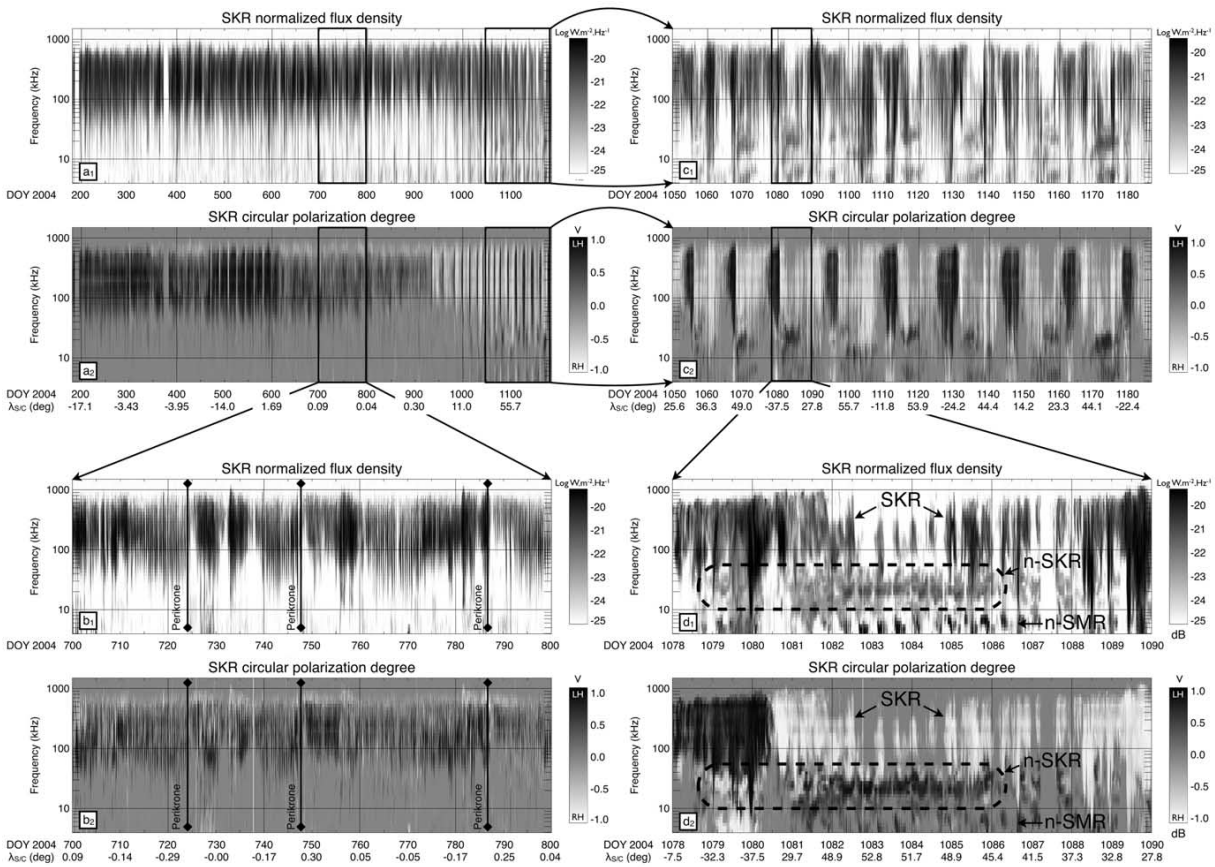
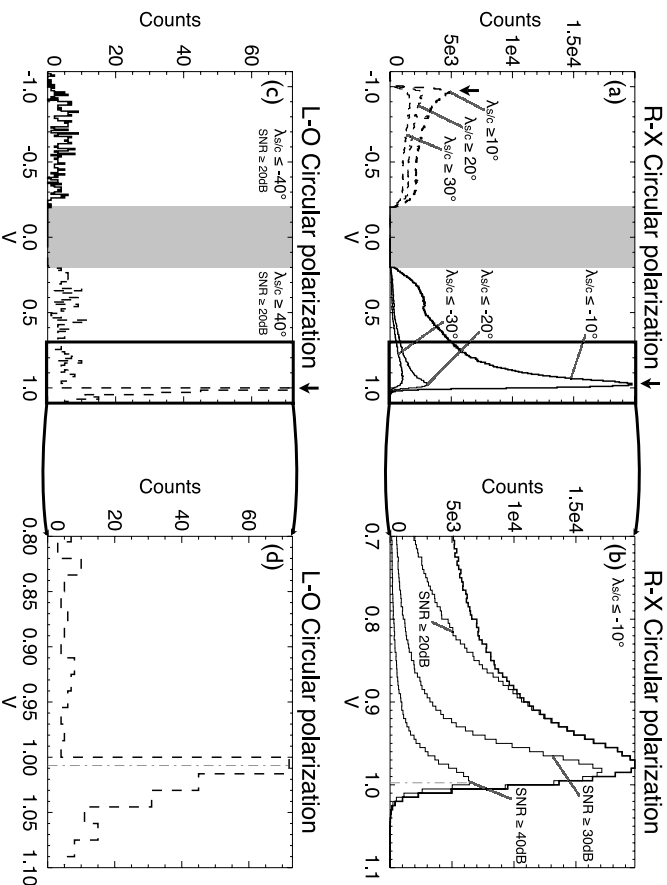


Figure 3



**Figure 4.** Histograms of SKR circular polarization degree  $V$  in the range [100,400 kHz] for high latitude excursions of the spacecraft: (a) LH polarization measured for emissions detected when  $\lambda_{asc} \leq -10^\circ$ ,  $-20^\circ$ , or  $-30^\circ$  (solid lines), and RH polarization measured for emissions detected when  $\lambda_{asc} \geq 10^\circ$ ,  $20^\circ$ , or  $30^\circ$  (dashed lines); (b) Zoom of the LH histogram corresponding to  $\lambda_{asc} \leq -10^\circ$  (boldface) and similar LH histograms where an SNR threshold is imposed at 20, 30, and 40 dB (lightface). The distribution corresponding to SNR  $\geq 40$  dB peaks at  $0.99 \pm 0.01$ . (c) LH polarization measured for emissions detected when  $\lambda_{asc} \leq -40^\circ$  and SNR  $\geq 20$  dB (dashed line), and RH polarization measured for emissions detected when  $\lambda_{asc} \geq -40^\circ$  and SNR  $\geq 20$  dB (solid line); (d) Zoom of the LH histogram. A peak at  $1.00 \pm 0.01$  is observed.

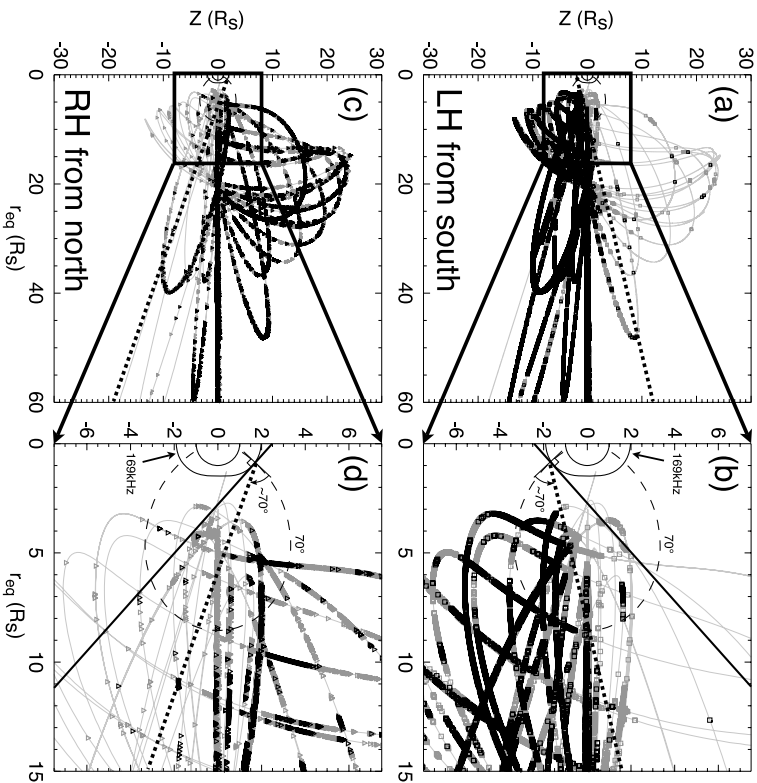
axis is along the local magnetic field; its aperture angle (also called beaming angle) depends on the local plasma parameters but cannot exceed  $90^\circ$ .

[16] Voyager studies [Ortega-Molina and Lecacheux, 1990] and the analysis of pre-SOI Cassini-RPWS/HFR data [Cecconi *et al.*, 2006] suggested that SKR has strong circular polarization. RPWS/HFR goniopolarimetric measurements can provide quasi-instantaneous measurements of the polarization state of incoming radio waves, allowing us to confirm and precise our knowledge of SKR polarization.

[17] Figure 4 displays our measured distribution of Stokes parameter  $V$  over the peak part of the SKR spectrum, between 100 and 400 kHz, restricted to time intervals corresponding to high latitude excursions of Cassini, in order to remove most of data points containing mixed emissions from both hemispheres. The grey shaded gap between  $V = -0.2$  and  $V = +0.2$  results from the elimination

of weakly polarized pixels in the process of SKR extraction (see Appendix).

[18] Figure 4a shows the distributions of SKR circular polarization ratio  $V$  for emissions whose sense of polarization and hemisphere of origin are compatible with R-X mode. The right part of the figure (solid lines) corresponds to LH emissions observed from  $\lambda_{asc} \leq -10^\circ$ ,  $-20^\circ$ , or  $-30^\circ$ , while the left part (dashed lines) corresponds to RH emissions observed from  $\lambda_{asc} \geq +10^\circ$ ,  $+20^\circ$ , and  $+30^\circ$ . The zoom of Figure 4b shows that the LH histogram for  $\lambda_{asc} \leq -10^\circ$  (boldface) strongly peaks close to  $V = +1$ . This histogram also contains a large fraction of points with weaker polarization, and even a small bump between 0.2 and 0.5. Although some intrinsic SKR circular polarization  $\leq 1$  cannot be excluded, most of these low polarization measurements are due to the superposition of emissions from both hemispheres in the same pixel. We show below (section 8) that such a superposition is common up to  $\lambda_{asc}$



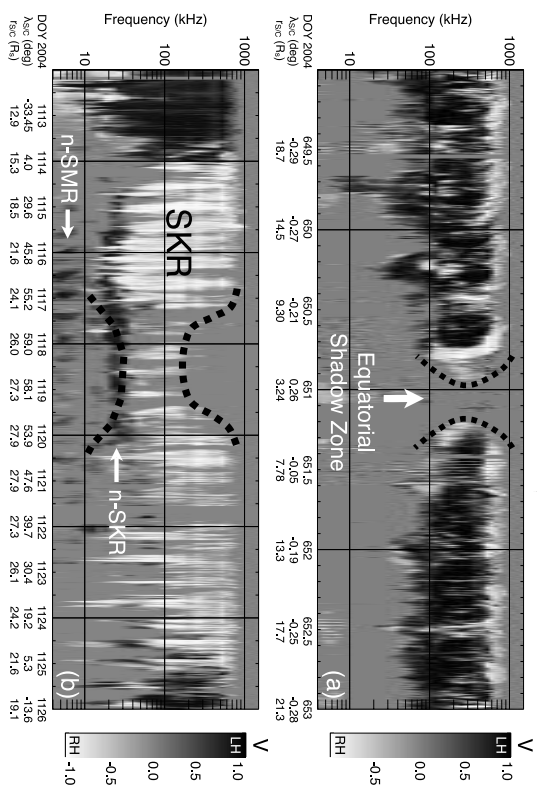
**Figure 5.** Highly polarized emissions ( $|V| > 0.8$ ) at 169 kHz along Cassini's trajectory, folded in a meridian plane. Black and grey symbols refer respectively to intense and weak events (above and below the median flux corresponding to the 50% detection level at that frequency). Figures 5a and 5b deal with LH polarization (squares) whereas Figures 5c and 5d deal with RH polarization (triangles). The dashed curve represents the magnetic field line of invariant latitude  $70^\circ$  (SPV field model [Davis and Smith, 1990]). The isocontour  $f_{\text{iso}} = 169$  kHz is indicated by the thin black curve close to Saturn. The solid straight lines in Figures 5b and 5d are tangent to the  $f_{\text{iso}} = 169$  kHz isosurface at its intersections with the  $70^\circ$  field line, which is the presumed position of the radio source. They also match well the equatorial limit of SKR detection. The dotted straight lines also originating from the presumed radio sources mark the observed equatorward limit of intense events, at  $\sim 70^\circ$  from the magnetic field direction in the source.

$\sim -20^\circ$ . For  $\lambda_{\text{sc}} \leq -20^\circ$  and  $-30^\circ$ , the peak at  $V$  close to 1 persists, but the number of measurements rapidly decreases. To improve the determination of  $V$ , Figure 4b also displays LH histograms for  $\lambda_{\text{sc}} \leq -10^\circ$  with several SNR thresholds (lightface). As illustrated by the histogram corresponding to SNR  $\geq 20$  dB, this additional selection on SNR removes most of low polarization signals (including the bump between 0.2 and 0.5) whereas the right part of the histogram (highest  $V$ ) is better detected. The 40 dB threshold leads to a peak at  $V = +0.99 \pm 0.01$ .

[9] RH histograms also reveal a peak at  $V = -0.97 \pm 0.03$ , but with a larger fraction of events with low circular polarization. However, observations from the northern

hemisphere were performed mainly from Saturn's dusk side, where SKR is detected with a lower intensity. Also, as shown by Cecconi and Zarka [2005], the SNR directly influences the determination of  $V$ , with lower SNR implying lower apparent  $V$  (see Appendix and Figure A1). LH emissions, observed from the southern hemisphere mainly from the morning side, correspond to highest SKR intensities and thus to most significant values of  $V$ .

[20] Figures 4c and 4d investigate the possible detection of L-O mode emission. Latitudinal selections are consequently the opposite to those of Figures 4a and 4b, for the same polarization senses. A more severe limitation on  $\lambda_{\text{sc}}$  is also applied to minimize pollution by dominant R-X mode:



**Figure 6.** Dynamic spectra of the SKR circular polarization degree, quantified by the grey scale bar on the right-hand side of the plots. The spectra are shown for time intervals corresponding to an equatorial and a polar disappearance of the radio emission. (a) During the near-equatorial passage on DOY 649–653, containing the observation of a perikrone with closest approach at 3.01  $R_s$  (DOY 651), SKR disappears during several hours at the crossing of the equatorial shadow zone, whose extent versus frequency is emphasized by the dashed thick lines. The equatorial extent of the shadow zone is minimum at 200 kHz, where it is about 4  $R_s$ . It increases up to  $\sim 6-7 R_s$  at 80 and 900 kHz. (b) During the northern pass on DOY 1113–1126, with  $\lambda_{\text{sc}}$  reaching  $59.2^\circ$  on DOY 1118, the upper (and to a lesser extent the lower) frequency ends of the SKR range disappear for  $\lambda_{\text{sc}} > 55^\circ$ , as again emphasized by the dashed thick lines. The figure also shows the occurrence of n-SMR and n-SKR at low frequencies for high latitudes.

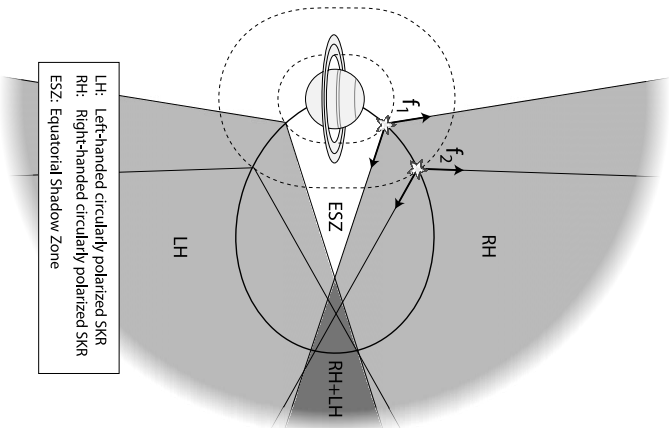
we use  $\lambda_{\text{sc}} \leq -40^\circ$  and SNR  $\geq 20$  dB for RH emissions (solid lines) and  $\lambda_{\text{sc}} \geq 40^\circ$  and SNR  $\geq 20$  dB for LH ones (dashed lines). Histogram counts are much lower than for Figures 4a and 4b, as expected for the weaker L-O mode possibly swamped in R-X mode emissions. Nevertheless, a peak is clearly detected for LH emissions at  $V = 1.00 \pm 0.01$  (see Figure 4d). This peak is consistent with either detection of L-O mode from the northern hemisphere, or observation of LH R-X mode apparently coming from the northern hemisphere, e.g., due to refraction in Saturn's complex plasma environment. Detailed source location and ray-tracing studies are beyond the scope of the present paper, but further evidence of L-O mode detection is discussed in section 8.

[21] The above results strongly support by direct polarization measurements the fact that X mode SKR is  $\sim 100\%$  circularly polarized. They justify a posteriori the use of the gonipolarimetric inversion described in the Appendix [see Cecconi and Zarka, 2005]. The predominance of R-X mode emissions is confirmed, but highly polarized emissions compatible with L-O mode are also detected. According

to these results, we will hereafter use a threshold of  $|V_{\text{lim}}| = 0.8$  to define and select highly polarized events.

### 5. Beaming and Shadow Zones

[22] In Figure 5 we plotted the spacecraft positions, along Cassini's trajectory, folded in a meridian plane, from where highly polarized SKR was detected at 169 kHz (close to the SKR peak). These plots confirm that LH emission is observed mainly from the south and RH from the north, consistent with dominant R-X mode. The solid straight lines tangent to the  $f_{\text{iso}} = 169$  kHz isosurface also define the equatorial limits of SKR detection. Assuming that the radio beaming angle from the SKR sources may reach the maximum value of  $90^\circ$ , this suggests that SKR sources are located along field lines of invariant latitude  $\geq 70^\circ$ . This is consistent with previous results obtained under various assumptions [Kaiser et al., 1981; Kaiser and Drexler, 1982; Lecacheux and Genova, 1983; Galopou et al., 1995]. Then, considering sources on a field line whose invariant latitude is  $70^\circ$  the fact that the most intense SKR events (black symbols on Figure 5) are detected at  $\leq 70^\circ$  from the



**Figure 7.** Sketch of the equatorial shadow zone generated by an anisotropic (hollow cone) radio beaming. Stars represent radio sources at two frequencies ( $f_1 \geq f_2$ ) along the same magnetic field line (solid line). We assume both frequencies to be above 100 kHz in order to neglect refraction effects. The altitude of the sources is fixed by the magnetic field intensity, each source being at the intersection of the magnetic field line and of the isocourant corresponding to  $f = f_{\text{cut}}$  (dashed lines). Radio emission is beamed along a hollow cone (black arrows). The possible 3D distribution of radio sources over a range of longitudes results in the filling of the shaded regions, but radio emission remains excluded from a near-equatorial shadow zone whose shape and extent depend on the detailed source locations and on the beaming angle as a function of frequency.

magnetic field direction suggests that the typical SKR beaming angle is  $\leq 70^\circ$ . This statistical 2D view must be refined by 3D case studies, but a straightforward consequence is the existence of an equatorial shadow zone (qualitatively proposed by *Lecacheux and Genova* [1983]) where emission is not detected. We measure here its equatorial extension at 169 kHz:  $r_{\text{eq}} \sim 4 R_p$ .

[23] Figure 6 illustrates disappearances of the emission related to the spacecraft location. Figure 6a shows the

crossing of the equatorial shadow zone during a perikrone (on DOY 651) with a closest approach at  $3.01 R_p$ . The minimal equatorial extension of the shadow zone occurs for frequencies between 200 and 400 kHz at  $r_{\text{eq}} \sim 4 R_p$ . At 80 and 900 kHz, the shadow zone extent increases to  $r_{\text{eq}} \sim 6-7 R_p$ .

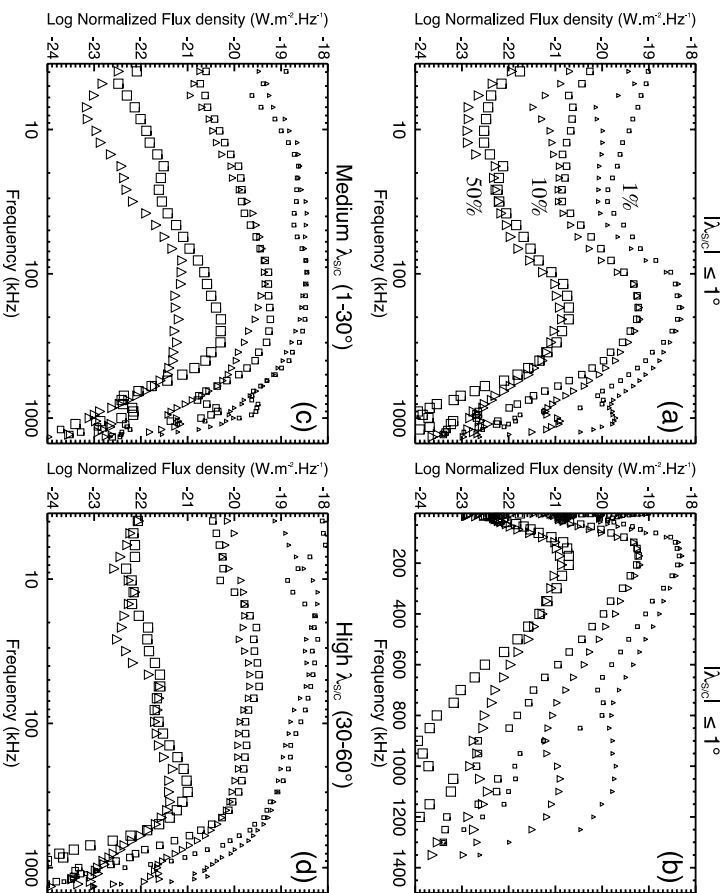
[24] In the above analysis we have neglected refraction effects that might affect radio wave propagation at Saturn. On the basis of an average plasma distribution model in the inner Kronian magnetosphere (such as Figure 3 of *Galoppeau et al.* [1989]), the iso- $f_p$  surface at 100 kHz extends to  $\leq 3 R_p$  from the planet, maximum extension being in the equatorial plane. Thus we don't expect significant refraction to occur for emission above  $\sim 100$  kHz from a source at invariant latitude  $\sim 70^\circ$ , even for a beaming angle reaching  $90^\circ$ . This justifies our first order assumption of straight line propagation. Figure 7 accordingly sketches how the anisotropic beaming of the radio emission generates equatorial shadow zones. The shadow zone extent varies with the frequency because of two factors: the position of the source along the field line (as shown on Figure 7) and possibly the aperture angle of the emission cone which may strongly decrease at high frequencies as modeled by *Galoppeau et al.* [1989].

[25] Cassini measurements also revealed the systematic disappearance of SKR at high frequencies (and to a lesser extent at low frequencies) when the spacecraft latitude exceeds  $\sim +55^\circ$ . Figure 6b displays an example of this signature observed during a high latitude northern flyby (dominant RH polarization observed). For  $\lambda_{\text{sc}} \geq 55^\circ$ , emission disappears above 200 kHz and below 30 kHz. Dashed lines emphasize how SKR visibility varies with  $\lambda_{\text{sc}}$ . Extinction starts at both ends of the spectrum, and propagates to intermediate frequencies over a few degrees increase of  $\lambda_{\text{sc}}$ . This signature is not observed in the south, in spite of  $\lambda_{\text{sc}}$  reaching values as low as  $-60^\circ$ . This is likely to be due to the different observing conditions of SKR during northern and southern high latitude passes: northern passes with  $\lambda_{\text{sc}} \geq 55^\circ$  occurred for Cassini located at  $r_{\text{sc}} = [24, 29] R_p$  and  $L\bar{T}_{\text{sc}} = [18, 22]$  h, while southern ones ( $\lambda_{\text{sc}} \leq -55^\circ$ ) occurred at  $r_{\text{sc}} = [9, 16] R_p$  and  $L\bar{T}_{\text{sc}} = [6, 10]$  h. Interpretation of SKR extinctions at high latitudes appears thus more complex than for the equatorial shadow zone, and deserves a 3D analysis that will be carried out in a follow-on paper dealing with modeling SKR visibility along Cassini's orbit.

## 6. Average Spectra and Power

[26] Figure 8 displays SKR flux density levels observed 50% (median), 10% and 1% (peak) of the time, as a function of frequency. LH and RH components are plotted separately. Figures 8a, 8c, and 8d, with a logarithmic frequency scale, emphasize the lower frequency part of the spectrum, while Figure 8b, with a linear scale, emphasizes the upper frequency part of the spectrum.

[27] Figures 8a and 8b focus on near-equatorial observations, with  $|\lambda_{\text{sc}}| \leq 1^\circ$ . RH spectra of Figure 8a are remarkably similar to Voyager ones [*Kaiser et al.*, 1980]. SKR extends from  $\sim 10$  to 1300 kHz and peaks between 100 and 400 kHz at about  $7 \times 10^{-12} \text{ Wm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$  for the 1% occurrence level. Figure 8b shows a linear decrease of the intensity above the SKR peak. Low frequency enhancement observed below 10 kHz is due to local emissions



**Figure 8.** Occurrence levels of LH (squares) and RH (triangles) SKR as a function of frequency over our 2.75 years data set. The flux density levels, normalized to 1 AU, reached 50%, 10%, and 1% of the time are represented respectively as large, medium and small symbols. The median spectra (50% occurrence levels) are a very good proxy for average SKR spectra. Figures 8a and 8b focus on near-equatorial observations ( $|\lambda_{\text{sc}}| \leq 1^\circ$ ), Figure 8c on intermediate latitude observations ( $-30^\circ \leq \lambda_{\text{sc}} < -1^\circ$  for LH and  $1^\circ < \lambda_{\text{sc}} \leq 30^\circ$  for RH), and Figure 8d on high latitude observations ( $-60^\circ \leq \lambda_{\text{sc}} < -30^\circ$  for LH and  $30^\circ < \lambda_{\text{sc}} \leq 60^\circ$  for RH). The frequency scale is logarithmic in Figures 8a, 8c, and 8d, and linear in Figure 8b.

observed near perikrones. On both sides of the main peak, weaker secondary components are observed around 20 kHz and 1100 kHz. The low frequency component is not n-SMR or n-SKR since these emissions are mostly observed from high latitudes. LH and RH spectra are remarkably similar, except that RH spectra are more intense above 200 kHz, and extend to slightly higher frequencies (50 to 100 kHz) than LH ones. The latter feature, already mentioned about Figure 3b, is consistent with the 0.04  $R_p$  offset of the Kronian magnetic field toward the northern direction and/or the presence of a magnetic anomaly more intense in the north [*Galoppeau et al.*, 1992].

[28] Figure 8c displays spectra similar to those of Figure 8a but for intermediate latitude observations:  $-30^\circ \leq \lambda_{\text{sc}} < -1^\circ$  for LH emissions and  $1^\circ < \lambda_{\text{sc}} \leq 30^\circ$  for RH ones (we thus mainly restrict to the dominant polarization in each

hemisphere; see sections 3 and 4). The main difference with spectra of Figure 8a is the stronger intensity level below 80 kHz. The LF part of the SKR spectrum now extends down to  $\sim 3.5$  kHz (the LF limit of the instrument). The faint high frequency secondary component is still observed but shifted to lower frequencies (between 800 and 1100 kHz). The spectral behavior of both polarizations remains similar except for the 50% occurrence level, which can be up to one order of magnitude more intense in LH polarization than in RH. This difference is again likely to be due to the different observing conditions of SKR in both hemispheres.

[29] Finally, Figure 8d focuses on high latitude observations:  $-60^\circ \leq \lambda_{\text{sc}} < -30^\circ$  for LH emissions and  $30^\circ < \lambda_{\text{sc}} \leq 60^\circ$  for RH ones. Compared to Figure 8c, the lower frequency part of the spectra is again increased while the upper frequency part is slightly less intense. The faint high

**Table 1.** Total Radiated LH and RH Powers Per Steradian (in  $MWsr^{-1}$ ), Integrated Between 3.5 and 1500 KHz

Occurrence Probability	50%	10%	1%
LH	$2.7 \times 10^7$	$4.8 \times 10^8$	$3.3 \times 10^9$
RH	$1.5 \times 10^7$	$4.6 \times 10^8$	$3.9 \times 10^9$

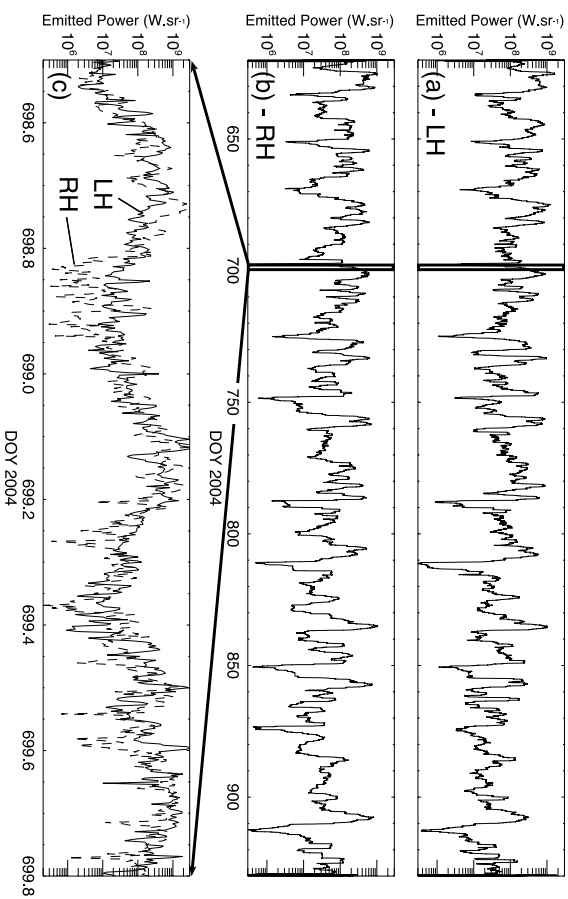
frequency secondary component is no more apparent, and LH and RH spectra are quasi-identical. The shift of SKR spectrum toward low frequencies when the latitude of the observer increases corresponds to the detection of sources located at higher altitudes. The high frequency component (at 800–1100 KHz) deserves further study, with special care to be taken of the possible pollution by spacecraft interference lines observed at multiples of 100 KHz over the whole RWWS/HRF range.

[30] The total radiated LH and RH powers, integrated between 3.5 and 1500 KHz (see computation in the Appendix), corresponding to the above 50%, 10% and 1% occurrence levels, are listed in Table 1. As the solid angle corresponding to the integrated radio beaming pattern is not precisely known, we chose to express radiated powers per unit solid angle (i.e., in  $MWsr^{-1}$ ). Radiated power values are similar for both polarizations, with a difference of a factor

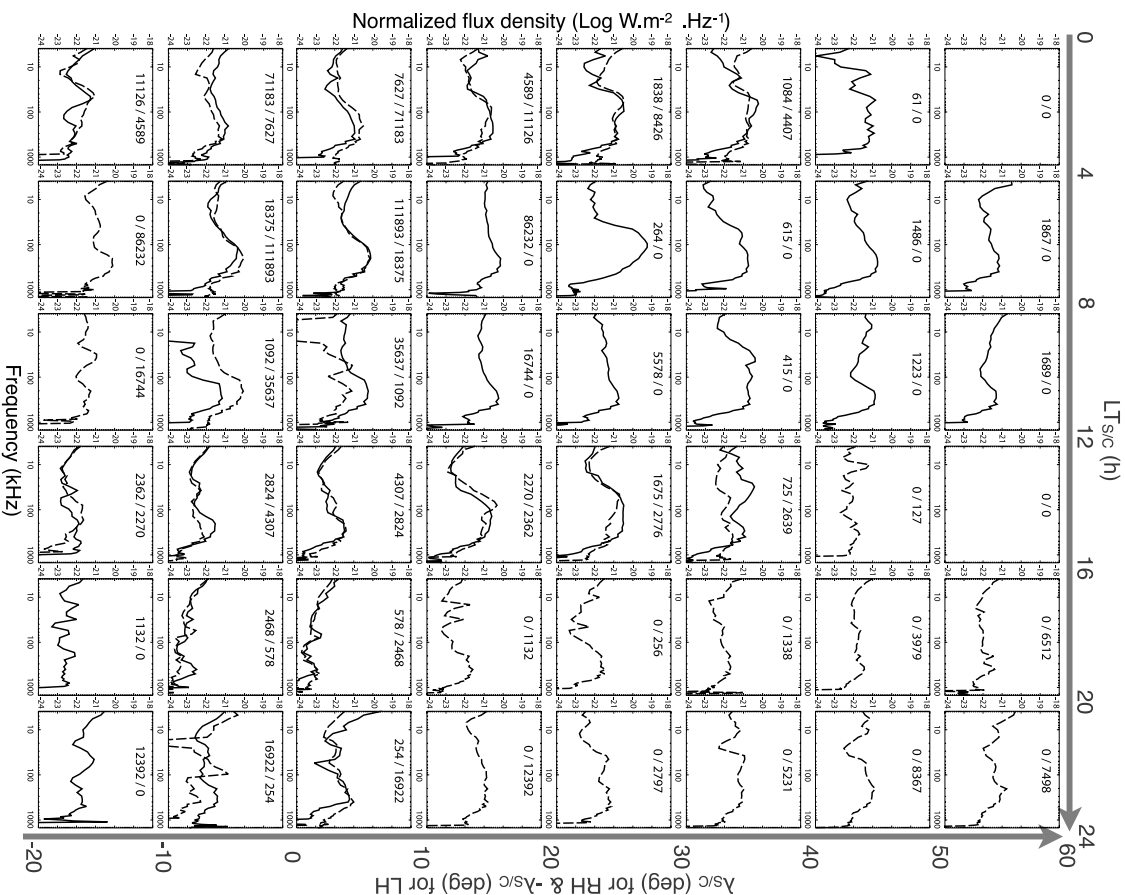
$\sim 2$  at the 50% occurrence in favor of LH power. This point is discussed in section 7.

## 7. Temporal Variations

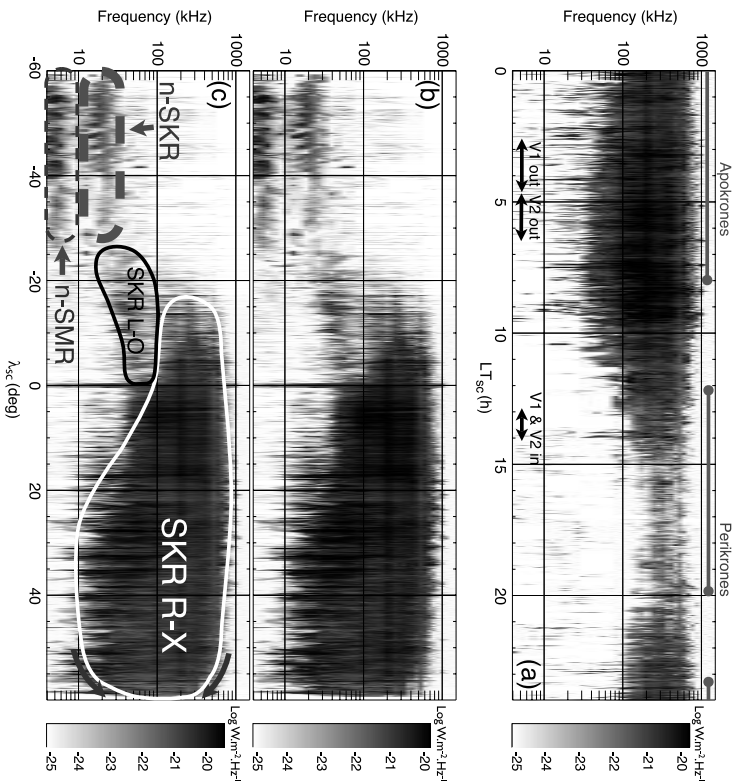
[31] Figure 9 addresses variations of LH and RH SKR power as a function of time. On Figures 9a and 9b, the LH and RH radiated powers have been integrated over the 100–400 KHz bandwidth and smoothed using a 1-day sliding window. The displayed interval (DOY 620 to 930) corresponds to near-equatorial orbits ( $|\lambda_{\text{lat}}| \leq 1^\circ$ ), that provide quasi-identical observing conditions for both polarizations. Over this interval, LH and RH powers have similar magnitudes, varying between a few  $MWsr^{-1}$  and  $\sim 1 GHzsr^{-1}$ . Computing a linear cross-correlation [see *Bevington and Robinson, 1992*] over both time series averaged to obtain a time resolution of 1 day, we measure a coefficient  $C \geq 80\%$ . When using the original time series of radiated powers, at 3 min time resolution, instead of the averaged ones, the correlation is reduced to  $C \sim 40\%$ . In both cases, maximum correlation is obtained for a zero time lag, and the confidence level on  $C (=1$  minus the probability to get the same correlation coefficient with two random data sets of same length) is very close to 100%, thus correlation is highly significant.



**Figure 9.** Total power radiated by each polarized component between 100 and 400 KHz (expressed in  $MWsr^{-1}$ ). Figures 9a and 9b display LH and RH powers smoothed over 1 day between DOY 620 and 930. This interval corresponds to near-equatorial orbits ( $|\lambda_{\text{lat}}| < 1^\circ$ ) when observing conditions of LH and RH polarizations were similar. Figure 9c shows a zoom around DOY 699 where LH (solid) and RH (dashed) powers are superimposed, at the full time resolution of 3 min.



**Figure 10.** Median flux density spectra over our 2.75 years data set sorted by local time and latitude of the observer. The 50% occurrence spectra of LH (solid) and RH (dashed) SKR are plotted within intervals of 4 h of LT, by  $10^\circ$  of  $\lambda_{\text{lat}}$ . RH spectra for a given interval of  $\lambda_{\text{lat}}$  are superimposed to LH spectra for the same interval of  $-\lambda_{\text{lat}}$ . The two numbers at the top of each panel are the number of individual (3 min) LH and RH SKR spectra involved in the computation of the median.



**Figure 11.** Dynamic spectra of flux density, normalized to one AU distance of observer, reached by 50% of the highly circularly polarized ( $|V| > 0.8$ ) SKR events. (a) SKR intensity versus  $LT_{sc}$  and frequency, computed from near-equatorial observations ( $|\lambda_{sc}| \leq 1^\circ$ ). Ranges of LT explored by the Voyager spacecraft are indicated by black double arrows. (b, c) SKR intensity versus  $\lambda_{sc}$  and frequency, computed from all available data over 2.75 years. Figure 11c is identical to Figure 11b, with the addition of contours emphasizing the various components identified on the dynamic spectrum. R-X dominant SKR corresponds to the white contour, n-SMR and n-SKR to the dashed grey contours. The black contour indicates an LF component detected between  $-25^\circ$  and  $0^\circ$  of latitude, whose characteristics are compatible with L-O mode emission, and which has a visibility different from R-X mode.

[32] Figure 9c investigates in more detail the temporal conjugacy of LH and RH power series at a shorter timescale (3 min) over a representative interval of  $\sim 30$  h. During this interval, 3 broad maxima of SKR power are detected, corresponding to a modulation at or close to the planetary rotation period [Zarka *et al.*, 2007]. Computing the cross-correlation between the two time series after averaging the data over consecutive intervals of duration  $\delta t$ , we found that the correlation coefficient increases from  $C \leq 0.1$  with  $\delta t = 3$  min, to  $C \geq 0.5$  with  $\delta t = 30$  min, and  $C \sim 0.7$ – $0.8$  with  $\delta t \geq 1$  h. A similar result has been obtained previously by Zarka [1988]. However, as Cassini detects both components simultaneously from low latitudes, the power of LH and RH components compete for detection so that resulting

power series are necessarily more noisy when time resolution decreases. Thus the lower correlation coefficient for lower  $\delta t$  does not necessarily imply that LH and RH variations are less correlated at short timescales. We conclude that LH and RH powers are strongly conjugated at timescales  $\geq 30$  min, and possibly also at shorter timescales. We did not measure any significant variation of this conjugacy as a function of  $LT_{sc}$ .

[33] LH power is also found, over the interval displayed on Figures 9a and 9b, to be larger than RH one by a factor varying between one and three. This is consistent with the trend observed in previous sections: dominant polarization in Figure 3b, 50% occurrence level spectrum in Figures 8a and 8b, and average power at 50% occurrence level in

Table 1. Although corresponding to near-equatorial observations, all show dominant LH polarization between 100 and 400 kHz. This difference in favor of LH emissions may be related to a seasonal effect. During the 2.75 years studied, the subsolar latitude is about  $-18^\circ$ . Saturn's southern hemisphere is thus more exposed to the Sun and the solar wind than the northern one. This might affect in a different way (still to be determined) the spectrum of the auroral radio emission originating from each hemisphere, as it was observed for the AKR at Earth [Green *et al.*, 2004].

## 8. Spectral Dependence on $\lambda_{sc}$ and $LT_{sc}$ , SKR Visibility and O-Mode Emission

### 8.1. Spectral Dependence on $\lambda_{sc}$ and $LT_{sc}$

[34] Figure 10 shows the 50% occurrence spectra of LH (solid) and RH (dashed) SKR, within intervals of 4 h of  $LT_{sc}$  by  $10^\circ$  of  $\lambda_{sc}$ . RH spectra for a given interval of  $\lambda_{sc}$  are superimposed to LH spectra for the same interval of  $-\lambda_{sc}$ . Intervals corresponding to  $\lambda_{sc} \leq -20^\circ$  contain almost no data and are thus not shown. Intensities are larger on Saturn's dawn side. The weakest emission levels are observed between 16 h and 20 h  $LT_{sc}$ . Figure 10 also reveals important variations with  $\lambda_{sc}$ , with maximum SKR intensity and frequency extent being observed between  $20^\circ$  and  $40^\circ$ . We find that whenever there are enough data in any ( $LT_{sc}$ ,  $\lambda_{sc}$ ) bin, RH ( $LT_{sc}$ ,  $\lambda_{sc}$ ) and LH ( $LT_{sc}$ ,  $-\lambda_{sc}$ ) average spectra are nearly identical. This confirms that SKR sources behave similarly in both hemispheres, and suggests that the consistent LH and RH spectral variations with respect to  $LT_{sc}$  and  $\lambda_{sc}$  are not noise fluctuations but directly related to source location and beaming. Thus we can add together LH ( $LT_{sc}$ ,  $-\lambda_{sc}$ ) and RH ( $LT_{sc}$ ,  $\lambda_{sc}$ ) spectra in order to study global variations of SKR as a function of  $LT_{sc}$  or  $\lambda_{sc}$ .

### 8.2. SKR Visibility

[35] Restricting to near-equatorial orbits ( $|\lambda_{sc}| < 1^\circ$ ) in order to avoid variations of visibility depending on  $\lambda_{sc}$ , we can analyze separately the SKR visibility as a function of  $LT_{sc}$ , for which Cassini provided a full coverage. Figure 11a displays the median SKR intensity versus  $LT_{sc}$  and frequency. Intense events with a broad spectrum are preferentially observed when the spacecraft is located between 02 h and 11 h  $LT_{sc}$ . This range is consistent with radio sources located on Saturn's morning side, but also with the LT domain where Cassini was at apokrone. The range of Cassini peritrones similarly matches that of minimum SKR activity in Figure 11a. This correspondence suggests that an observational bias may be present since most of the peritrones on the dusk side occurred at distances below  $\sim 5$  R<sub>s</sub>, thus probably in the equatorial shadow zone (see section 5). However, the study of an equatorial orbit at the end of year 2006 (DOY 912 to 936), with a quasi-symmetrical coverage of dawn and dusk sides and a perikrone at  $LT_{sc} \sim 12$  h, shows that SKR is still preferentially observed from the morning side, with maximum intensity and bandwidth between 02 h and 08 h  $LT_{sc}$ . The above observational bias is therefore at most partial. More observations from the dusk side are required to derive an unbiased distribution corresponding to Figure 11a.

[36] Latitudinal exploration by Cassini is more homogeneous. Taking advantage of the conjugacy revealed by

Figure 10 between RH ( $LT_{sc}$ ,  $\lambda_{sc}$ ) and LH ( $LT_{sc}$ ,  $-\lambda_{sc}$ ) spectra, we add them together to study on Figures 11b and 11c how SKR intensity and bandwidth vary with  $\lambda_{sc}$ . Most of the SKR is observed between  $-20^\circ$  and at least  $60^\circ$  (white contour in Figure 11c). This dominant emission has a polarization consistent with the R-X mode. Bandwidth is maximum for  $\lambda_{sc}$  between  $25^\circ$  and  $50^\circ$ .

### 8.3. O-Mode Emission

[37] The low frequency emissions below  $-20^\circ$  have been identified as n-SMR and n-SKR (dashed grey contours) in section 3. Faint emissions between  $\sim 100$  and 400 kHz at a latitude below  $-40^\circ$  have a polarization consistent with L-O mode, but they are generally swamped in R-X mode of opposite polarization. However, other weak emissions with polarization consistent with L-O mode show up more clearly in the band between 20 and 100 kHz at latitudes between  $-25^\circ$  and  $0^\circ$  (black contour), clearly distinct from the region of detection of n-SMR and n-SKR. These weak emissions have a circular polarization degree as high as dominant R-X mode emissions (i.e., from the same hemisphere), but of opposite sign, and an intensity at least one order of magnitude lower than R-X mode emissions. These emissions are detected at each value of  $|\lambda_{sc}|$  at frequencies below the LF limit of dominant R-X mode emissions. In addition, goniotopolarimetric analysis of these emissions indicates that they preferentially come from the hemisphere where Cassini is located at the time of detection. This makes their interpretation as refracted R-X mode from the opposite hemisphere unlikely. The best interpretation for the origin, polarization, intensity, and frequency range of these emissions is thus in terms of L-O mode emission.

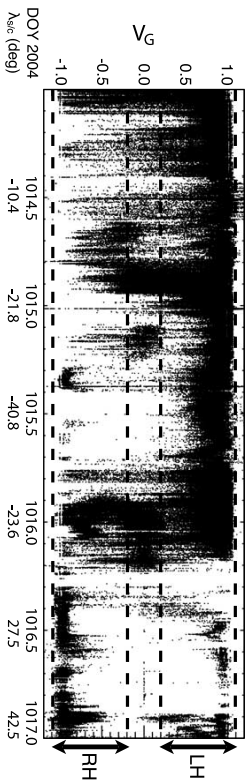
## 9. Conclusions

[38] Extensive data collected by the Cassini-RPWS/HFR instrument over 2.75 years starting at Cassini's Saturn orbit insertion allowed us to derive average and statistical properties of SKR.

[39] The broadband SKR is not the only emission observed by RPWS-HFR. We discussed the distinct narrow-band electromagnetic component in the range  $\sim 10$ – $40$  kHz, that we called here n-SKR. Both the n-SKR and the n-SMR (below 20 kHz) are preferentially observed from high latitudes. They are modulated at or close to the SKR rotational period. Both of them are circularly polarized but the circular polarization of n-SKR is higher whereas its intensity is weaker than that of the n-SMR.

[40] We confirmed Voyager results about the SKR spectrum, extending from a few kHz to 1200 kHz (with a peak between 100 and 400 kHz), with R-X mode emission being largely dominant. We obtained the first direct evidence that the circular polarization degree of SKR reaches 100%. In addition we showed that Cassini probably detected weaker L-O mode emissions. Goniotopolarimetric analyses confirmed that X-mode SKR detected with RH (resp. LH) polarization comes from the northern (resp. southern) hemisphere. RH emission extends to higher frequencies than LH one, which is consistent with Saturn's northward magnetic field offset and/or magnetic anomaly.

[41] Focusing on highly polarized events, we found that SKR sources are likely to be confined to latitudes  $\geq 70^\circ$ .



**Figure A1.** Normalized degree of circular polarization  $V_G$  provided by Goniometric inversion between DOY 1014 and 1017. Only data points with an SNR higher than 25 dB are plotted. Dashed lines indicate the ranges selected to recognize SKR ( $-1.1 \leq V_G < -0.2$  for RH and  $0.2 \leq V_G < 1.1$  for LH emission) while rejecting most of the spurious points. The sign of dominant values of  $V_G$  changes along with  $\lambda_{\text{loc}}$ .

The typical beaming angle of sources at  $f \sim f_{\text{ce}} = 169$  kHz located along field lines with an invariant latitude of  $70^\circ$  is estimated to be  $\leq 70^\circ$ . This beaming results in the existence of an equatorial radio shadow zone. We detected it and measured its extent as a function of frequency. This extent is minimum for frequencies between 200 and 400 kHz ( $f_{\text{eg}} \sim 4$  R<sub>J</sub>). At 80 and 900 kHz, it increases to  $f_{\text{eg}} \sim 6$ – $7$  R<sub>J</sub>.

We also discovered high latitude SKR extensions for  $\lambda_{\text{loc}} > 55^\circ$ , whose interpretation is more tricky than in the equator and deserves a 3D analysis of SKR source location and beaming.

[42] Typical radiated power for X-mode SKR is in the range 10–100 MW sr<sup>-1</sup>. LH power (and average spectra between 100 and 400 kHz) is found to be systematically more intense than RH one. This feature is possibly due to a seasonal effect: LH and RH intensity variations are found to match together at all timescales  $\geq 30$  min, and perhaps at shorter timescales.

[43] We found that LH and RH spectra are conjugate with respect to  $\lambda_{\text{loc}}$ . This allowed us to add together both polarizations versus  $\pm \lambda_{\text{loc}}$  in order to derive the average variations of SKR visibility. Prominent variations of the SKR intensity and bandwidth are observed as a function of both LT and latitude of the observer. SKR is observed from all local times but more intense on the morning side. Part of this asymmetry between the dawn and dusk sides is probably related to the inhomogeneous LT coverage by Cassini and requires further investigation that will be possible when the disk side of the magnetosphere will be thoroughly explored. Emission characteristics also strongly depend on the spectral latitude. Dominant R-X mode is observed down to  $-20^\circ$  (relative to the RH latitude reference) with a maximum frequency extent between  $25^\circ$  and  $50^\circ$ . L-O mode is possibly detected between 100 and 400 kHz below  $-40^\circ$  and more certainly below 100 kHz between  $-25^\circ$  and  $0^\circ$ , where it is not swamped in R-X mode SKR.

[44] The strong variations reported here of SKR visibility with the observer's position will be the input of a subsequent modeling study (based on the CMI theory), intending to explain the detailed observations and bring tight con-

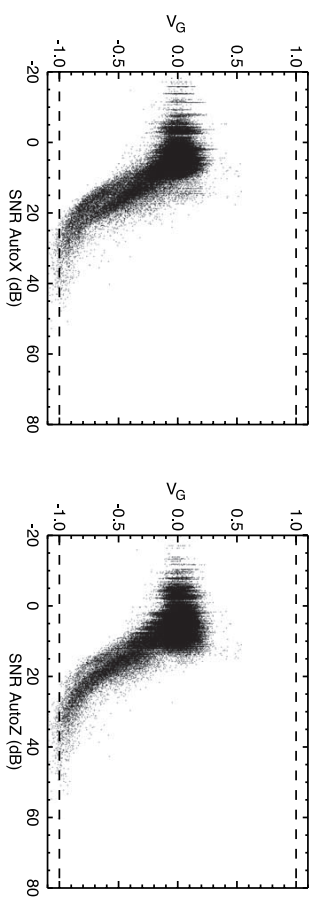
straints on SKR sources localization and parameters of the generated emission (beaming angle, etc.).

## Appendix A: Processing of Cassini-RPWS/HFR Data

[45] The Cassini-RPWS/HFR instrument onboard Cassini performed radio observations in many operating modes, with different integration times, frequency resolution and scale, and using two (one dipole + one monopole) or three (monopoles) electric antennas. Electromagnetic and electrostatic emissions as well as RFI are detected altogether in the dynamic spectra produced by the instrument. The aim of the data processing pipeline described here is to create a clean database of circularly polarized electromagnetic emissions, thus containing mainly SKR. This database consists of dynamic spectra of calibrated fluxes (in  $\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1}$ ) normalized to 1 AU, circular polarization degrees, SNR (in dB) and time series of radiated powers (in  $\text{W sr}^{-1}$ ).

### A1. Selection of Antenna Measurement Type

[46] RPWS/HFR is able to perform two or three antenna measurements providing respectively four or seven auto- and cross-correlations. *Ceccconi and Zarka* [2005] developed direct analytical inversions to be applied to radio data recorded by the HFR experiment. These inversions provide the physical parameters of the received electromagnetic waves: the four Stokes parameters (S, Q, U and V [Kraus, 1966]) and the wave direction of arrival ( $\alpha$  azimuth  $\phi$ ) and colatitude  $\theta$ ). It is possible to retrieve the 6 wave parameters with three-antenna measurements, whereas no more than 4 wave parameters can be retrieved from two-antenna measurements. During the 2.75 years interval studied in this paper, 92.6% of the data have been recorded in two-antenna mode (dipole X and monopole Z) and 7.4% in three-antenna mode (monopoles). We consequently produced long-term data series from two-antenna measurements only (three-antenna measurements can each be processed as two consecutive two-antenna measurements). With adequate



**Figure A2.** Normalized degree of circular polarization  $V_G$  provided by Goniometric inversion for DOY 1100 (predominant RH SKR, i.e.,  $V_G$  close to  $-1$ ) as a function of SNR of autocorrelation measured on each antenna (dipole X and monopole Z). Only data points corresponding to frequencies above 100 kHz are considered to avoid low-frequency n-SKR emissions. A selection is also applied on the geometric configuration between sources and the antennas plane ( $\beta \geq 20^\circ$  following *Ceccconi and Zarka* [2005]). Both images show that highest SNR match highest  $V_G$ .

assumption on 2 of the 6 wave parameters, the two-antenna measurement inversions provide the four remaining ones.

[47] Beyond  $f_{\text{ce}} \sim 150$  R<sub>J</sub> (before SOI), the angular size of Saturn as seen from Cassini was  $\leq 0.75^\circ$ , which is smaller than the goniopolarimetric accuracy of  $1^\circ$  to  $2^\circ$ . The radio sources in Saturn's environment can then be considered to be located along the direction of Saturn's center. Taking the coordinates of Saturn's center ( $\theta_s, \phi_s$ ) as fixed source coordinates, the "Polarimetric" inversion of *Ceccconi and Zarka* [2005] (hereafter noted P) provides the intensity  $S_G$ , the normalized degree of circular polarization  $V_G$  and the normalized degrees of linear polarization  $U_G$  and  $Q_G$ . Since the start of the Cassini tour of Saturn in July 2004, we cannot anymore assume that the radio sources lie in the direction of Saturn's center. However, *Ceccconi and Zarka* [2005] also showed from pre-SOI data that the SKR linear polarization degrees are close to 0. Assuming no linear polarization, the "Goniometric" inversion (hereafter noted G) extracts the intensity  $S_G$ , the normalized degree of circular polarization  $V_G$  and the direction of arrival of the waves ( $\theta_G, \phi_G$ ). For the interval studied in this paper, starting near SOI, the Goniometric inversion is the most relevant.

### A2. Selection of SKR

[48] The sign of  $V_G$  allows us to discriminate between the two polarized components of SKR: LH polarization corresponds to  $V_G > 0$  and RH polarization to  $V_G < 0$ . Figure A1 shows that the observed values of  $V_G$  oscillate between  $\sim -1$  and  $\sim 1$ .

[49] *Ceccconi and Zarka* [2005] showed that the accuracy on  $V_G$  (or  $V_\beta$ ) measurements mainly depends on both the SNR and the geometric configuration between the wave direction and the antennas plane. Figure A2 thus illustrates that highest SNR correspond to highest  $V_G$ .

[50] *Ceccconi and Zarka* [2005] also estimated the typical uncertainty on  $V_G$  about 0.1, leading to occasionally observed values of  $|V_G|$  larger than 1 (see Figures A1 and A2).

Consequently, we define the following range of polarization to select SKR:  $0.2 < |V_G| < 1.1$ .

[51] The selection using  $V_G$  removes most of electrostatic and solar emissions as well as part of the RFI, but some frequency bands remain polluted in particular by harmonics of 100 kHz which corresponds to the operating frequency of many power converters onboard Cassini. To further reduce the pollution by these RFI, we apply an additional selection using  $V_G$  with the same ranges as the ones defined for  $V_G$ . As RFI affect differently each component of  $V_G$  and  $V_\beta$ , this double selection results in a more efficient cleaning of the data and a better selection of SKR. Figure A3 illustrates how RFI bands disappear thanks to a joint ( $V_G, V_\beta$ ) selection.

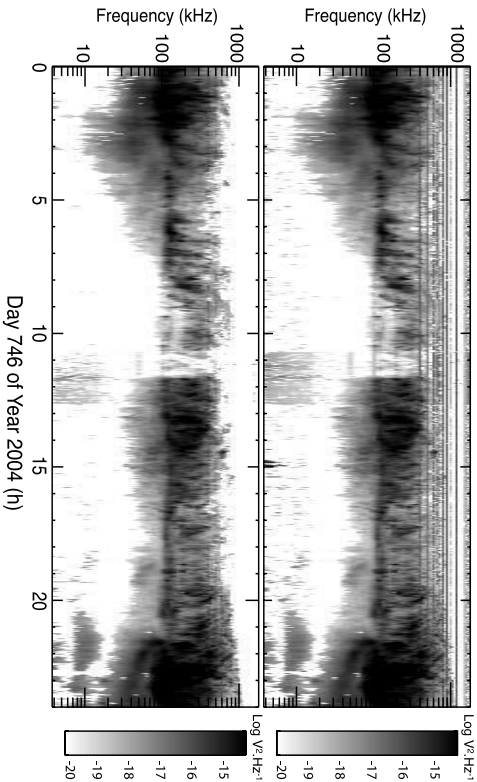
### A3. Creation of Long-Term Series

[52] Data tagged as LH or RH SKR are then processed separately to produce long-term series organized in regular arrays of frequencies and times. These final arrays require fixed time resolution and spectral scale. The time resolution depends on the maximal sweeping time of the whole HFR frequency range, which is about 90 s [cf. *Garnett et al.*, 2004]. Following *Zarka et al.* [2004], we chose here a time resolution equal to 180 s. We also chose a relatively coarse frequency ramp defined by 24 logarithmically spaced channels between 3.5 and 300 kHz (with  $\Delta f/f = 20\%$ ) and 24 linearly spaced channels between 350 and 1500 kHz (with  $\Delta f = 50$  kHz).

### A4. Initial Integration

[53] As RPWS/HFR operates in a large variety of modes, data are first processed mode per mode. For each operating mode, data are first integrated in initial regular arrays whose time ramp has a resolution equal to 180 s (at Saturn, including light time travel correction) and whose spectral scale corresponds to that of the mode considered.  $S_G$  and





**Figure A3.** Dynamic spectra of the flux density  $S_G$  expressed here in  $V^2 \text{ Hz}^{-1}$  for DOY 746. Figure 14a displays the data selected by the condition  $0.2 < |V_G| < 1.1$ , while Figure 14b displays the data selected by the conditions  $0.2 < |V_G| < 1.1$  and  $0.2 < |V_H| < 1.1$ . The latter choice is more efficient at removing RFI (horizontal lines at multiples of 100 kHz) and local electrostatic emissions (e.g., about 15 h). The spectra are reinterpolated (in frequency) after RFI suppression.

$V_G$  corresponding to measurements for which  $-0.2 < |V_G| < 0.2$  or  $-0.2 < |V_H| < 0.2$  are set to 0.

[54] Fluxes  $S_G$  in  $V^2 \text{ Hz}^{-1}$  are transposed into fluxes  $S_{\text{RF}}$  in  $W m^{-2} \text{ Hz}^{-1}$  following [Zarka et al., 2004]:

$$S_{\text{RF}} = \frac{S_G}{Z_0 \left( \frac{L C_A}{C_T + C_A} \right)^2} \quad (\text{A1})$$

where  $Z_0$  is the impedance of free space  $\sim 377 \Omega$ ,  $L$  the effective length of the RPWS monopole  $h_z \sim 1.68 \text{ m}$ ,  $C_A$  and  $C_T$  the antenna and base capacitances with  $C_A/(C_A + C_T) \sim 0.4$ .

[55] SNR<sub>XZ</sub> refer to SNR of autocorrelation measured on each antenna (dipole X and monopole Z) expressed in dB. We consequently take into account two SNR values for each two-antenna measurement.

[56] Then  $S_p$ ,  $P_p$ ,  $V_p$  and SNR<sub>XZ</sub> (hereafter SNR) arrays are filled following an averaging scheme that takes into account weighting by the integration time and frequency bandwidth of original measurements. If each array element corresponds to  $m$  time steps and  $n$  frequencies of original ( $S_{\text{RF},m}$ ,  $V_{\text{RF},m}$ , SNR<sub>XZ,m</sub>) data sets, and (\*) refers to the polarization selection (LH or RH):

$$S_p^*(*) = \frac{\sum_{m,n} S_{\text{RF},m}^*(*) \delta t_{m1}^*(*) \delta t_{m2}^*(*)}{\sum_{m,n} \delta t_{m1}^*(*) \delta t_{m2}^*(*)} \quad (\text{A2})$$

$$P_p^*(*) = \frac{\sum_{m,n} S_{\text{RF},m}^*(*) \delta t_{m1}^*(*) \delta t_{m2}^*(*)}{\sum_{m,n} \delta t_{m1}^*(*)} \quad (\text{A3})$$

## A6. Final Integration

[58] Final  $S_p$ ,  $P_p$ ,  $V_p$  and SNR<sub>XZ</sub> arrays are filled by values of the initial arrays after RFI elimination and spectral

$$V_p^*(*) = \frac{\sum_{m,n} V_{\text{RF},m}^*(*) S_{\text{RF},m}^*(*) \delta t_{m1}^*(*) \delta t_{m2}^*(*)}{\sum_{m,n} S_{\text{RF},m}^*(*) \delta t_{m1}^*(*) \delta t_{m2}^*(*)} \quad (\text{A4})$$

$$\text{SNR}_p^*(*) = \frac{\sum_{m,n} \text{SNR}_{XZ,m}^*(*) S_{\text{RF},m}^*(*) \delta t_{m1}^*(*) \delta t_{m2}^*(*)}{\sum_{m,n} S_{\text{RF},m}^*(*) \delta t_{m1}^*(*) \delta t_{m2}^*(*)} \quad (\text{A5})$$

Power  $P_p$  differs from flux  $S_p$  by an integration on the spectral bandwidth and a temporal averaging only over selected emission (\*). Equations (A4) and (A5) are weighted by flux densities to take into account that the polarization of intense events should not be artificially reduced by that of adjacent low intensity events.

## A5. RFI Elimination

[57] The cleaning step is applied only on  $S_p$  and  $P_p$  arrays ( $V_p$  and SNR<sub>XZ</sub> arrays retain the initial information). For each spectrum, we remove isolated pixels to exclude frequencies possibly polluted by residual RFI with  $|V| \geq 0.2$ . Then, as the typical frequency width of interference lines removed by the selection step is about 2–3 pixels, we fill-in missing frequencies by linear interpolation over non-null values of the spectrum, only when the number of consecutive null pixels is lower than 4. We checked that this interpolation maximizes spectral continuity without adding significant artificial signal.

interpolation, using again equations (A2), (A3), (A4), and (A5). If the final spectral scale is of higher resolution than the frequency ramp of the current mode, an additional interpolation is applied on  $S_p$  and  $P_p$  arrays. Data gaps are identified by affecting the default unphysical value  $-1$  to  $S_p$  and  $P_p$  arrays, whereas the  $V_p$  and SNR<sub>XZ</sub> arrays are filled with the value 0. Data gaps represent 7.6% of the 2.75 years interval studied.

## A7. Received Flux

[59] Dynamic spectra of calibrated fluxes (in  $W m^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ ) normalized to 1 AU are obtained after inverse-square correction from the distance from Cassini to Saturn:

$$S = S_p \times \frac{r_m^2}{1 \text{ AU}^2} \quad (\text{A6})$$

where  $r_m$  is the Cassini-Saturn distance in Astronomical Units.

## A8. Radiated Power

[60] The average total radiated power  $P_{\text{RF}}$  (expressed in  $W$ ) emitted by the radio sources over a given frequency range  $[f_{\text{min}}, f_{\text{max}}]$  can be written as:

$$P_{\text{RF}} = \Omega \times r^2 \int S_{\text{RF}}(f) df \quad (\text{A7})$$

where  $S_{\text{RF}}$  is the flux density in  $W m^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ ,  $r$  the distance to Saturn in m,  $\Omega$  the solid angle of the overall emission beam. As the radio beaming is anisotropic and the corresponding solid angle of the emission unknown, we rather compute  $P = P_{\text{RF}}/\Omega$  expressed in  $W sr^{-1}$ .

[61] Thus time series of radiated power  $P$  are directly obtained from final  $P_p$  arrays by integrating over a bandwidth  $[f_{\text{min}}, f_{\text{max}}]$  and by correcting from distance following:

$$P = \int P_p \times r^2 df \quad (\text{A8})$$

where  $r$  is the distance to Saturn in m.

[62] A typical example showing the effect of this processing on Cassini-RPWS/HFR radio data is displayed on Figure 2.

[63] **Acknowledgments.** We thank the Cassini Radio Plasma and Wave Science (RPWS) engineers at the University of Iowa and the Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique (LESIA) and N. Lecomte for processing the data. The French on-orbiters acknowledge support from the Centre National d'Etudes Spatiales. [64] Wolfgang Baumjohann thanks the reviewers for their assistance in evaluating this paper.

## References

Berengon, B. V., and D. K. Robinson (1992), *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, pp. 198–200, McGraw-Hill, New York.

Cecconi, B., and P. Zarka (2005), Direction finding and antenna calibration through analytical inversion of radio measurements performed using a system of 2 or 3 electric dipole antennas, *Radiola Sci.*, 40, RS5005, doi:10.1029/2004RS003070.

Cecconi, B., P. Zarka, and W. S. Kurth (2006), SKR polarization and source localization with the Cassini-RPWS/HFR instrument: First results, in *Planetary Radio Emissions*, vol. VI, edited by H. O. Rucker, W. S. Kurth, and G. Mann, pp. 37–49, Austrian Acad. Sci. Graz, Austria.

Davis, L., Jr., and E. J. Smith (1990), A model of Saturn's magnetic field based on all available data, *J. Geophys. Res.*, 95, 15,257–15,261.

Galopaud, P., H. M., and A. Lecacheux (2000), Variations of Saturn's radio rotation period measured at kilometer wavelengths, *J. Geophys. Res.*, 105, 15,089–15,102.

Galopaud, P., P. Zarka, and D. Le Quang (1989), Theoretical model of Saturn's kilometric radiation spectrum, *J. Geophys. Res.*, 94, 8739–8755.

Galopaud, P., P. Zarka, and A. Oreste-Molina (1992), Reply to comment on "Evidence of Saturn's magnetic field anomaly from Saturnian kilometric radiation high-frequency limit", *J. Geophys. Res.*, 97, 12,291–12,297.

Galopaud, P., H. M., P. Zarka, and D. Le Quang (1995), Source location of Saturn's kilometric radiation: The Kelvin-Helmholtz instability hypothesis, *J. Geophys. Res.*, 100, 26,397–26,410.

Green, J. L., S. Baardson, L. Garcia, S. F. Ping, and B. W. Reinisch (2004), Seasonal and solar cycle dynamics of the auroral kilometric radiation source region, *J. Geophys. Res.*, 109, A05223, doi:10.1029/2003JA010311.

Garnett, D. A., W. S. Kurth, and F. L. Scarf (1981), Narrowband electro-magnetic radiation from Saturn's magnetosphere, *Nature*, 292, 733–737.

Garnett, D. A., et al. (2004), The Cassini radio and plasma wave science investigation, *Space Sci. Rev.*, 114(1–4), 395–463.

Hilgers, A. (1992), The auroral radiating plasma cavities, *Geophys. Res. Lett.*, 19, 237–240.

Kaiser, M. L., and M. D. Desch (1982), Saturnian kilometric radiation: Source location, *J. Geophys. Res.*, 87, 4535–4539.

Kaiser, M. L., M. D. Desch, J. W. Warwick, and J. B. Pearce (1980), Voyager detection of nonthermal radio emission from Saturn, *Science*, 209, 1238–1240.

Kaiser, M. L., M. D. Desch, and A. Lecacheux (1981), Saturnian kilometric radiation: Statistical properties and beam geometry, *Nature*, 292, 731.

Kaiser, M. L., M. D. Desch, W. S. Kurth, A. Lecacheux, F. Genova, B. M. Pedersen, and D. R. Evans (1984), Saturn as a radio source, in *Saturn, Space Science Series*, edited by T. Gehrels and M. S. Matthews, pp. 378–415, Univ. Arizona Press, Tucson, Ariz.

Kraus, J. D. (1966), *Radio Astronomy*, pp. 116–125, McGraw-Hill, New York.

Lecacheux, A., and E. Genova (1983), Source localization of Saturn kilometric radio emission, *J. Geophys. Res.*, 88, 8925–8938.

Le Quang, D., R. Fedin, and A. Kozlov (1985), The mass synchrotron instability in the inhomogeneous medium application 273–290.

Louari, P., et al. (1996), Generation of Saturnian kilometric radiation in plasma cavities. Part I: Experimental study, *Planeta. Space Lett.*, 44, 199–210.

Louari, P., and D. Le Quang (1996), Generation of the auroral kilometric radiation in plasma cavities. Part II: The cyclotron maser instability in small size sources, *Planet. Space Sci.*, 44, 211–224.

Louari, P., et al. (2007), Observation of similar radio signatures at Saturn and Jupiter: Implications for the magnetospheric dynamics, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L13, L20113, doi:10.1029/2007GL030368.

Milner, R. L., W. M. Peterson, T. R. Jagers, and J. D. Scudler (2007), Dependence of cyclotron maser instability growth rates on electron velocity distributions and perturbation by solitary waves, *J. Geophys. Res.*, 112, A07211, doi:10.1029/2007JA012442.

Oreste-Molina, A., and A. Lecacheux (1990), Polarization response of the Voyager-RPA experiment at low frequencies, *Astron. Astrophys.*, 229, 558–568.

Treumann, R. A. (2000), Planetary radio emission mechanisms: A tutorial, in *Radio Astronomy at Long Wavelengths*, edited by R. G. Stone et al., 13 pp., AGU, Washington, D. C.

Warwick, J. W., et al. (1981), Planetary radio astronomy observations from Voyager 1 near Saturn, *Science*, 212, 239–243.

Warwick, J. W. (1982), Planetary radio astronomy observations from Voyager 2 near Saturn, *Science*, 215, 582–587.

Wu, C. S., and L. C. Lee (1979), A theory of the terrestrial kilometric radiation, *Astrophys. J.*, 230, 621–626.

Zarka, P. (1989), Beaming of planetary radio emissions, in *Planetary Radio Emissions II*, edited by H. O. Rucker, S. J. Bauer, and B. M. Pedersen, pp. 327–342, Austrian Acad. Sci. Press, Vienna.

Zarka, P. (1998), Auroral radio emissions at the other planets: Observations and theories, *J. Geophys. Res.*, 103, 20,159–20,194.

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.

Zarka, P., L. Lamby, B. Cecconi, R. Prange, and H. O. Rucker (2007), Modulation of Saturn's radio clock by solar wind speed, *Nature*, 450, 265–267.

B. Cecconi, L. Lamby, R. Prange, and P. Zarka, LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPRC, Université Paris Diderot, 5 Place Jules Janssen, 97190 Melan, France. (lambly@obspm.fr)

D. A. Garnett and W. S. Kurth, Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, IA 52242, USA.

## **G.2 Modulation of Saturn's radio clock by solar wind speed**

*Article paru dans la revue Nature en novembre 2007.*

## LETTERS

## Modulation of Saturn's radio clock by solar wind speed

Philippe Zarka<sup>1</sup>, Laurent Lamy<sup>1</sup>, Baptiste Ceccconi<sup>1</sup>, Renée Prangé<sup>1</sup> & Helmut O. Rucker<sup>2</sup>

The internal rotation rates of the giant planets can be estimated by cloud motions, but such an approach is not very precise because absolute wind speeds are not known a priori and depend on latitude: periodicities in the radio emissions, thought to be tied to the internal planetary magnetic field, are used instead<sup>1–5</sup>. Saturn, despite an apparently axisymmetric magnetic field<sup>6</sup>, emits kilometre-wavelength (radio) photons from auroral sources. This emission is modulated at a period initially identified as 101.39 min  $24 \pm 7$  s, and this has been adopted as Saturn's rotation period<sup>7</sup>. Subsequent observations<sup>8,9</sup>, however, revealed that this period varies by  $\pm 6$  min on a timescale of several months to years. Here we report that the kilometre radiation period varies systematically by  $\pm 1\%$  with a characteristic timescale of 20–30 days. Here we show that these fluctuations are correlated with solar wind speed at Saturn, meaning that Saturn's radio clock is controlled, at least in part, by conditions external to the planet's magnetosphere. No correlation is found with the solar wind density, dynamic pressure or magnetic field; the solar wind speed therefore has a special function. We also show that the long-term fluctuations are simply an average of the short-term ones, and therefore the long-term variations are probably also driven by changes in the solar wind.

Low-frequency magnetospheric radio emissions have been used until now to measure the rotation of giant planets because they are produced by keV electrons moving along planetary magnetic field lines that are presumed to rotate with the planet's interior<sup>1</sup>. These emissions are anisotropic: that is, they are preferentially directed in a hollow conical beam aligned with the direction of the local magnetic field<sup>10</sup>. Combined with the rotation of the usually non-axisymmetric planetary magnetic field<sup>11</sup>, these properties lead to a rotational modulation of the observed intensity of the emission. At Saturn, the intense auroral kilometric radiation (SKR) was found in the Voyager era to be strongly modulated at a period  $P_{SKR} = 10.939 \text{ min } 24 \pm 7$  s, which is close to that observed for atmospheric cloud features<sup>2</sup>. However, Saturn's magnetic field is very nearly axisymmetric, and the auroral sources are not co-rotating with the planet; rather, they are fixed in local time<sup>12,13</sup>. This makes it difficult to understand the strong SKR modulation without appeal to the existence of a magnetic anomaly that escaped detection by magnetometers on the Pioneer and Voyager spacecraft<sup>14,15</sup>. The uncertainty of  $\pm 7$  s on  $P_{SKR} = 10.939 \text{ min } 24$  s was thought to be limited only by the available time span (nine months), under the implicit assumption of a constant rotation period. However, 24 years later, the SKR period measured by the radio experiment on board Cassini<sup>8</sup> is  $P_{SKR} = 10.45 \text{ min } 45 \pm 36$  s. The difference of more than 6 min cannot be due to a change in Saturn's rotation rate, owing to the large inertia of the planet. Ulysses<sup>7</sup> and Cassini<sup>16,17</sup> radio measurements actually showed that  $P_{SKR}$  continuously varies over the long term (several months to years), with  $\sim 1\%$  relative amplitude.

Two models were proposed to explain these variations. The first<sup>18</sup> invoked an external cause, with nonrandom fluctuations in the solar wind speed at Saturn causing SKR source displacement in local time, leading to an apparent radio period that is different from the planet's true rotation period. The other<sup>19</sup> invoked an internal cause, namely mass injection from Enceladus in the magnetosphere's plasma disk and a variable electrodynamic coupling between this disk and Saturn's ionosphere.

Standard techniques for harmonic signal analysis, such as Fourier transform, require a 100-period window to provide 1% accuracy, and thus permit only long-term variations to be addressed<sup>20</sup>. Taking advantage of Cassini's quasi-continuous radio observations, we developed a method to address faster fluctuations. By integrating the received flux over the range 100–400 kHz, where most of the SKR power is emitted, we obtained a time series of SKR power in which one broad peak was observed for each rotation of Saturn (see Supplementary Figs 1 and 2). This time series is displayed in Fig. 1 in a format that reveals variations in the phase of SKR peaks relative to a fixed reference period. In addition to the previously noted long-term variation<sup>19</sup>, we see quasi-periodic oscillations of the SKR phase—and thus of the SKR period—on a timescale of 20–30 days. Smoothing the SKR time series and cross-correlating consecutive peaks (as described in Supplementary Figs 1–3) allowed us to estimate  $P_{SKR}$  with an accuracy of  $\pm 2$  min (0.3%) at timescales down to  $\sim 1$  week. Results are displayed in Fig. 2a over the 1,186-day interval studied (2003 June 30 to 2006 September 27). Ubiquitous fluctuations of  $\sim 2\%$  peak-to-peak amplitude are detected on a timescale of 20–30 days, superimposed on the long-term trend measured by previous authors<sup>19</sup>.

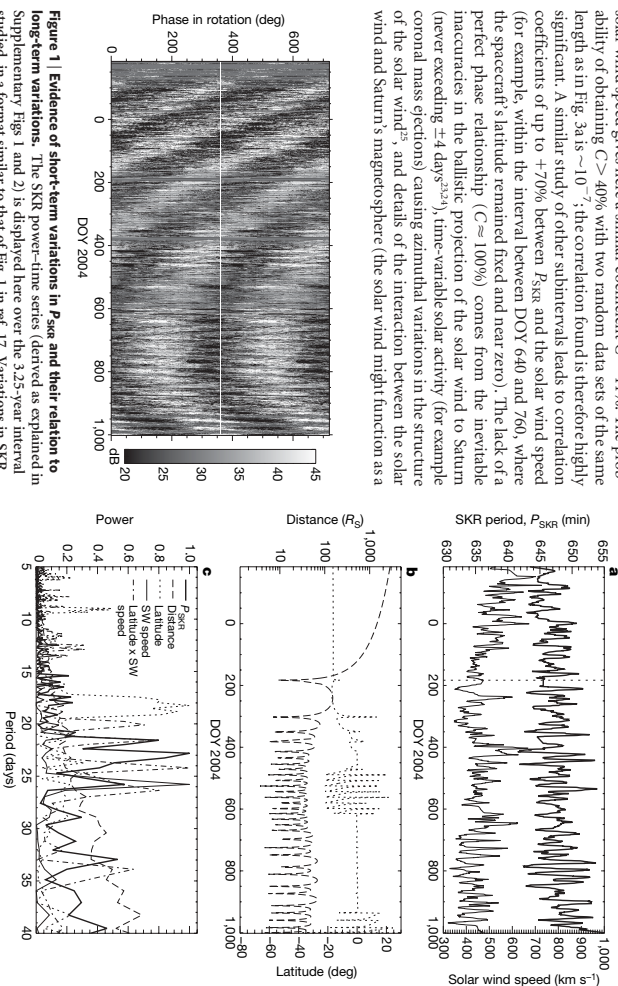
What is the origin of these variations? A timescale of 20–30 days is characteristic of variations in the solar wind at Saturn, already known to control the SKR intensity and power<sup>20,21</sup>, as can be seen in Fig. 1. However, the duration of Cassini's orbits around Saturn has also varied between 18 and 30 days since mid-2004. Orbital parameters such as the periastron distance and latitude of the spacecraft affect observations of SKR: decreasing distance increases SKR signal strength, and hence detectability, and changes in latitude influence SKR visibility as a result of the change in the geometry of observation, SKR being emitted from high-latitude sources in conical patterns centred on the local magnetic field<sup>10,13</sup>. Thus, Fig. 2a includes the fluctuations in the solar wind speed ballistically projected to Saturn; variations of spacecraft range and latitude are displayed in Fig. 2b. In Fig. 2c we compare the Fourier power spectrum of the fluctuations of  $P_{SKR}$  over the entire interval studied with those of the solar wind speed, spacecraft distance and latitude. Peaks appear in  $P_{SKR}$  fluctuations at  $\sim 21.5$ , 23.0 and 25.5 days. The last of these coincides with the same peak in solar wind speed fluctuations. Spacecraft latitude peaks with an 18–19-day period. We simulated possible beatings between solar-wind-induced and orbit-induced variations by the product

(versus time) of the solar wind speed multiplied by the spacecraft latitude. The spectrum of this quantity shows main peaks at  $\sim 20.0$ , 21.5, 24.0 and 26.5 days, all in the same range as—and some of them matching—main peaks in  $P_{SKR}$ . Study of subintervals from our data set confirms these results: within the interval day of the year (DOY) 2004 = 41.5–67.0 (DOY = 1.0 corresponds to 2004 January 1 at 0h UT), where both distance and latitude are regularly modulated, strong  $P_{SKR}$  peaks precisely match peaks in solar wind speed, spacecraft latitude variations, and their product in the interval between DOY 280 and 620, after Cassini's Saturn orbit insertion, the main peak of both  $P_{SKR}$  and the solar wind speed is at about 22 days. Both solar wind speed and orbit-dependent viewing geometry therefore seem to contribute to observed variations in the SKR period.

For better quantification of the influence of the solar wind, we analysed separately the interval before Cassini's Saturn orbit insertion (left of the dotted vertical line in Fig. 2a), over which the SKR viewing geometry remained fixed with no expected influence of orbital parameters on SKR visibility. We found a linear correlation<sup>22</sup> coefficient  $C > 40\%$  between  $P_{SKR}$  and the solar wind speed (Fig. 3a). For comparison, the well-known correlation between SKR power and solar wind speed gives here a similar coefficient  $C = 44\%$ . The probability of obtaining  $C > 40\%$  with two random data sets of the same length as in Fig. 3a is  $\sim 10^{-7}$ ; the correlation found is therefore highly significant. A similar study of other subintervals leads to correlation coefficients of up to +70% between  $P_{SKR}$  and the solar wind speed (for example, within the interval between DOY 640 and 760, where the spacecraft's latitude remained fixed and near zero). The lack of a perfect phase relationship ( $C \approx 100\%$ ) comes from the inevitable inaccuracies in the ballistic projection of the solar wind to Saturn (never exceeding  $\pm 4$  days<sup>23,24</sup>), time-variable solar activity (for example coronal mass ejections) causing azimuthal variations in the structure of the solar wind<sup>25</sup>, and details of the interaction between the solar wind and Saturn's magnetosphere (the solar wind might function as a

trigger, efficient only when energy has previously been stored in the magnetosphere, so that SKR peaks may sometimes be missing<sup>26</sup>). The correlation found above between short-term ( $< 1$  month) fluctuations in Saturn's radio period and variations in the solar wind speed indicates an external origin for  $P_{SKR}$  variations. As we did not find any significant correlation between  $P_{SKR}$  and other solar wind parameters such as density, dynamic pressure (Fig. 3b) or magnetic field, its speed must have a special function. This result validates the assumptions of the model<sup>18</sup> proposed to explain these variations in terms of SKR source displacement in local time caused by fluctuations in the solar wind speed. An additional internal cause<sup>19</sup> is not excluded, which could be another reason for not finding a one-to-one correlation between  $P_{SKR}$  and the solar wind speed.

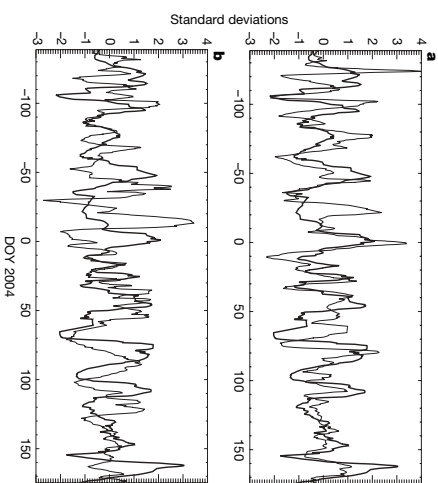
When averaging  $P_{SKR}$  fluctuations over  $> 1$  month, one obtains the long-term fluctuations already noted by previous authors<sup>19</sup>, which are therefore merely an average of the short-term ones (Fig. 1). The long-term variations could therefore also be driven by changes in the solar wind. In the long term, there does indeed seem to be a relationship between the solar wind speed and  $P_{SKR}$ : the slow overall decrease



**Figure 1 | Evidence of short-term variations in  $P_{SKR}$  and their relation to long-term variations.** The SKR power-time series (derived as explained in Supplementary Figs 1 and 2) is displayed here over the 3.25-year interval studied in a format similar to that of Fig. 1 in ref. 17. Variations in SKR power during consecutive rotations are plotted as consecutive vertical lines with a power scale in grey levels, using an assumed fixed period of 10 h 48 min. Time is in day of the year (DOY) 2004. Data gaps are displayed in full grey (major ones are before DOY 137 and at about DOY 191  $\pm$  4 and 377  $\pm$  5). Each rotation is plotted twice for clarity, separated by the white horizontal line. The origin of phases—and thus the absolute phase—is arbitrary. Previous authors<sup>19</sup> noted that the fact that the SKR peak wanders with variable slope over the time interval means that a fixed long-term trend organize the SKR modulation well. We see here the same long-term behaviour. In addition, the quality of our data processing (see the legend to Supplementary Fig. 1a) reveals quasi-periodic oscillations of the SKR period on a timescale of 20–30 days. Those are especially clear after DOY 400, where the long-term drift is small and fewer data gaps are present. The amplitude of these fluctuations is large ( $\sim 2\%$  peak to peak), and their long-term averaging results in the slow, smaller-amplitude ( $< 1\%$  peak to peak over the studied interval) variation of  $P_{SKR}$  noted by previous authors.

**Figure 2 | Short-term variations in  $P_{SKR}$  compared with solar wind speed at Saturn and with variations in orbital parameters of Cassini.** The same 3.25-year interval as in Fig. 1 is shown. a, Variations in  $P_{SKR}$  (heavy line; left scale) obtained as explained in the text and in Supplementary Figs 1–3. The solar wind speed plotted below (light line; right scale), measured by the ACE and WIND spacecraft near the Earth's orbit (http://omniweb.gsfc.nasa.gov) and projected to Saturn, shows similar fluctuations on a timescale of 20–30 days. Solar wind projection includes ballistic radial projection from  $\sim 1$  to 10 AU, plus a delay compensating for the longitude difference between Earth and Saturn. The dotted vertical line indicates Cassini's Saturn orbit insertion. b, Cassini orbital parameters: distance to Saturn (dashed; left scale; 1  $R_S = 1$  Saturn radius = 60,300 km) and latitude (dotted; right scale). c, Fourier power spectrum of the fluctuations of all the above quantities, plus the quantity (latitude  $\times$  solar wind speed) which provides a simple way of simulating beating between latitudes (and thus visibility) of the radio emission) and variations in the solar wind (SW) speed.

<sup>1</sup>Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique, Observatoire de Paris, Centre National de la Recherche Scientifique, Université Pierre et Marie Curie, Université Paris Diderot, 92190 Meudon, France; <sup>2</sup>Space Research Institute, Austrian Academy of Sciences, A-8042 Graz, Austria.



**Figure 3 | Comparison of SKR period variations with solar wind speed and dynamic pressure at Saturn.** In the time interval before Saturn orbit insertion shown here, the spacecraft latitude remains quasi-constant and its distance to Saturn steadily decreases; no influence of orbital parameters on SKR visibility is therefore expected. This interval is therefore best suited to searching for a correlation between  $P_{SKR}$  variations (heavy lines) and the solar wind parameters (light lines), not polluted by other variabilities. For a better comparison of their fluctuations on a timescale shorter than  $\sim 1$  month, the two displayed quantities have been detrended (by subtraction of a running average over  $\sim 2$  months) and normalized by their respective standard deviations. **a**, Correlation between  $P_{SKR}$  and solar wind speed. Except for two  $\sim 10$ -day intervals, near DOY  $-25$  and  $+65$ , the correlation is high, with a linear correlation coefficient  $C = \pm 1.0$  (see the text). In the two main ‘anomalous’ intervals mentioned above, a few data gaps exist in Cassini SKR data, and the solar wind speed may have been contaminated by the effect of coronal mass ejections, whose ballistic projection leads to overestimated values whenever the point at which the solar wind is measured (in situ) differs by ACE or WIND spacecraft) and the target of the projection (Saturn) are not radially aligned<sup>32,33</sup>. **b**, Correlation between  $P_{SKR}$  and solar wind dynamic (ram) pressure. Correlation is low, with  $C = -0.1$ .

in the solar wind speed from  $\sim 550 \text{ km s}^{-1}$  to  $\sim 400 \text{ km s}^{-1}$  in Fig. 2a seems to be anticorrelated with the trend of  $P_{SKR}$  increasing from  $< 6465 \text{ mPa}$  to  $> 649 \text{ mPa}$ .

Long-term variations similar to those of  $P_{SKR}$  have been found to affect Saturn’s azimuthal magnetic field component<sup>16,34</sup> and possibly also the electron density in the inner magnetosphere<sup>9</sup> and the position of the magnetopause<sup>29</sup>. Short-term fluctuations are very difficult to address for these quantities because they are measured *in situ* by Cassini during a small fraction of each orbit. Their dependence on fluctuations in the solar wind remains to be investigated. If variations in  $P_{SKR}$  are indeed caused by SKR source displacement in local time<sup>18</sup>, then the use of Cassini’s instantaneous radio imaging capability<sup>30</sup> for monitoring motions of the SKR source should permit their deconvolution from  $P_{SKR}$  measurements, thus permitting a more accurate determination of Saturn’s true (inertial) rotation rate.

Received 24 January; accepted 10 September 2007.

1. Sanchez-Lavega, A. How long is the day on Saturn? *Science* **307**, 1223–1224 (2005).
2. Higgins, C. A., Carr, T. D., Reyes, F., Greenman, W. B. & Lebo, G. R. A redefinition of Jupiter’s rotation period. *J. Geophys. Res.* **102**, 22033–22041 (1997).
3. Desch, M. D. & Kaiser, M. L. Voyager measurement of the rotation period of Saturn’s magnetic field. *Geophys. Res. Lett.* **8**, 253–256 (1981).
4. Desch, M. D., Connerney, J. E. P. & Kaiser, M. L. The rotation period of Uranus. *Nature* **322**, 42–43 (1986).

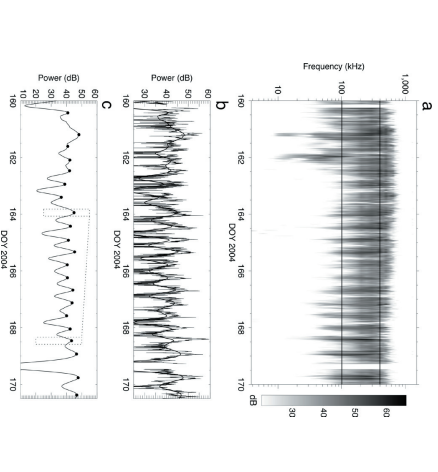
5. Lecacheux, A., Zarka, P., Desch, M. D. & Evans, D. R. The sidereal rotation period of Neptune. *Geophys. Res. Lett.* **20**, 2711–2714 (1993).
6. Connerney, J. E. P., Ness, N. F. & Acuña, M. H. Zonal harmonic model of Saturn’s magnetic field from Voyager 1 and 2 observations. *Nature* **298**, 444–46 (1982).
7. Galopau, P., H. M. & Lecacheux, A. Variations in Saturn’s radio rotation period measured at kilometer wavelengths. *J. Geophys. Res.* **105**, 13089–13101 (2000).
8. Garrett, D. A. et al. Radio and plasma wave observations at Saturn from Cassini’s approach and first orbit. *Science* **307**, 1255–1259 (2005).
9. Zarka, P. Auroral radio emissions at the outer planets: Observations and theories. *J. Geophys. Res.* **103**, 20159–20194 (1998).
10. Zarka, P. in *Planetary Radio Emissions II* (eds Rucker, H. O., Bauer, S. J. & Pedersen, B. M.) 327–342 (Austrian Acad. Sci. Press, Vienna, 1988).
11. Ness, N. F. in *Planetary Radio Emissions II* (eds Rucker, H. O., Bauer, S. J. & Pedersen, B. M.) 3–13 (Austrian Acad. Sci. Press, Vienna, 1988).
12. Warwick, J. W. et al. Planetary radio astronomy observations from Voyager 1 near Saturn. *Science* **212**, 239–243 (1981).
13. Galopau, P., H. M., Zarka, P. & Le Quéau, D. Source location of Saturn’s kilometric radiation: The Kelvin–Helmholtz instability hypothesis. *J. Geophys. Res.* **100**, 26397–26410 (1995).
14. Galopau, P., Ortega-Molina, A. & Zarka, P. Evidence of Saturn’s magnetic field anomaly from SKR high-frequency limit. *J. Geophys. Res.* **96**, 14129–14140 (1991).
15. Connerney, J. E. P. & Desch, M. D. Comment on: Evidence of Saturn’s magnetic field anomaly from SKR high-frequency limit. by Galopau et al. *J. Geophys. Res.* **97**, 8713–8717 (1992).
16. Galopau, P. & Zarka, P. Reply to the Comment on: Evidence of Saturn’s magnetic field anomaly from SKR high-frequency limit by Connerney & Desch. *J. Geophys. Res.* **97**, 12291–12297 (1992).
17. Kurth, W. S., Lecacheux, A., Avdekomo, T. F., Groene, J. B. & Gunnar, D. A. A Saturnian longitude system based on a variable kilometric radiation period. *Geophys. Res. Lett.* **34**, L02201. doi:10.1029/2006GL028336 (2007).
18. Geronzi, B. & Zarka, P. Model of a variable radio period for Saturn. *J. Geophys. Res.* **110**, A12203. doi:10.1029/2005JA011085 (2005).
19. Desch, M. D. Evidence for the variable rotation period of the inner region of Saturn’s plasma disk. *Science* **316**, 442–445 (2007); published online 22 March 2007.
20. Desch, M. D. Evidence for solar wind control of Saturn radio emission. *J. Geophys. Res.* **87**, 4549–4554 (1982).
21. Desch, M. D. & Rucker, H. O. The relationship between Saturn kilometric radiation and the solar wind. *J. Geophys. Res.* **88**, 8999–9006 (1983).
22. Bourgoing, P. & Robinson, D. K. *Data Reduction and Analysis for the Physical Sciences 2nd edn* 198–200 (McGraw-Hill, New York, 1992).
23. Tao, C., Kasaba, R., Fukushima, H., Takahashi, Y. & Yokoyama, T. Magnetic field variations in the Jovian magnetotail induced by solar wind dynamic pressure enhancements. *J. Geophys. Res.* **110**, A12208. doi:10.1029/2004JA010959 (2005).
24. Prangé, R. et al. An interplanetary shock-triggered by planetary auroral storms from the Sun. *J. Geophys. Res.* **107**, 4327–4331 (2002).
25. Hahn, P. G. et al. On the equator of the solar wind between 1 and 5 AU at the time of the Cassini Jupiter flyby. Multiplexed set of observations of interplanetary coronal mass ejections. *J. Geophys. Res.* **109**, A09503. doi:10.1029/2003JA010140 (2004).
26. Espinosa, S. E., Sullivan, D. J. & Dougherty, M. K. How can Saturn impose its rotation period on a noncoaxial magnetosphere? *J. Geophys. Res.* **108**, 10566. doi:10.1029/2001JA005084 (2003).
27. Cowley, S. W. H. et al. Cassini observations of planetary-period magnetic field oscillations in Saturn’s magnetosphere. *Deep-Sea Res.* **52**, 2522–2532 (2005).
28. Southwood, D. J., Dougherty, M. K. & Kivelson, M. G. Time variability in Saturn’s magnetic radiation. Presented at American Geophysical Union Fall Meeting 2006 Abstract 952A-02 (2006).
29. Garke, K. E. et al. Cassini observations of planetary-period oscillations of Saturn’s magnetopause. *Geophys. Res. Lett.* **33**, L23104. doi:10.1029/2006GL027821 (2006).
30. Geronzi, B., Zarka, P. & Kurth, W. S. in *Planetary Radio Emissions IV* (eds Rucker, H. O., Kurth, W. S. & Warm, G.) 37–49 (Austrian Acad. Sci. Press, Vienna, 2006).

**Supplementary Information** is linked to the online version of the paper at [www.nature.com/nature](http://www.nature.com/nature).

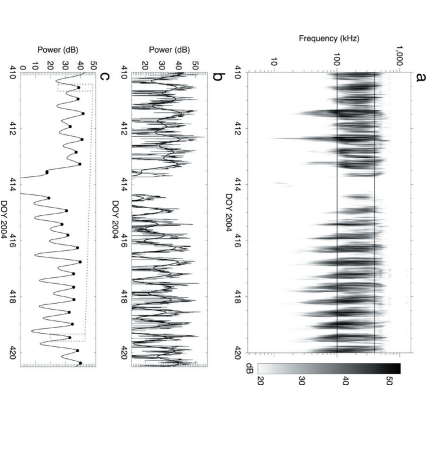
**Acknowledgements** We thank D. Southwood for a seminar at Meudon Observatory; F. Mottez, S. Hess and J.-M. Grießner for early inputs; B. Kurth for comments on the manuscript; D. Parat for advice on the statistical analysis; Cassini Radio and Plasma Wave Science (RPWS) engineers at the University of Iowa and the Laboratoire d’Etudes Spatiales et d’Instrumentation en Astrophysique for support on instrumental questions and algorithms; and N. Letourneur for processing RPWS data. The French co-authors acknowledge support from the Centre National d’Etudes Spatiales.

**Author Contributions** P.Z., L.L., B.C. and R.P. contributed equally to this work. H.O.R. contributed to the projection of solar wind data. P.Z. wrote the paper. All authors discussed the results and commented on the manuscript.

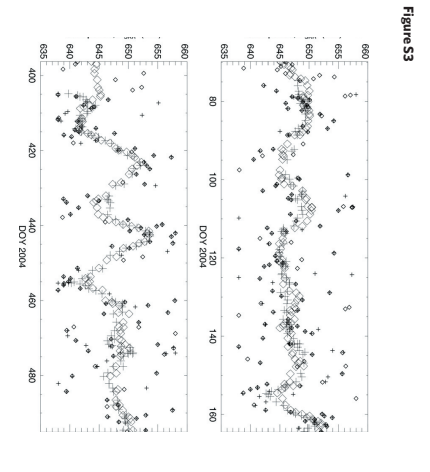
**Author Information** Reprints and permissions information is available at [www.nature.com/reprints](http://www.nature.com/reprints). Correspondence and requests for materials should be addressed to P.Z. ([pzhilippe.zarka@obspm.fr](mailto:pzhilippe.zarka@obspm.fr)).



**Figure S1.** Example of Cassini RPWS data and processing allowing to estimate  $P_{SKR}$  accurately down to short timescales. **a**, Dynamic spectrum of SKR detected in left-hand (LH) polarization, i.e. originating from the southern hemisphere, for 10 days of year 2004 before S01. Data processing includes selection of SKR emission bands and interpolation of circular-polarization, followed by elimination of interference and non-representation of residual-polarization. **b**, SKR spectrum based on measured circular-polarization data on a regular time-frequency grid, with 3 min time resolution and 48 frequency bins between 3.8 and 1500 kHz. Only LH SKR, whose intensity dominates over the time-interval studied, is used in the present analysis. Data gaps of a few hours are present on DOY 160 between 100 and 400 kHz (horizontal black lines in the ‘Top panel’), provides a time series of the SKR power. Most of the SKR power is emitted within this spectral range, over which the SKR spectrum nearly always extends when SKR is present. **c**, Smoothing of the SKR time series using a 5-hour wide sliding window removes high-frequency fluctuations and enhances the main variation at  $P_{SKR}$  (smoothing is applied twice for better efficiency). The smoothed curve is reproduced in panel d for comparison with the original time series. Detection



**Figure S2.** Similar to Supplementary Fig. 1, for another 10-day interval during Cassini’s orbital mission around Saturn. The periodicity at  $\sim 10.75 \text{ h}$  is particularly clear. Most of the SKR power is again in the range 100–400 kHz. The SKR extinction about DOY 414 illustrates the visibility effect mentioned in the text: it occurs near periastron when Cassini, coming close to Saturn, gets out of the SKR conical-beam emitted at high latitudes<sup>30,31</sup>.



**Figure S3.** Determination of  $P_{SKR}$  and significance level. Two arbitrary intervals of  $\sim 100$  days are displayed: a corresponds to pre-S01 data and includes the 10-day interval of Supplementary Fig. 1. b is an interval where large variations of  $P_{SKR}$  occur (see Fig. 2a). In both cases, we obtain a measurement of  $P_{SKR}$  per rotation by cross-correlation of each 6-hour interval in SKR power time series, centered on each local maximum derived as in Supplementary Fig. 1, with the 6-hour interval located  $N=20$  rotations earlier. These individual measurements are displayed here with small bold ‘+’ symbols. Applying the same processing with  $N=20$  (cross-correlation of each 6-hour interval with that located 20 rotations later) results in  $P_{SKR}$  measurements displayed with small bold ‘o’ symbols. The resulting clouds of points clearly show (especially in panel b) a 10 min modulation at 20–30 days timescale, with a 45 min noise. Smoothing over 10 consecutive points results in the curves drawn by large ‘+’ and ‘o’ symbols, where the 20–30 days modulation is persistent with an amplitude about  $\pm 3\text{--}4 \text{ min}$  in panel a and  $\pm 7 \text{ min}$  in panel b), while the noise significance level is reduced to  $\pm 1\text{--}1.5 \text{ min}$ . The modulation is thus detected with a significance level in panel a and  $\pm 50$  in panel b. Finally each value of  $P_{SKR}$  (large ‘+’ and ‘o’ symbols) has thus been derived from SKR measurements spread over 30 rotations ( $N=20$  rotations spacing, followed by smoothing over 10 consecutive values), i.e.  $\sim 13$  days.

### **G.3 Diurnal modulation of AKR discovered by Cassini/RPWS**

*Article actuellement soumis (2008) à la revue Geophysical Research Letter.*

# Diurnal modulation of AKR discovered by Cassini/RPWS

L. Lamy<sup>1</sup>, P. Zarka<sup>1</sup>, B. Ceccconi<sup>1</sup>, R. Pange<sup>1</sup>

**Abstract.** During Cassini's close Earth's fly-by in 1999, the RPWS instrument recorded one month of quasi-continuous observations of Auroral Kilometric Radiation (AKR) from both hemispheres. Analysis of AKR power variations reveals for the first time a clear modulation at 24 hours and 12 hours, despite the fact that AKR sources are not in corotation but rather restricted to the nightside sector. Diurnal modulations of northern and southern AKR appear anticorrelated when observed from  $\leq 1500 R_E$ : and correlated beyond that distance. Anticorrelation is attributed to visibility effects, related to the rocking of Earth's magnetic dipole making Cassini travel in and out of the regions illuminated by AKR from each hemisphere. Correlation appears when Cassini resides in the region illuminated by both hemispheres. Persistence of the diurnal modulation in that region suggests a physical cause beyond AKR beaming variations, which could be the variable geometry and efficiency of the reconnection between interplanetary and geomagnetic fields, or diurnal magnetotail oscillations.

## 1. Introduction

AKR is the most intense radio emission from the Earth's magnetosphere. It is a cyclotron emission whose spectrum extends over the range  $\sim 50$ -700 kHz with a peak around 200 kHz (Gurnett<sup>1974</sup>). It is mostly produced on the extraordinary (X) magneto-ionic mode from sources in both hemispheres. The emission is circularly polarized, right-handed (RH) from the northern magnetosphere (i.e. southern geographic) hemisphere, and left-handed (LH) from the other one (Katzir<sup>et al.</sup> 1978). Typical radiated powers are between  $10^7$  and  $10^9$  W (Zarka, 1998). Sources are located at altitudes of 0.5 to  $\sim 3 R_E$  (Earth radii) above hot spots in the auroral oval (Hull<sup>et al.</sup>, 1988), along high latitude ( $\sim 70^\circ$ ) nightside field lines around 23,000 Local Time (LT) [Gallagher and Gurnett<sup>1979</sup>]. AKR generation is attributed to the Cyclotron Maser Instability (CMI), which amplifies radio waves at the local electrofrequency for at large angle from the magnetic field in the source [Yu, 1985]. As a consequence, and also due to refraction by the dense terrestrial plasmasphere, northern and southern AKR sources each illuminate approximately one hemisphere. These auroral beams are tilted toward the nightside, where they leave empty a near-equatorial shadow zone out to  $\sim 12 R_E$  [Gallagher and Gurnett<sup>1979</sup>, Lohfelle<sup>et al.</sup>, 1989].

AKR is an indicator of discrete auroral precipitation which intensifies during substorms, i.e. magnetic reconnection events in the Earth's magnetotail driven by solar wind convection and reconnection of the geomagnetic field with the southward component  $B_z$  of the interplanetary magnetic field (IMF) [Alexander and Kisleva<sup>1977</sup>]. Consequently, both the auroral activity and AKR sources are confined in LT, largely unaffected by corotation effects contrary to e.g., Jovian radio sources [Zarka, 1998]. Diurnal and seasonal modulations of the auroral activity have nevertheless been observed [Berthelier, 1976], as well as seasonal variations of the AKR intensity and spectrum [Kozlov<sup>et al.</sup>, 1997; Kunzimoto<sup>et al.</sup>, 2003; Green<sup>et al.</sup>, 2004]. But, AKR diurnal modulations have not been recorded so far.

## 2. Observations

### 2.1. Cassini trajectory and instrumentation

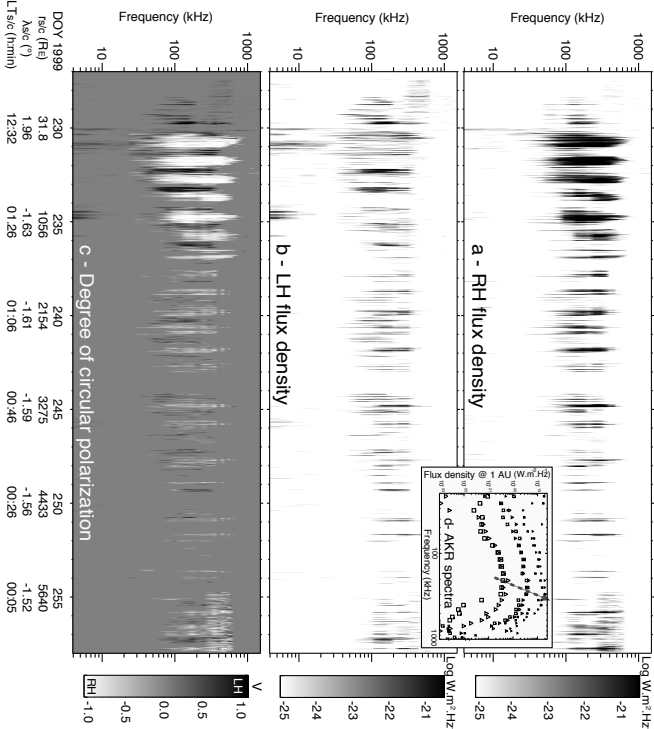
The Cassini spacecraft (S/C) performed a close Earth's fly-by on Aug. 18th (day 230), 1999. At this occasion, the Radio Plasma and Wave Science (RPWS) instrument recorded 31 days of quasi-continuous AKR observations, from day 227 to 257, during which Cassini travelled at  $\sim 9 R_E$ /hour, from 0.5  $R_E$  to  $\sim 6400 R_E$ . The inbound trajectory was along 1230 LT and  $2^\circ$  ecliptic latitude, and the outbound one was along 01:00 LT and  $-2^\circ$  ecliptic latitude. The corresponding magnetic latitudes (hereafter  $\lambda_{sc}$ ) counted negatively in the southern hemisphere) oscillated between  $-15^\circ$  and  $+5^\circ$  on the outbound leg.

The RPWS experiment comprises a High Frequency Receiver (HFR) [Garnier<sup>et al.</sup>, 2004] connected to monopole antennas, measuring AC electric fields between 3.5 kHz and 16.125 MHz. Auto and cross-correlations are computed, from which geomagnetospheric inversions [Ceccconi and Zarka, 2005] permit to retrieve the wave intensity and polarization state (Stokes parameters) and its direction of arrival ( $\mathbf{k}$ -vector). The processing described in [Lamy<sup>et al.</sup>, 2007] allowed us to automatically extract AKR emissions (excluding solar emissions and interference) and to build continuous, calibrated dynamic spectra of the received flux densities ( $S$  in  $W m^{-2} Hz^{-1}$ , normalized to 1 AU), radiated powers ( $P$  in  $W sr^{-1}$ ) and circular polarization degree ( $V$ ). These dynamic spectra have homogeneous time (90 sec) and frequency resolutions (24 log-spaced channels between 3.5 and 320 kHz with  $\delta f/f=20\%$ , and 24 linearly spaced channels between 350 and 1500 kHz with  $\delta f=50$  kHz). Circularly polarized emissions with  $V \geq 0.2$  (LH) or  $V \leq -0.2$  (RH) are observed  $\sim 1/3$  of the time.

### 2.2. Data and analysis

Figure 1 displays dynamic spectra of AKR extracted as explained above, over the entire fly-by. The most intense emissions are observed after closest approach (CA, on day 230) along the outbound leg, consistent with the assumption of nightside AKR sources. RH polarization dominates because Cassini spends most of its time in the southern magnetic hemisphere.

Figure 1d displays the flux densities reached by AKR 50, 10 and 1 % of the time, as a function of frequency. The spectrum extends from  $\sim 30$  to 650 kHz. Signals below 30 kHz are due to local emissions mostly detected near CA (days 230 to 235 on Fig. 1). The intensity increases by nearly 2 orders of magnitude between the 50 % ( $\sim$  average) and 1 % ( $\sim$  peak) levels, while the spectrum extent remains stable. But the peak frequency increases with intensity from  $\sim 200$  to  $\sim 300$  kHz, suggesting that the most intense



**Figure 1.** Dynamic spectra of (a) RH and (b) LH AKR flux densities normalized to 1 AU over the entire Earth's fly-by. (c) Circular polarization degree, from purely RH (white) to purely LH (black). Cassini ephemeris are indicated in abscissa.  $f_{sc}$ ,  $\lambda_{sc}$  and LT<sub>sc</sub> respectively indicate the distance to Earth, the geographic latitude and the local time of the spacecraft. (d) Flux densities normalized to 1 AU reached by AKR 50, 10 and 1 % of the time as a function of frequency. big, medium and small symbols, respectively. Triangles refer to RH emission and squares to LH emission. RPWS detection threshold was here  $\sim 10^{-23} W m^{-2} Hz^{-1}$ . The grey arrow emphasizes the shift of the AKR spectral peak toward higher frequencies with increasing intensity.

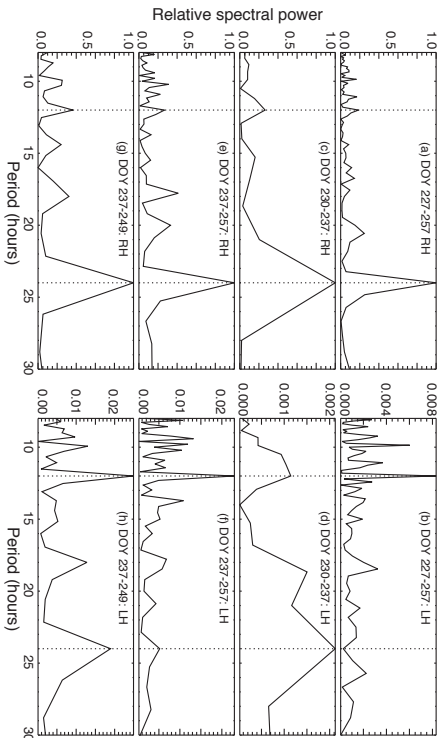
AKR sources are preferentially observed at larger  $f_{sc}$ , i.e. at lower altitudes. This can be either a visibility effect related to a decrease of the radio beaming angle relative to the local magnetic field with increasing frequency [Hess<sup>et al.</sup>, 2008], or a deeper penetration of auroral cavities into the denser ionospheric plasma. The decrease of the AKR bandwidth with increasing observer's distance on Fig. 1d directly originates from the decrease of the S/N: AKR polarization measured by Cassini/RPWS is strongly circular. It increases with  $S$  and thus with the signal-to-noise ratio (S/N), and reaches  $V = 0.98 \pm 0.02$  for  $S \geq 10^{-14} W m^{-2} Hz^{-1}$ .

Figure 2 displays time series of RH and LH AKR power integrated over the 30 – 650 kHz range and averaged over a 3 hours sliding window. The superimposed magnetic latitude of Cassini (gray line), modulated by the Earth's rotation, can be used as a 24 hour clock. On figs. 1 and 2, a diurnal modulation of AKR power is clearly visible in both polarizations. In addition, RH and LH power variations appear anticorrelated until day 237, each polarization peaking when Cassini is at its maximum latitude in the hemisphere of the corresponding source. By contrast, after day 237, RH and LH power variations are correlated, without any clear relationship to Cassini's latitude. We have computed the linear cross-correlation coefficient  $C$  of the two profiles of Fig. 2 (using powers in logarithmic scale; this is equivalent to rank correlation) over a 5 day-sliding window. We find  $C \sim -0.3$  for a window center between day 232

and 235, switching to  $C \sim 0.6$  to 0.95 between day 238 and 255. Interestingly, short term RH and LH variations observed at 90 sec time integration remain correlated over the entire fly-by, even when averaged data vary in anticorrelation (see interpretation below). We have quantified RH and LH power variations through Fourier analysis. Figure 3 presents power spectra for both polarizations and various time intervals. Over the entire fly-by (Figs. 3a,b), a strong peak at 24 hours dominates the RH power spectrum, but is absent in the LH one where a well-defined peak at 12 hours is observed instead. Separate analyses of the intervals before (Figs. 3c,d) and after (Figs. 3e,f) day 237 reveal an ubiquitous dominant peak at 24 hours, except in Fig. 3f, at 12 hours for both polarizations albeit with a very low S/N in RH. Due to the decrease of AKR activity observed after day 249, and the fact that emission was then detected by Cassini with very low S/N, we repeated the analysis of Figs. 3e,f over a restricted interval from day 237 to 249. The resulting power spectra in Figs. 3e,h reveal clear peaks at 24 and 12 hours (as well as their beating at 18 hours).

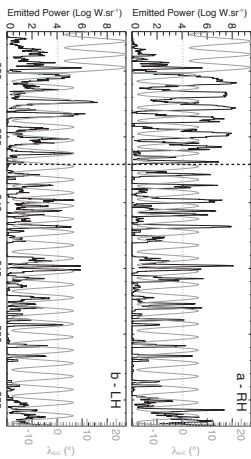
## 3. Interpretations

The decrease in AKR activity is probably related to the decrease in the solar wind pressure and/or  $B_z$  amplitude observed by Cassini after day 249. Note that the same harmonic analysis as above applied to solar wind parameters ( $B_z$ , density, velocity, pressure) does not reveal any modulation at 24 or 12 hours.

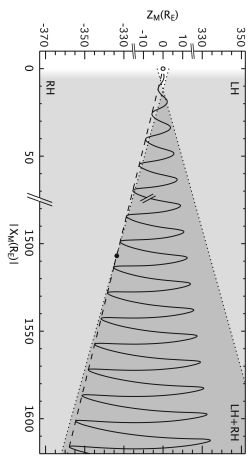


**Figure 2.** Fourier power spectra of RH and LH emission variations: (a,b) over the entire fly-by; (c,d) along the outboard leg prior to day 237; (e,f) after day 237; (g,h) between day 237 and day 249 (interval of strong AKR activity). Dashed lines indicate 12h and 24h periods. Pairs of spectra on each row are normalized to the strongest peak in RH spectrum. Horizontal scale is nonlinear (in  $1/f$ ), which causes 24h peaks to be inappropriately broader than 12h ones.

Figure 4 sketches the outboard Cassini trajectory relative to the regions of space illuminated by RH and/or LH AKR sources. First, the SIC travelled alternately in the “RH” and “LH+RH” regions. Then, beyond a certain distance, it remained within the “LH+RH” region. The former part of the trajectory is consistent with observation of anticorrelated RH and LH variations at 24 hours, due to the rocking of Earth’s magnetic field as seen from Cassini which favours alternatively the visibility of RH or LH emissions. The latter part of the trajectory is consistent with observation of correlated RH and LH variations. This is indeed what is observed on Fig. 2, with a transition between the two regimes on day 237, at an Earth-S/C distance  $R \sim 1500 R_E$ . The order of magnitude of  $R$  can be understood as follows: with a LH AKR source at a radial distance  $R_{LH}$  above the southern magnetic pole, a shadow zone of equatorial extent  $R_{ESZ}$  and an extremum value of  $|\lambda_{sc}|$  noted  $\lambda_{sc}$  (dashed line in Fig. 4), the transition should occur at  $R = R_{LH}/(R_{LH} \cos \lambda)/R_{ESZ} \sim \sin \lambda$ .  $R$  is very large when  $\lambda$  and arctan( $R_{LH}/R_{ESZ}$ ) have similar val-



**Figure 3.** Time series of RH and LH radiated powers, smoothed over 3 hours. The magnetic latitude of Cassini is superimposed (grey) line, identical in both panels. The dashed line at day 237 marks the transition from anticorrelated to correlated variations of RH and LH emissions.



**Figure 4.** Sketch of Cassini trajectory in magnetic coordinates in a meridional plane. The envelope of its southernmost excursion is represented by the dashed line. The Earth lies at (0,0). The equatorial AKR shadow zone is filled in white, regions illuminated by either RH or LH sources in light-grey, and the region illuminated by both sources in darker grey. The transition described in the text is represented by the black dot. Note that the precise location of the dotted-line boundaries are frequency dependent.

ues, which is the case here (e.g. with  $R_{LH} = 2.5 R_E$  and  $\lambda = 15^\circ$ ,  $R \sim 1500 R_E$  implies  $R_{ESZ} = 9.27 R_E$ , consistent with previous shadow zone observations (Gallagher and Ganett, 1979; Labbé et al., 1989)).

RPWS measures strongly circularly polarized emission only at times when this emission largely dominates that with opposite circular polarization. As the outboard leg of Cassini’s trajectory was generally best suited to the observation of RH emissions, the ubiquitous 24-hour modulation detected for these emissions (Fig. 3a,c,e,g) is not surprising. It may be due either to a true temporal modulation of RH AKR, or to an apparent modulation reflecting — via its geometrical visibility — the oscillation of  $\lambda_{sc}$ . Due to AKR sporadicity, part of RPWS/HFR measurements correspond to dominant LH polarization, but as LH emissions are generally

swamped in RH ones, their 24-hour modulation is less prominent. Moreover, the phase of this modulation changes at the transition on day 237, cancelling the peak at 24 hours when the entire fly-by is analyzed at once (Fig. 3b). However, this peak is clearly detected when intervals  $< 237$  and  $> 237$  are processed separately (Figs. 3a,b).

Finally, it is the observation of correlated 24-hour and 12-hour modulations of RH and LH emissions after day 237 which strongly suggests a physical origin beyond any visibility effect. We also note that short-term correlation of RH and LH emissions observed even before day 237 suggests that their sources are conjugate, possibly due to simultaneous particle precipitations in both hemispheres.

#### 4. Discussion

We have presented the first evidence of a diurnal modulation of the AKR emission. The reason why this clear modulation had not been previously observed — although it was anticipated — is probably due to the fact that, contrary to other planetary auroral radio emissions, AKR had not been observed so far with high S/N and polarization measurements along a steady, near-ecliptic fly-by trajectory. It has instead been observed by orbiting S/C under geomagnetic conditions for which prominent visibility variations induce the diurnal modulation. Due to the subsolar-driven nature of AKR, this modulation is presumably due to a stroke-light behaviour of the emission (waxing and waning at 24-hour and 12-hour periods) with a source fixed in LT, rather than being due to a search-light behaviour of corotating AKR sources.

The physical origin of the modulation is possibly related to the previously observed diurnal (and seasonal) modulations of auroral activity other than AKR, such as geomagnetic activity and substorm occurrence. Russell and McPherron [1973] suggest that the increased geomagnetic activity could result from increased efficiency of magnetic reconnection at the nose of the magnetopause (i.e. when the IMF projection on  $\vec{e}_{Sun}$  is extremum, Kuvshinov and Hughton [1990] propose that the diurnal oscillation of the hinge point of the magnetospheric tail controls the occurrence and magnitude of substorms (which are favoured by a large bending of the magnetotail). Kataoka et al. [1997] showed that AKR is strongly dependent on magnetosphere-ionosphere coupling. Newell et al. [2002] suggested that variations of the ionospheric conductivity (which follow a diurnal cycle in a corotating frame) could control variations of auroral and magnetospheric activity.

Due to the LT-dependent location of AKR sources, we suggest that ionospheric variations play a secondary role in the control of diurnal modulations of auroral activity and AKR. We favour variations of magnetic reconnection efficiency or the influence of magnetotail topology, which are indeed expected to be modulated by Earth’s rotation (and thus follow a diurnal and possibly a semi-diurnal cycle). Further study of AKR variations will be conducted using the Stereo S/C, providing two vantage points in the ecliptic plane with slowly varying LT. Using a single Stereo S/C, Pancheiko et al. [2008] recently confirmed our results by detecting a clear diurnal modulation

Cecconi, B., and P. Zarka, Direction finding and antenna calibration through analytical inversion of radio measurements performed using a system of 2 or 3 electric dipole antennas, *Radio Sci.*, 40, RS3003, 2005.

Gallagher, D. L., and D. A. Ganett, Auroral kilometric radiation - Time-averaged source location, *J. Geophys. Res.*, 84, 6501–6509, 1979.

Green, J. L., S. Boardman, L. Garcia, S. F. Fung, and B. W. Reinisch, Seasonal and solar cycle dynamics of the auroral kilometric radiation source region, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 109, 5223–4, doi:10.1029/2003JA010311, 2004.

Ganett, D. A., The earth as a radio source: terrestrial kilometric radiation, *J. Geophys. Res.*, 79, 4227, 1974.

Ganett, D. A., et al., The Cassini radio and Plasma wave science investigation, *Space Sci. Rev.*, 114(1–4), 395–463, 2004.

Hess, S. B., Cecconi, and P. Zarka, Modeling of 0-jupiter Decimeter Arcs, Emission Beaming and Energy Source, *Geophys. Res. Lett.*, p. In press, 2008.

Huff, R. L., W. Calvert, J. D. Craven, L. A. Frank, and D. A. Ganett, Mapping of auroral kilometric radiation sources to the aurora, *J. Geophys. Res.*, 92, 11 445–11 454, 1988.

Kaiser, M. L., J. K. Alexander, A. C. Riddle, J. B. Pearce, and J. W. Warwick, Direct measurements by Voyager 1 and 2 of the polarization of terrestrial kilometric radiation, *Geophys. Res. Lett.*, 5, 857–860, 1978.

Kuvshinov, M. G., and W. J. Hughes, On the threshold for triggering substorms, *Planet. Sp. Sci.*, 38, 211–220, 1990.

Kumamoto, A., T. Ono, M. Iizima, and H. Oyama, Seasonal and solar cycle variations of the vertical distribution of the occurrence probability of auroral kilometric radiation sources and of upwelling ion events, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 108, 10832–4, 2003.

Labbé, J., R. A. Treumann, M. H. Boehm, and K. Gewecke, Natural and man-made emissions at 1.05–6 MHz measured between 10 and 18 Re, *Radio Sci.*, 24, 725–737, 1989.

Lamy, L., P. Zarka, B. Cecconi, and R. Prangé, SKR statistical characteristics and average properties, *in press*, 2007.

Newell, P. T., T. Sotireis, J. P. Stora, C.-J. Meng, and W. Lyatsky, Ultraviolet insolation drives seasonal and diurnal space weather variations, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107(A10), 15–1–2002.

Pancheiko, M., M. L. Khodachenko, A. G. Kisilov, H. O. Rucker, J. Harnoz, M. L. Kaiser, P. Zarka, and L. Lamy, Daily variations of Auroral Kilometric Radiation observed by STEREO, *Geophys. Res. Lett.*, 2008.

Russell, C. T., and R. L. McPherron, The Magnetotail and Substorms, *Space Science Reviews*, 15, 205–4, 1973.

#### References

Alexander, J. K., and M. L. Kaiser, Terrestrial kilometric radiation, *J. Geophys. Res.*, 82, 98–104, 1977.

Berthelier, A., Influence of the polarity of the interplanetary magnetic field on the annual and the diurnal variations of magnetic activity, *J. Geophys. Res.*, 87, 4546–4552, 1976.

Zarka, P., Auroral radio emissions at the outer planets: Observations and theories, *J. Geophys. Res.*, 103, 20 159–20 194, 1998.

## **G.4 Daily variations of Auroral Kilometric Radiation observed by STEREO**

*Article paru dans la revue Geophysical Research Letter en mars 2009.*



Daily variations of auroral kilometric radiation observed by STEREO

M. Panchenko,<sup>1</sup> M. L. Khodachenko,<sup>1</sup> A. G. Kisilyakov,<sup>2</sup> H. O. Rucker,<sup>1</sup> J. Hansuz,<sup>3</sup> M. L. Kaiser,<sup>4</sup> S. D. Bale,<sup>5</sup> L. Lamy,<sup>6</sup> B. Cecconi,<sup>1</sup> P. Zarka,<sup>7</sup> and K. Goetz<sup>8</sup>

Received 16 December 2008; accepted 12 February 2009; published 24 March 2009.

[1] Daily variations of terrestrial auroral kilometric radiation (AKR) are considered; an effect that is detected in STEREO/WAVES data. It has been found that the intensities of the AKR emitted from Northern and Southern sources are modulated with a period of ~24 hours. The occurrence frequency of the AKR has been shown to be strongly dependent on the orientation of the rotating oblique magnetic dipole of the Earth relative to the Sun. AKR is found to occur more often and emit in a broader frequency range when the axis of the terrestrial magnetic dipole in the given hemisphere is oriented toward the nightside. We suggest that the observed ~24 h variations of AKR are connected with diurnal changes of the ambient plasma density in the auroral region. **Chaton:** Panchenko, M., et al. (2009), Daily variations of auroral kilometric radiation observed by STEREO, *Geophys. Res. Lett.*, 36, L06102, doi:10.1029/2008GL037042.

1. Introduction

[2] Auroral kilometric radiation (AKR) is a powerful and strongly variable electromagnetic emission radiated from the auroral regions of the Earth's magnetosphere at frequencies between 20 and 1000 kHz (detailed properties are reviewed by Kaiser et al. [1984]). In addition to the rapid intensity fluctuations, which are manifestations of the fast dynamic processes in the magnetosphere, long quasi-periodic variations have also been reported in the AKR spectra. There are several studies which report on the seasonal and solar cycle related variations of AKR intensity, its occurrence and frequency range [Kunimoto and Oya, 1998; Green et al., 2004; Kunimoto et al., 2003]. In particular, it has been found that AKR has a higher intensity, a broader frequency range, and occurs more often in the winter polar regions as well as during the maximum of the solar cycle. A statistical analysis of AKR measured by Interball-2/Polrad has also revealed the dependence of the altitudinal size and location of the AKR sources on the varying indices of geomagnetic activity [Mogil'skiy et al., 2005].

2. Observations and Data Analysis

[3] Solar-Terrestrial Relations Observatory (STEREO) consists of two identical spacecraft (STEREO-A and STEREO-B), launched on October 25, 2006. After the last swing-by maneuver (January 21, 2007), STEREO-B passed by the vicinity of the Earth, through the dusk side of the magnetosphere, in the direction from the dayside to the nightside (Figure 1). Such a favorable trajectory enabled long duration observations of AKR, whose sources are known to be located mostly in the dusk-night part of the magnetosphere. In our study we use the observations from the STEREO/WAVES (S/WAVES) experiment [Bouggeret et al., 2008]. The data were measured by the HFPI receiver (0.125–2 MHz), which provides spectral and cross-spectral power densities and makes possible the determinations of the radio wave polarization and direction-of-arrival.

[4] In this paper we present a new result regarding the analysis of the periodic modulations of AKR, observed by STEREO. Behind spacecraft (S/WAVES experiment). The specifics of observational conditions in this very case make it possible to relate the detected daily (~24 hour) modulations of AKR intensity, and frequency range of the emission, as well as the AKR occurrence frequency, with variation of the ambient plasma density due to the periodic change of the auroral region exposure to the Sun.

[5] With the distant location of the spacecraft relative to the Earth, the AKR sources from both hemispheres could be observed simultaneously and their position might be assumed to coincide with the Earth's center. Taking into account that AKR is circularly polarized [Panchenko et al., 2008, and references therein], the polarization measurements capability of the S/WAVES instrument has been used for the AKR identification and its subsequent separation between the emission radiated by Northern (right-hand polarization) and Southern sources (left-hand polarization). The Poynting flux and Stokes parameters of the analyzed AKR were derived from the same direction-finding algorithm as developed for the Cassini/RPWS [Cecconi and Zarba, 2005].

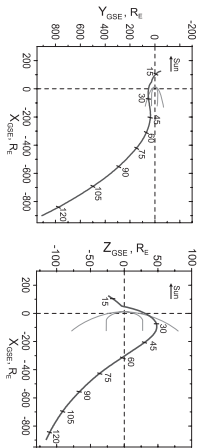


Figure 1. STEREO-B orbit in GSE coordinates. Ticks indicate the day of year, 2007.

[6] The analyzed data record covers a period between January 23, 2007 and May 1, 2007 when STEREO-B provided the best quality quasi-continuous observations of AKR. The corresponding AKR time profiles (for Northern and Southern sources) have been produced by integration of the radio emission over the frequency range from 125 to 700 kHz, where AKR occurs most frequently.

[7] The final data profiles were normalized to the intensity at a distance of 100 R<sub>E</sub>, and then treated to detect possible quasi-periodic variations. For this purpose, we used a combination of a "sliding window" Fourier (SWF) and nonlinear Wigner-Ville (WV) transform techniques [Sladkev et al., 2004; Khodachenko et al., 2006].

3. The 24 Hour Modulation of AKR Spectra

[8] Figures 2b and 2d show the intensity profiles of the AKR, emitted by Northern and Southern sources, respectively. Figures 2a and 2c represent the corresponding SWF dynamical spectra of AKR modulations, whereas Figures 2e and 2f show their time averaged profiles. The intense ~24 hour lines are easily seen in the SWF dynamical spectra of AKR modulation from both Northern and Southern hemispheres. The strength of the modulation lines correlates with AKR intensity. The spectral peak of the AKR

variations is determined at 0.0116 ± 0.0008 mHz (corresponding period 23.9 ± 1.7 h) and 0.0113 ± 0.0008 mHz (corresponding period 24.6 ± 1.9 h) for the radiation emitted from Northern and Southern AKR sources, respectively (Figures 2e and 2f).

[9] There are at least two possible explanations of the observed 24 h variations of the AKR. These may be related with specific geometrical configuration between AKR sources and the observer, or with the internal plasma processes in the AKR sources controlled by the Earth's rotation.

[10] In particular, the "geometrical" modulation mechanism consists in periodic occlusion of the AKR source observed by the remote spacecraft located close to the ecliptic plane. Since the axis of the terrestrial magnetic dipole does not coincide with the Earth's spin axis (tilt angle is ~10.3°, according to IGRF model for 2007) the plasma-sphere, dense and opaque for the kilometric radio emission, can occlude the AKR sources once a day (Figure 3a). This effect should be more prominent for the high frequency part of the AKR spectrum, i.e., for the sources located at lower altitudes. However, using a simple geometrical model of the AKR source visibility with a straight-line propagation of the radio emission, it can be shown that the plasma-sphere affects visibility of the AKR only at particular parts of the STEREO-B trajectory. In the model the sources of the AKR, observed at 700 kHz (the upper frequency of the analyzed radiation), are assumed to be on magnetic field line 21 h MLT at 70° inv-lat [Green et al., 1977], and the outer edge of the plasma-sphere is taken at L-shell 4. Figure 3b shows the 3D trajectory of STEREO-B in the solar magnetic coordinates, in which one cycle of a spiral corresponds to one day. The green line indicates the part of the STEREO-B trajectory where the plasma-sphere cannot occlude the AKR sources below 700 kHz.

[11] To exclude the shading effect of plasma-sphere, in the analysis below we used the data recorded only between January 23, 2007 and February 18, 2007 when STEREO-B was located at sufficiently high latitudes in the Northern hemisphere. We studied the AKR occurrence frequency as a

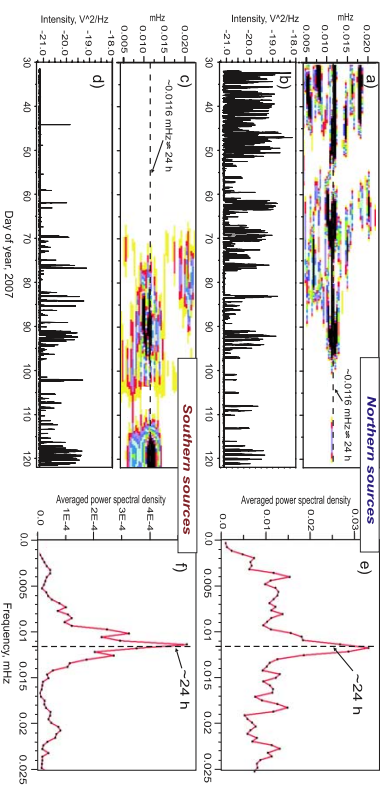
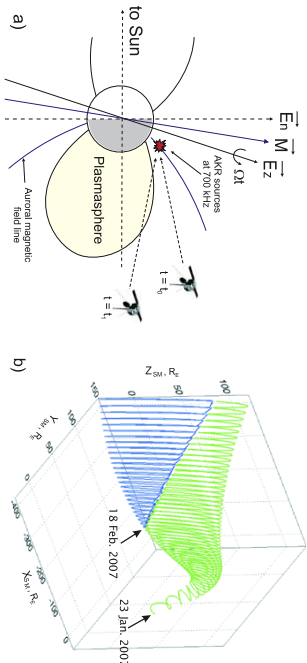


Figure 2. (a, c) SWF dynamical spectra of modulations. (b, d) Intensity profiles of AKR emitted by Northern and Southern sources. Black color in the modulation spectra means the highest values of the spectral density. (e, f) The time averaged profiles of the SWF dynamical spectra.

<sup>1</sup>Space Research Institute, Austrian Academy of Sciences, Graz, Austria.  
<sup>2</sup>Department of Radiophysics, Lobachevsky State University, Nizhny Novgorod, Russia.  
<sup>3</sup>Space Research Center PAS, Torun, Poland.  
<sup>4</sup>NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland, USA.  
<sup>5</sup>Space Sciences Laboratory, University of California, Berkeley, California, USA.  
<sup>6</sup>ESA, Observatoire de Paris, Meudon, France.  
<sup>7</sup>ESPA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris Diderot, Meudon, France.  
<sup>8</sup>School of Physics and Astronomy, University of Minnesota, Minneapolis, Minnesota, USA.

Copyright 2009 by the American Geophysical Union.  
 0094-6272/09/2008GL037042\$05.00



**Figure 3.** (a) Schematic view of AKR source visibility.  $\vec{E}_n$  is a normal to the ecliptic plane and  $\vec{M}$  is the axis of the terrestrial magnetic dipole, tilted by  $\approx 10^\circ$  from the Earth's rotation axis  $E_z$ . (b) 3D trajectory of the STEREO-B in the solar magnetic (SM) coordinates (terrestrial dipole axis is along Z). The green line is the part of the STEREO orbit where the plasmasphere cannot shade the AKR sources at frequencies 700 kHz. The blue line indicates the part of the trajectory when the AKR sources at 700 kHz are not visible due to plasmasphere occlusion.

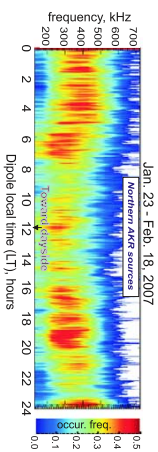
function of the frequency of the emission and the local time (LT) of the terrestrial magnetic dipole axis. The results in Figure 4 demonstrate the strong dependence of the AKR occurrence frequency on the orientation of the magnetic dipole with respect to the Sun. In particular, the Northern sources are more frequent when the magnetic dipole is tilted to the nightside (from 18 h LT to 8 h LT through 0 h LT). Another important feature seen in Figure 4 concerns daily variation of the AKR frequency range, which becomes narrower (upper frequency changes from  $>550$  kHz down to  $<400$  kHz) when the magnetic dipole is oriented toward the day/side. In view of these results we draw the general conclusion that, when in a course of a day the magnetic dipole is oriented in a given hemisphere toward the nightside (away from the Sun), the AKR generation is more efficient and covers a broader frequency range. The nature of this effect may be connected with the daily modulation of the ambient plasma density, caused by the varying solar illumination of the auroral ionosphere. The higher ionospheric densities in the more illuminated side may reduce the occurrence frequency of the AKR and the emission frequency range.

[13] The discussed daily variations of the AKR and its frequency range are very similar to seasonal (Green *et al.*, 2004) and solar cycle (Kumamoto *et al.*, 2003) variations of the AKR. According to Green *et al.* [2004], seasonal variations of the AKR are also related with the tilt of the terrestrial dipole relative to the Sun. The authors suggest that during the summer the lower edge of the AKR source cavity shifts to higher altitudes due to increased ionization of the auroral ionosphere illuminated by the Sun. This increases the local plasma frequency in the lower part of the auroral flux tubes and therefore affects the operation of the AKR electron-cyclotron maser (ECM). The solar cycle variations of AKR, reported by Kumamoto *et al.* [2003] and the measured increase of the ambient auroral plasma density (below 8000 km) during the solar maximum, may also be connected with the increased plasma up-welling from the ionosphere, caused by a higher solar EUV flux. Kumamoto *et al.* [2003] suggested that more dense ambient plasma

results in reduction of the field-aligned potential drops, important for the ECM operation, and may therefore be responsible for the observed decrease of occurrence probability of AKR during solar maximum.

[14] Besides of that, solar illumination influence on the ambient plasma density and specification of the plasma depletion in the auroral regions has been investigated. Ludsko *et al.* [2002] have found that polar plasma density is clearly higher in the dayside than in the nightside, and supposed that this is due to higher ionospheric refilling rates on the dayside. Janhunen *et al.* [2002] report that during the year the position of the auroral plasma depletion cavities, which are believed to be AKR sources, tends to move to higher altitude when the corresponding ionospheric footpoint is in sunlight.

[15] There are several studies which show that ionospheric conditions controlled by the sunlight may also affect acceleration of auroral particles responsible for the phenomenon of the discrete auroral arcs [Xerwell *et al.*, 1996; Morozka and Mikai, 2003]. The latter are known to be strongly correlated with AKR [e.g., Kaziser *et al.*, 1984]. In particular, Newell *et al.* [1996] have reported that electron acceleration events in the auroral region occur more frequently in darkness (lower plasma density) than sunlight. Morozka and Mikai [2003] have also shown that the auroral electron acceleration region moves to lower altitudes during winter, when the density of auroral ambient plasma is lower.



**Figure 4.** Normalized occurrence frequency and frequency range of the AKR emitted from the Northern hemispheres as functions of the local time of the axis of the magnetic dipole. Color indicates fraction of AKR occurrence frequency relative to all observations.

[16] Having in mind the ECM nature of the AKR, all these effects, i.e., dependences of the occurrence probability and position of auroral cavities, as well as the electron acceleration on solar illumination, one can expect periodic variations of the AKR occurrence frequency and the frequency range of the emission. These are clearly seen in the seasonal [Green *et al.*, 2004], solar cycle [Kumamoto *et al.*, 2003] and daily (Figure 4) variations of AKR spectra.

#### 4. Conclusions

[17] The variations of 24 h of the AKR occurrence frequency, intensity, and the frequency range of the emission, as reported in this paper have been shown to be connected with the changing orientation of the rotating terrestrial magnetic dipole relative to the Sun. The effect is caused by the varying solar illumination of the auroral ionosphere, which in turn produces daily variations of the auroral ambient plasma density. The detected daily variations of the AKR occurrence frequency and the emission frequency range look very similar to those observed on the annual (seasonal variations) and solar activity cycle time scales. It is reasonable to expect a similar physical mechanism for all these types of the AKR variations.

[18] Variations of the local plasma density, caused by the varying solar illumination of the auroral ionosphere may result in the periodic variation of the position and altitudinal size of the AKR source cavity as well as in the periodic variations of the field aligned potential drop, which is important for the generation of the AKR via the ECM process. The details of these processes require further clarification and are subject for further study.

[19] Connected with the terrestrial rotation, daily variations of the AKR can, in principle, originate also from the periodic nodding of the emission cone [Kaziser *et al.*, 1978] or of the narrow beaming pattern of the AKR [Mukai *et al.*, 2008] relative to a fixed remote observer. In this case variations of the emission spectra should be registered when the spacecraft is located near the edge of the emission cone (i.e., only at certain parts of the spacecraft trajectory). However, our analysis shows that the same kind of 24 h variations of the AKR takes place during the whole time interval of observation, and these variations do not depend on the mutual position of the spacecraft and AKR sources.

[20] **Acknowledgments.** The authors are grateful to the referees for their comments which significantly improved the manuscript. Thanks are due to the Plasma Physics Data Center team for providing the SWAVES data. This work was financed by the "Austrian Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung" (project P20680-N16), WTRZ-OAD Program "Austrian-Bussard" (project 18/2006) and the Ministry of Science and Higher Education in Poland (grant 4F12E 006 30).

#### References

Bogert, J. L., et al. (2008), SWAVES: The radio and plasma wave investigation on the STEREO mission, *Space Sci. Rev.*, **9**, 487, doi:10.1007/s12114.

Cecconi, B., and P. Zarka (2005), Direction finding and antenna calibration through analytical inversion of radio measurements performed using a system of two or three electric dipole antennas on a three-axis stabilized spacecraft, *Radio Sci.*, **40**, R3S303, doi:10.1029/2004RS003070.

Green, J. L., D. A. Garriot, and S. D. Shawhan (1977), The angular distribution of auroral kilometric radiation, *J. Geophys. Res.*, **82**, 1825.

Green, J. L., S. Boarden, L. Garcia, S. F. Fung, and B. W. Reinisch (2004), Seasonal and solar cycle dynamics of the auroral kilometric radiation source region, *J. Geophys. Res.*, **109**, A05223, doi:10.1029/2003JA010311.

Janhunen, P., A. Olsson, and H. Lankko (2002), Altitude dependence of plasma density in the auroral zone, *Ann. Geophys.*, **20**, 1743.

Kaiser, M. L., J. K. Alexander, A. C. Riddle, J. B. Pearce, and J. W. Warwick (1978), Direct measurements by Voyagers 1 and 2 of the polarization of terrestrial kilometric radiation, *Geophys. Res. Lett.*, **5**, 857.

Kaiser, M. L., M. D. Desch, W. S. Kurth, A. Leckrone, F. Genova, B. M. Pedersen, and D. R. Evans (1984), Saturn as a radio source, in *Saturn*, edited by T. Gehrels and M. Matthews, p. 378, Univ. of Ariz. Press, Tucson, Ariz.

Kudachenko, M. L., H. O. Rucker, A. G. Kisylkov, V. V. Zaitsev, and S. Uppu (2006), Microwave diagnostics of dynamic processes and oscillations in groups of solar coronal magnetic loops, *Space Sci. Rev.*, **122**, 137, doi:10.1007/s12114-006-0033-7.

Kumamoto, A., and H. Ogya (1998), Asymmetry of occurrence frequency and intensity of AKR between summer and winter, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 2569, doi:10.1029/98GL01715.

Kumamoto, A., T. Ono, M. Hozumi, and H. Ogya (2003), Seasonal and solar cycle variations of the vertical distribution of the occurrence probability of auroral kilometric radiation sources and of ionospheric ion events, *J. Geophys. Res.*, **108**(A1), 1032, doi:10.1029/2002JA009522.

Lankko, H., R. Pfeif, and P. Janhunen (2002), Polar observations of electron density distribution in the Earth's magnetosphere 2. Density profiles, *Ann. Geophys.*, **20**, 1725.

Mogil'skiy, M. M., I. L. Mossenko, and J. Hansz (2005), Spectral variations and long-period intensity variations of auroral kilometric radiation from INTERBALL-2 satellite measurements, *Astron. Lett.*, **31**, 422, doi:10.1134/1.1940115.

Morozka, M., and T. Mikai (2003), Density as a controlling factor for seasonal and altitudinal variations of the auroral particle acceleration region, *J. Geophys. Res.*, **108**(A7), 1306, doi:10.1029/2002JA009786.

Mukai, R. L., L. W. Christoper, and J. S. Pickett (2008), Cluster multi-spacecraft determination of AKR angular beaming, *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L07104, doi:10.1029/2008GL033377.

Newell, P. T., C.-I. Meng, and K. M. Lyons (1996), Suppression of discrete aurora by sunlight, *Nature*, **381**, 766.

Panchenko, M., J. Hansz, and H. O. Rucker (2008), Estimation of linear wave polarization of the auroral kilometric radiation, *Radio Sci.*, **43**, RS1006, doi:10.1029/2008RS003606.

Shkilev, E. I., A. G. Kisylkov, and S. Y. Lupov (2004), Methods for attenuation of the cross-modulation effects in the Wagner-Ville distribution, *Radiophys. Quantum Electron.*, **45**(1), 396.

S. D. Bale, Space Sciences Laboratory, University of California, Berkeley, CA 94720 USA.

B. Cecconi and I. Lamy, LESIA, Observatoire de Paris, 5, Place Jules Janssen, Meudon F92190, France.

K. Goetz, School of Physics and Astronomy, University of Minnesota, 116 Church Street SE, Minneapolis, MN 55455 USA.

J. Hansz, Space Research Center PAS, Gagarina 11, 87-100 Tomu, Poland.

M. L. Kaiser, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, USA.

M. L. Kudachenko, M. Panchenko, and H. O. Rucker, Space Research Institute, Austrian Academy of Sciences, Schmiedstrasse 6, A-8042 Graz, Austria. (mykukino.panchenko@oeaw.ac.at)

A. G. Kisylkov, Department of Radiophysics, Lobachevsky State University, Gagarin avenue 23, 603950, Nizhny Novgorod, Russia.

P. Zarka, LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPRC, Université Paris Diderot, 5, Place Jules Janssen, Meudon F-92190, France.

## **G.5 Relationship between solar wind corotating interaction region compressions and the phasing and intensity of Saturn kilometric radiation bursts**

*Article paru dans la revue Annales Geophysicae en novembre 2008.*

# Relationship between solar wind corotating interaction regions and the phasing and intensity of Saturn kilometric radiation bursts

S. V. Badman<sup>1</sup>, S. W. H. Cowley<sup>1</sup>, L. Lamy<sup>2</sup>, B. Cecconi<sup>2</sup>, and P. Zarka<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Department of Physics & Astronomy, University of Leicester, Leicester LE1 7RH, UK

<sup>2</sup>LESIA, Observatoire de Paris, Bâtiment 16, 5 Place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

Received: 24 April 2008 – Revised: 12 September 2008 – Accepted: 21 October 2008 – Published: 19 November 2008

**Abstract.** Voyager spacecraft measurements of Saturn kilometric radiation (SKR) identified two features of these radio emissions: that they pulse at a period close to the planetary rotation period, and that the emitted intensity is correlated with the solar wind dynamic pressure (Desch and Kaiser, 1981; Desch, 1982; Desch and Rucker, 1983). In this study the inter-relation between the intensity and the pulsing of the SKR is analysed using Cassini spacecraft measurements of the interplanetary medium and SKR over the interval encompassing Cassini's approach to Saturn, and the first extended orbit. Cassini Plasma Spectrometer ion data were only available for a subset of the dates of interest, so the interplanetary conditions were studied primarily using the near-continuously available magnetic field data, augmented by the ion moment data when available. Intense SKR bursts were identified when solar wind compressions arrived at Saturn. The intensity of subsequent emissions detected by Cassini during the compression intervals was variable, sometimes remaining intense for several planetary rotations, sometimes dimming and rarely disappearing. The timings of the initial intense SKR peaks were sometimes independent of the long-term pulsing behaviour identified in the SKR data. Overall, however, the pulsing of the SKR peaks during the disturbed intervals was not significantly altered relative to that during non-compression intervals.

**Keywords.** Magnetospheric physics (Planetary magnetospheres; Solar wind-magnetosphere interactions) – Solar physics, astrophysics, and astronomy (Radio emissions)

Correspondence to: S. V. Badman  
(svb4@ion.le.ac.uk)

Published by Copernicus Publications on behalf of the European Geosciences Union.

3642

S. V. Badman et al.: Solar wind compression effects on Saturn kilometric radiation bursts

looking for intensifications of the SKR power following arrival of a solar wind compression, any subsequent “drop-out” of the emission detected by Cassini, the phasing of the intensified or reduced emission peaks during the compression event, and the relative phasing and intensity of the emission peaks before and after the compression.

Cassini data from the magnetometer (MAG) (Dougherty et al., 2004), Cassini Plasma Spectrometer (CAPS) (Young et al., 2004) and Radio and Plasma Wave Science (RPWS) investigation (Gurnett et al., 2004) are presented to examine the interaction of compressions in the solar wind with the intensity and pulsing of the SKR emission. Data obtained during Cassini's approach to Saturn (October 2003–June 2004) and its first extended orbit following Saturn orbit insertion (SOI) (July–October 2004) were analysed. These were intervals when Cassini was measuring both the interplanetary conditions upstream of Saturn and SKR emissions from Saturn. Since CAPS solar wind ion data were only available for a subset of the dates of interest, the interplanetary conditions were studied primarily using the near-continuously available magnetic field data, augmented by the ion moment data when available. In the following sections details of the format of the Cassini data employed in this study, and the modelled drifting period of SKR bursts are given. Section 4 describes a selection of the CIR compression events in detail, then summarises the features of all events included in the study. Finally, some general conclusions are drawn about the effects of solar wind compressions on the power and modulation of the detected SKR.

## 2 Cassini measurements of SKR emissions and interplanetary magnetic field strength

The Cassini data used in this study are from late 2003 (day 344) until Cassini encountered Saturn's magnetosphere on day 179 of 2004, and then days 195–298 of 2004 when Cassini had exited Saturn's magnetosphere back into the solar wind. Ideally the solar wind dynamic pressure would be presented to compare with the Voyager results but this data is only available for a modest subset of the events studied here. However, due to the frozen-in nature of the solar wind flow, the interplanetary magnetic field (IMF) magnitude measured by Cassini MAG can be used as a proxy for the solar wind dynamic pressure. In general, a compression region in the solar wind will be observed as an increase in IMF magnitude, bounded by forward and reverse shocks (Smith and Wolfe, 1976; Gosling and Pizzo, 1999). As heliospheric current sheet (HCS) crossings usually occur within CIR compression regions in the solar wind, a reversal in the sense of the  $B_r$  interplanetary field component (RTN coordinates) can further be used to identify a CIR compression event (Gosling and Pizzo, 1999). (The RTN coordinate system is a right-handed spherical polar system referenced to the Sun's spin axis, with  $B_r$  directed radially outward from the Sun,  $B_r$  az-

imuthal in the direction of solar rotation, and  $B_\theta$  normal to the other two components, that is, positive northwards from the equatorial plane.) When solar wind dynamic pressure data were available from CAPS they also have been analysed and found to show an excellent correspondence with the signatures of compression regions identified in the IMF measurements. One example demonstrating this correspondence during the post-SOI interval will be presented in Sect. 4 below. Thirteen CIR compression events with good MAG and RPWS data coverage (including five with simultaneous solar wind density and velocity data from CAPS) were identified during the intervals of interest and will be described below.

The SKR data are presented in two forms in this study to help identify the features within it. The first is a colour-coded electric field spectrogram from the Cassini RPWS instrument, which shows the power in  $\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1}$  normalised to a distance of 1 AU in each frequency channel in the range 3.5 kHz to 1.5 MHz, at 3 min resolution. The SKR emitted power integrated over the SKR peak frequency band of 100–400 kHz is also shown. Both these data sets have been “cleaned” to remove non-SKR emissions (e.g. solar radio emissions and spacecraft noise, and the occurrence times corrected for the planet-spacercraft light travel time (Lamy et al., 2008). The SKR emitted power data are averaged over a time interval of approximately one twentieth of the radio rotation period to enable good resolution of the emission bursts. Due to the drifting period of the SKR we use two nominal SKR periods derived from Cassini data to determine the cadence of the averaged emitted power data, one pre-SOI and one post-SOI. The pre-SOI data uses a characteristic period of 10.7625 h (Gurnett et al., 2005), such that the data are 0.538125 h averages. The post-SOI data uses a characteristic period of 10.7811 h (Kurth et al., 2005b) i.e. the power data are 0.539056 h averages. We emphasise that these values determine only the cadence of the plotted data, the difference between them not being critical to the results presented. When considering the timing of the SKR pulses the full varying SKR period determined for this interval by Kurth et al. (2007) will be employed, as discussed in Sect. 3 below. In late 2003–2004 Saturn's Southern Hemisphere was tilted significantly towards the Sun. Most of the SKR emissions detected by Cassini, which was approaching close to the ecliptic plane, therefore originated in the Southern Hemisphere i.e. were left-hand (LH) circularly-polarized. The RH emissions at Cassini were very weak in comparison therefore the LH power was used as an approximation for the total SKR power detected by Cassini.

## 3 Drifting period of SKR emissions

One of the purposes of this study is to determine whether solar wind compressions significantly disrupt or shift the pulsing of the SKR peaks, therefore the expected times of the pulses based on their long-term behaviour must be known for

Ann. Geophys., 26, 3641–3651, 2008

www.ann-geophys.net/26/3641/2008/

comparison with those observed. Kurth et al. (2007) derived an expression for the variation of the SKR phase relative to a fixed period ( $T_0=0.4497$  d) by fitting a third order polynomial to Cassini measurements of the timing of the SKR peaks over the interval from 1 January 2004 to 28 August 2006. This phase drift as a function of time  $t$  in days since 1 January 2004 is given by

$$\Delta\Phi_{\text{SKR}}(t) = C_1 + C_2 t + C_3 t^2 + C_4 t^3, \quad (1)$$

where  $C_1=87.77(\pm 1.1)^\circ$ ,

$$C_2=-2.527(\pm 9.05 \times 10^{-2})^\circ \text{d}^{-1},$$

$$C_3=3.041 \times 10^{-3}(\pm 2.17 \times 10^{-4})^\circ \text{d}^{-2} \text{ and}$$

$$C_4=-7.913 \times 10^{-7}(\pm 1.47 \times 10^{-7})^\circ \text{d}^{-3}. \text{ This phase drift}$$

$\Delta\Phi_{\text{SKR}}$  is subtracted from that of the fixed period to give the phase of the SKR at any time:

$$\Phi_{\text{SKR}}(t) = \frac{360}{T_0} \times t - \Delta\Phi_{\text{SKR}}(t). \quad (2)$$

The drifting SKR period  $T_{\text{SKR}}$  is then given by:

$$T_{\text{SKR}}(t) = \frac{360}{d\Phi_{\text{SKR}}/dt} = \frac{360}{\left(\frac{360}{T_0} - (C_2 + 2C_3t + 3C_4t^2)\right)}. \quad (3)$$

These functions are defined such that when  $\Phi_{\text{SKR}}(t)=360n$ , where  $n$  is an integer, there should be a peak in the SKR emission. To locate the times of the expected SKR peaks we therefore set Eq. (2) equal to  $360n$ , incorporating Eq. (1), and solve for successive  $n$  to find a set of times  $t$ . The errors in the constants  $C_1$ ,  $C_2$ , etc. given above define the accuracy of the Kurth et al. (2007) polynomial fit to the measured SKR peaks, which corresponds to a maximum “error” in the SKR period of  $\pm 25$  s over the intervals studied here. However, the spread in the measured timings of the SKR peaks is actually significantly larger than this, as shown by Kurth et al. (2007) (see their Fig. 2), and is partially attributed to the broadness of the peaks of the SKR emission. Zarka et al. (2007) also showed there are in fact short-term variations ( $\pm 6$  min) in the SKR period during the intervals of interest, associated with the solar wind speed. In this study we therefore use the “expected” times of the peaks in SKR emission ( $t'$ ), as a guide to highlight any major systematic changes in the modulation of the SKR associated with solar wind compression events, on much larger scales than those identified by Zarka et al. (2007). In the next section examples of solar wind CIR events and the corresponding SKR detections are presented and discussed.

#### 4 Examples of solar wind compression events and the corresponding SKR detections

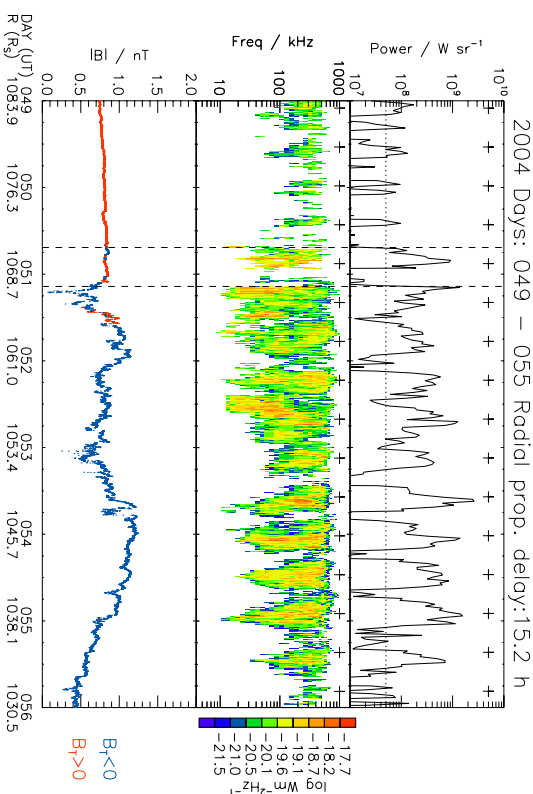
The sections below detail three solar wind compression events from 2004, each displaying different characteristics, and the varying responses in the SKR emissions detected by Cassini. In chronological order (as they will be discussed

below) these events are: 1) a HCS crossing identified by a reversal in IMF  $B_r$  without a large change in field magnitude; 2) a minor CIR compression region; 3) a major CIR compression bounded by both forward and reverse shocks. In each case the data from a few days either side of the compression are shown to illustrate the nature of the preceding and subsequent SKR bursts for comparison. CAPS ion data are only available for event 3. A summary of the features of all thirteen events is then discussed.

##### 4.1 Days 49–55 of 2004

The Cassini data acquired over days 49–55 (18–24 February) of 2004, when Cassini was at a radial distance from Saturn of more than  $1000 R_S$ , are shown in Fig. 1. The top panel shows the emitted SKR power corrected for radial distance in Watts per steradian, over the frequency range of 100–300 kHz. The crosses toward the top of the panel mark the timings of the expected SKR peaks according to the Kurth et al. (2007) algorithm described above. The middle panel of Fig. 1 is an electric field spectrogram, where the relative powers are colour-coded according to the colour bar on the right hand side of the figure, and plotted as a function of frequency and time. The crosses in the upper part of this panel show the expected timings of the SKR peaks as in the upper panel. The bottom panel shows the IMF magnitude  $|B|$  in nT, colour-coded according to the sense of IMF  $B_r$ , where blue represents  $B_r < 0$  and red represents  $B_r > 0$ , as indicated at the right hand side of the panel. The time axis is labelled at intervals of days, with Cassini’s radial distance from Saturn also labelled in units of Saturn radii (here  $1 R_S=60$  268 km). The time taken for the solar wind to propagate from the spacecraft to the planet, assuming purely radial motion and using a nominal solar wind speed of  $500 \text{ km s}^{-1}$ , is given at the top of the figure. The actual propagation delay is very uncertain (to many hours) due to possible non-radial propagation of the solar wind and variations in the flow speed (Cray et al., 2005). In the example shown in Fig. 1 the radial propagation delay is nominally  $\sim 15$  h, varying by  $\pm 0.5$  h over the interval due to Cassini’s motion towards Saturn, reducing to  $\sim 11$  h for propagation of phase fronts aligned along the Parker spiral direction. The IMF data plotted in the bottom panel is lagged by the radial propagation delay of  $\sim 15$  h to indicate how they may correspond to the detected SKR emissions. The vertical dashed lines identify selected SKR features and the corresponding lagged IMF data that will be discussed below.

The event shown in Fig. 1 began with “quiet” conditions on days 49–50 of 2004. Looking first at the lagged IMF data in the bottom panel, the field magnitude at this time was relatively constant at  $\sim 0.8$  nT, before reducing at  $\sim 02:00$  UT on day 51, then increasing to  $\sim 1.1$  nT  $\sim 10$  h later. This change in field magnitude was coincident with a reversal of the  $B_r$  component (positive to negative) indicating a HCS crossing. For the next three days the field remained



**Fig. 1.** SKR and IMF data from days 49–55 of 2004. The top panel shows 0.538125 h averages of the emitted power of the SKR integrated over 100–300 kHz. The crosses toward the top of the panel mark the expected times of the SKR peaks given by Kurth et al. (2007), as described in the text. The middle panel shows the SKR electric field power as a function of frequency and time, colour-coded according to the colour bar at the right hand side of the figure. The crosses on this panel represent the expected peaks of SKR emission, as in the top panel. The bottom panel is a plot of the interplanetary magnetic field strength in nT, colour coded by the sense of the RTN  $B_r$  component as indicated at the right hand side of the panel. The time axis of these plots is marked in units of days, with sub-divisions every 6 h. Also marked is the spacecraft range from Saturn in units of Saturn radii (where  $1 R_S=60$  268 km). At the top of the plot, an estimate of the solar wind propagation delay is marked, estimated assuming purely radial propagation and a constant solar wind speed of  $500 \text{ km s}^{-1}$ . The vertical dashed lines mark features described in the text.

disturbed, fluctuating on short timescales between  $\sim 0.5$  nT and  $\sim 1.2$  nT. At  $\sim 23:00$  UT on day 54 the field magnitude began a steady decline, reaching  $\sim 0.4$  nT at the end of day 55. We identify the HCS crossing and disturbed field on day 51 as the arrival of a minor compression region at Cassini, and now examine its effects on the SKR emissions detected.

The data in the upper two panels of Fig. 1 show that the SKR emissions have variable structure. For the purposes of describing the data in this section we define a burst of SKR as an interval of emission above  $5 \times 10^7 \text{ W sr}^{-1}$  (i.e. approximately twice the median value of  $2.7 \times 10^7 \text{ W sr}^{-1}$  determined by Lamy et al., 2008), marked in the top panel of Fig. 1 by the horizontal dotted line, and the burst peak as the local maximum in emission. Using these definitions we identify seven SKR bursts during days 49–50. The peaks occurred close to the “expected” times, indicated by the crosses in the upper two panels, except for the second burst on day 49, which occurred approximately half way between two expected peaks, and the brief fifth burst at the start of

day 50. The power of each of these peaks was  $\sim 10^8 \text{ W sr}^{-1}$  until the last ( $\sim 21:00$  UT on day 50) which reached a maximum power of  $\sim 10^9 \text{ W sr}^{-1}$ , i.e. an order of magnitude larger. The start of this burst is marked by the first vertical dashed line. This was followed by another SKR burst, indicated by the second vertical dashed line, which peaked just  $\sim 8$  h later, i.e. before the next expected time of a peak marked by the cross. The timing of this peak was  $\sim 16$  h out accounting for the propagation delay) after the IMF magnitude decreased, indicating the start of the field disturbance. Because this SKR burst began and peaked significantly before the expected time of the next regular pulsed emission we now it an “extra” burst, but note that it continued at lower powers for  $\sim 9$  h, encompassing the next expected peak time. This burst could mark the arrival of the disturbed interplanetary conditions at Saturn. However, the increased power of the previous burst suggests that perhaps the field disturbance arrived at this earlier time. It is not possible to confirm which of these is the initial response of the SKR however, because there was no sharp shock front in the field data

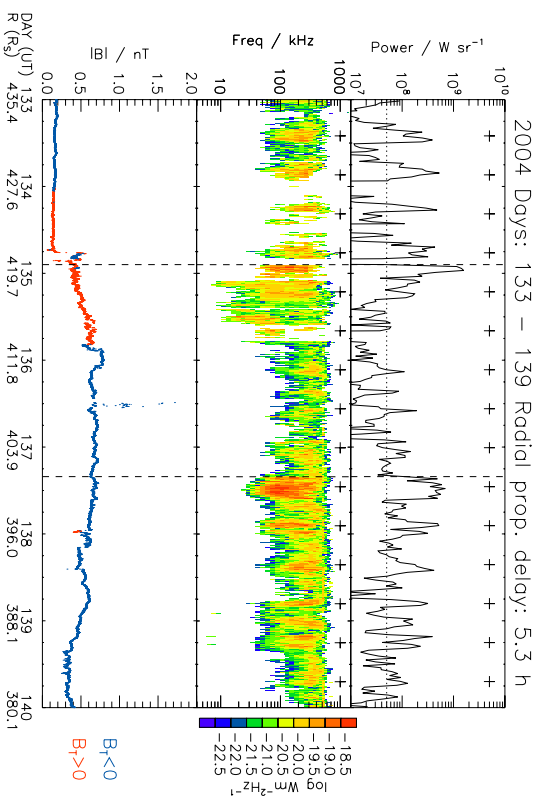


Fig. 2. SKR and IMF data from days 133–139 of 2004, in the same format as Fig. 1.

to identify the start of the compression, and there are significant uncertainties in the estimated propagation delay, as described above. Both of these bursts extend to lower frequencies than the preceding bursts ( $\sim 10$  kHz compared to  $50$ – $100$  kHz). This is a feature of SKR emission previously noted during a compression interval by Kurth et al. (20050). For the purposes of our analysis the second of these bursts was selected as the initial post-compression burst due to its correspondence with the IMF  $B_r$  reversal, and assuming an accurate propagation delay. Over the following four days there were several long-lived ( $>6$ h), intense SKR bursts, all at powers of  $\sim 10^8$   $\text{W sr}^{-1}$ . The final SKR burst shown on day 55, when the field strength was declining, had a lower power of  $\sim 10^8$   $\text{W sr}^{-1}$ , similar to that of the bursts before the field disturbance. These results are also listed in Table 1 (see event number 6), to be discussed in detail below. When constructing Table 1 only bursts which peaked closest to the expected times are included to enable analysis of any changes in the pulsing of the bursts. All other bursts were treated as “extra” emissions as explained above and will be described separately.

#### 4.2 Days 133–139 of 2004

The next event presented is from days 133–139 (12–18 May) 2004, when Cassini was at a radial distance of  $\sim 400$   $R_S$  from Saturn. The data from this interval are shown in Fig. 2 in the

same format as Fig. 1, and summarised in Table 1 under event number 9. The radial propagation delay between Cassini and Saturn is estimated to be  $\sim 5$  h, varying by  $\pm 0.4$  h over the interval due to Cassini’s motion toward Saturn. The magnetic field data in the figure clearly show a CIR forward shock at  $\sim 18:00$  UT on day 134, when the field strength increased from below  $0.2$  nT to  $\sim 0.5$  nT. The field remained elevated and disturbed for several days, only returning to “quiet” conditions on day 144, when the SKR had already returned to its pre-compression power and periodicity.

The SKR data plotted in the top two panels show seven bursts of SKR during the low field strength interval on days 133–134. The four most powerful bursts, each peaking at  $3$ – $5 \times 10^8$   $\text{W sr}^{-1}$ , peaked close to the expected timings marked by the crosses, while the shorter-duration, lower power spikes occurred in addition to the expected times, e.g.  $\sim 10:00$  UT on day 134. At  $\sim 21:00$  UT on day 134 an intense SKR burst was detected, reaching a peak of  $\sim 10^9$   $\text{W sr}^{-1}$ . This was  $\sim 4$  h after the solar wind shock was expected to arrive at Saturn by employing the  $\sim 5$  h propagation delay from the spacecraft to the planet (see the first vertical dashed line), and occurred in between the timings of the expected SKR peaks. A few hours after this initial intensification, and centred at the time of an expected SKR peak, two emission peaks were detected with reduced powers of  $\sim 2 \times 10^8$   $\text{W sr}^{-1}$ , which extended to low frequencies ( $\sim 10$  kHz). Over the next two days several bursts of SKR

Table 1. SKR observations relating to thirteen CIR compression events.

No	Days	$\Delta B_r$ [nT]	Percentage of SKR peaks with affected powers			Similar <sup>a</sup>	Ratio of powers across compression		Relative timing of bursts (%)		Initial SKR burst at “expected” time <sup>b</sup>
			Increased	Reduced	Similar <sup>a</sup>		Early	Late			
1	001–007	1.0	50	29	21	1.35	50	50	No		
2	015–022	0.2	7	86	7	0.96	43	57	No		
3	025–031	0.5	100	0	0	5.64	45	55	No		
4	036–042	0.3	0	100	0	0.29	69	31	Yes		
5	042–048	0.2	0	17	17	2.34	33	67	Yes		
6	049–055	0.5	42	58	0	1.5	25	75	No		
7	109–115	0.2	83	0	17	1.82	33	67	Yes		
8	119–125	–0.5	57	14	29	0.32	79	21	No		
9	133–139	0.4	64	64	9	3.6	45	55	No		
10	159–166	0.4	46	54	0	1.94	31	69	Yes		
11a	206–212	0.5	58	33	8	1.94	50	50	Yes		
11b	215–219	–1.1	69	23	8	0.38	37	69	Yes		
12	230–236	0.6	36	36	27	1.66	18	82	Yes		
13	258–264	0.2	62	23	15	4.05	15	85	No		

<sup>a</sup>  $\pm 3 \times 10^7$   $\text{W sr}^{-1}$

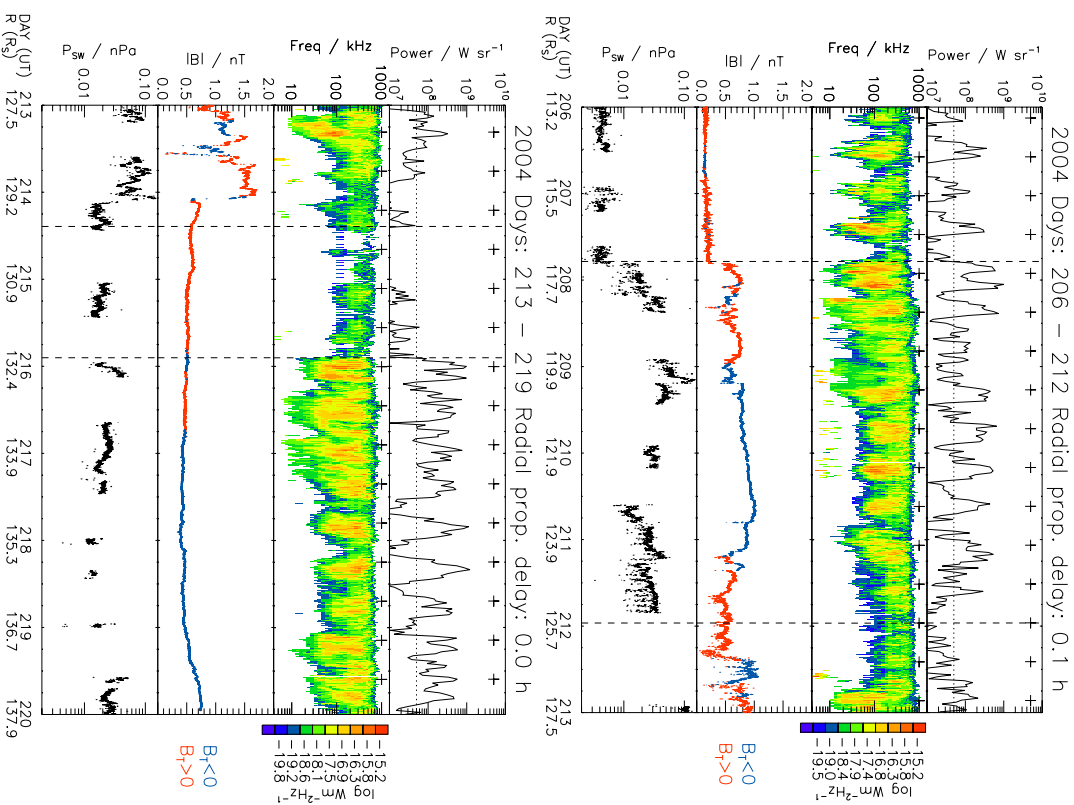
were detected but at relatively low powers (between  $\sim 2 \times 10^7$  and  $\sim 10^8$   $\text{W sr}^{-1}$ ). Between  $\sim 14:00$  UT and  $\sim 19:00$  UT on day 135 the RPPWS antennae were not appropriately orientated with respect to Saturn to reliably determine the wave properties. The SKR data including the burst peak identified during this time are therefore excluded from our analysis. Some of the low-power bursts identified on days 135–137 (disregarding the few-hour interval just mentioned) occurred at the expected timings but there were also peaks in between at the expected timings but there were also peaks in between these times e.g.  $\sim 08:00$  UT on day 136. During days 137 to 138 the SKR emission was intensified again, with a particularly powerful burst lasting from  $\sim 08:00$  UT to  $14:00$  UT on day 137, with a maximum power of  $\sim 6 \times 10^8$   $\text{W sr}^{-1}$ . This burst has no obvious trigger in the IMF data as indicated by the second vertical dashed line. The powers of the SKR bursts then decreased gradually for the rest of the interval to levels of  $\sim 10^8$   $\text{W sr}^{-1}$ . These emission bursts again peaked close to the expected timings, but with other lower power peaks in between.

#### 4.3 Days 206–219 of 2004

The final interval presented here includes days 206–219 (24 July–6 August) of 2004, after SOI when Cassini was travelling away from Saturn in the dawn sector, at distances of  $\sim 115$ – $140$   $R_S$  (see event number 11 in Table 1, to be discussed below). However, Cassini was travelling close to the dawn meridian so the displacement in the Sun-planet radial direction was very small, and hence the radial propagation delay was only a few minutes. The solar wind dynamic pressure values derived from the available CAPS ion data over this interval are plotted in the bottom panel of Fig. 3a and b. At the start of the interval, shown in Fig. 3a, the IMF magnitude was low and relatively constant at  $\sim 0.1$ – $0.2$  nT. At  $\sim 18:00$  UT on day 207 a CIR compression was encoun-

tered by Cassini causing an increase in the measured field strength to  $\sim 0.6$ – $0.8$  nT, marked on Fig. 3a by the first vertical dashed line. The field continued to be elevated and disturbed for the next six days, and the HCS was encountered several times. The solar wind dynamic pressure plotted in the bottom panel was similarly low at under  $0.01$  nPa at the start of the interval, increasing to  $\sim 0.02$  nPa at the time marked by the vertical dashed line (coincident with the increase in IMF magnitude) due to increases in both the plasma density and velocity, then remaining high and peaking in excess of  $0.1$  nPa over the next six days. At the start of day 214 (see Fig. 3b) there was an abrupt decrease in field strength from  $\sim 1.7$  nT to  $\sim 0.6$  nT, which we identify as the CIR reverse shock at the trailing boundary of the compression region. At this time the solar wind dynamic pressure also decreased from  $\sim 0.1$  nPa to  $\sim 0.02$  nPa, associated with a decrease in the density combined with an increase in the flow speed. After the shock the field magnitude remained approximately constant at  $\sim 0.5$  nT for over 5 days, until the end of the interval shown. Where available the dynamic pressure data were similarly elevated relative to the start of the interval at values of  $\sim 0.01$ – $0.05$  nPa, but lower than the peak compression values measured during days 208–214. We note that the excellent correspondence shown here between the IMF and solar wind data sets is typical for those dates when the CAPS plasma data were available for comparison.

Examining the SKR emissions plotted in the upper two panels of Fig. 3a and b at the start of the interval, there were seven emission peaks exceeding the  $5 \times 10^7$   $\text{W sr}^{-1}$  limit before the first vertical dashed line, which are grouped into four longer-duration ( $\sim 6$ – $8$  h) bursts. These bursts peaked at powers of  $\sim 1$ – $3 \times 10^8$   $\text{W sr}^{-1}$  up to  $\sim 2.5$  h before their expected timing in each case. Coincident with the detection of the solar wind shock at Cassini at  $\sim 18:00$  UT on day 207, there was a more powerful burst of SKR, in phase with the



**Fig. 3.** SKR and IMF data from (a) days 206–212, and (b) days 213–219 of 2004. The data in the top three panels are in the same format as Fig. 1. The SKR power data in the top panel are  $0.5390561h$  averages. The bottom panel shows the solar wind dynamic pressure in nPa calculated from CAPS ion measurements.

preceding bursts, peaking at  $\sim 6 \times 10^8 \text{ W sr}^{-1}$ . This was followed by two more powerful peaks just a few hours apart, then several low power ( $\sim 10^8 \text{ W sr}^{-1}$ ) bursts over the next two SKR cycles. The second of the intense peaks after the shock arrival was an “extra” peak occurring in between the expected timings of the SKR peaks, and only one of the subsequent low power bursts on day 208 was at the expected timing of a SKR peak ( $\sim 20:00 \text{ UT}$  on day 208). As in the two previous events, Cassini detected intensified emission around the time of the arrival of the compression, which included an “extra” peak not at the expected timing. In this example though, the successive emissions were less powerful than those preceding the compression. Over days 209–212 (i.e. after the two reduced power SKR cycles) a series of long-duration powerful bursts were detected, each with maximum powers of  $\sim 5 \times 10^8 \text{ W sr}^{-1}$ . There were emission peaks close to all expected times but also several extra peaks in between, usually at lower powers. Further low power ( $< 10^8 \text{ W sr}^{-1}$ ) emissions were then detected late on day 211 until mid day 212. Close to midnight on day 211 the SKR power was at a minimum of less than  $10^7 \text{ W sr}^{-1}$  (marked by the second vertical dashed line) which is a time when an emission peak was expected.

After these low power emissions, two more powerful lower frequency ( $\sim 2 \times 10^8 \text{ W sr}^{-1}$ ,  $\sim 10$ – $100 \text{ kHz}$ ) bursts were observed at  $\sim 20:00 \text{ UT}$  on day 212 (Fig. 3a) and  $\sim 06:00 \text{ UT}$  on day 213 (Fig. 3b). After  $\sim 20:00 \text{ UT}$  on day 213, just preceding the reverse shock encounter in the solar wind, the SKR emission was at very low power ( $< 5 \times 10^7 \text{ W sr}^{-1}$ ). The dynamic pressure decreased at this time, such that Saturn’s magnetosphere would have expanded. Out of the next four SKR peaks expected, only three very low power ( $< 10^8 \text{ W sr}^{-1}$ ) bursts were detected. Powerful SKR emissions reappeared at the end of day 215 coincident with an HCS encounter and increased plasma density, possibly indicating another smaller compression region. These powerful emissions continued, occasionally peaking at powers in excess of  $10^9 \text{ W sr}^{-1}$ , until the end of the interval shown on day 219. There were peaks in emissions close to the expected times, but also many extra peaks of similar powers in between.

#### 4.4 Summary of all events identified

Having described the SKR response to three different CIR compression events, these features are now summarised in Table 1 together with the results from all identified events. The three events discussed above are highlighted by italic text (numbers 6, 9 and 11). The first column lists the interval of days surrounding each compression that was studied. Next, the size of the initial solar wind  $\Delta|B|$  is given for comparison, where a negative value of  $\Delta|B|$  implies a reverse shock such as that identified on day 214 (Fig. 3b). The peak powers of the SKR emissions which occurred close to the expected peak times during the five days following the

predicted arrival of the shock at Saturn are compared to that of the last “undisturbed” peak, and then categorized as increased, decreased, or similar ( $\pm 3 \times 10^7 \text{ W sr}^{-1}$ ). Next, the ratio of the peak powers of the two bursts closest to the arrival of the compression (i.e. the last before and the first after) is listed for each event. The subsequent two columns list the proportion of bursts in the few-day post-compression interval that were detected early or late relative to the “expected” Kurth et al. (2007) timings. The maximum time difference allowed was 3h either side of the expected time, a value dictated by the quiet-time deviation of the SKR peak timings from the Kurth et al. (2007) fit, and encompassing the short-term fluctuations of the SKR period derived by Zarka et al. (2007). The final column in Table 1 identifies whether the first peak in SKR power following the arrival of the compression occurred close to the time of the next expected peak, or whether it was distinctly out of phase with the Kurth et al. (2007) pulsing.

Considering first the intensity of the SKR pulses there are three additional factors affecting the detection of emission at the spacecraft to take into account. The first of these is the variation of the SKR signal to noise ratio detected by Cassini as its distance from Saturn changed. This can be neglected in the present study because the power level we use to define a burst is considerably greater than the noise level for the entire interval studied. The second influencing factor is that the detected SKR properties can be affected by the configuration of the RPWS antenna (Cecconi and Zarka, 2005), however we have attempted to identify the affected times and disregard the data within. The final and potentially most significant factor for this study is that the SKR detection depends in the direction of emission from the source. This beaming effect is a possible explanation for “missed” bursts of SKR, as will be discussed below.

Referring to the events summarised in Table 1, the peak powers of the initial bursts immediately following the compressions were usually increased by factors of between 1.35 and 5.64, with an average of 2.6. Events 2 and 4 showed reduced powers after the compression because the previous burst was already significantly more powerful than those preceding it. These powerful earlier bursts could in fact be the intense compression response peaks, following the behaviour of the other events, if the propagation delay was overestimated by a few hours in each case. Unfortunately, as explained above, the propagation delay cannot be estimated any more accurately. The initial bursts following the reverse shocks (events 8 and 11b – see Fig. 3b for the latter) were reduced by factors of 0.32 and 0.38 respectively. An overall all positive correlation was identified between the change in IMF magnitude  $\Delta|B|$  and the ratio of the powers across the compression (correlation coefficient  $C=0.37$ ). Apart from the initial burst, the SKR peak powers were not affected by solar wind compressions in a consistent manner. The percentage of identified peak powers that were intensified or reduced relative to those before the compression ranged from

0 to 100%, implying that during one event all the observed bursts were intensified (event 3) and during another event all the burst powers were reduced (event 4, explained above). Much more commonly, a combination of intensified and reduced powers was observed. Similar proportions of intensified and reduced bursts were identified overall.

Considering now the timings at which the bursts occurred, we first mention the time delay between the arrival of the compression at Saturn and the time of the next SKR emission causing the SKR intensification. As already discussed there are large uncertainties in the solar wind propagation delay which make this calculation difficult. Even for the last three events included in this study, when Cassini was relatively close to Saturn such that the estimated propagation delay was an hour or less, there is a large variation in the times calculated: from less than 1 h to over 10 h until the start of the burst, with a mean of  $\sim 3$  h, and from 2 h to 11 h (mean value  $\sim 4$  h) until the peak in the emission. The variability of this result inhibits any insight into the SKR generation mechanisms. Looking now at the times, the emission peaks were observed relative to the “expected” times, a wide variation in behaviour was identified. During two events (numbers 1 and 11 – see Fig. 3a for the latter), equal numbers of early and late bursts were identified. In contrast, during event 8 79% of the bursts were early, and in event 13 85% were late. As mentioned above the time differences themselves varied from as short as just over one minute, up to nearly as long as the 3 h maximum set, i.e. a peak in SKR was usually detected within 3 h of the expected time. A more reliable determination of the changes in SKR pulsing could be made in the future by employing a model of both the long-term (Kurth et al., 2007) and short-term (Zarka et al., 2007) variations in SKR period. Overall, we can deduce, however, that the time differences of the post-compression bursts were not significantly different to those before the compression. In most cases some extra bursts of similar or lower powers were also detected, and these were also seen during the pre-compression intervals, e.g. the start of event 6, shown in Fig. 1. The first intense burst of SKR following the compression was observed as a distinct peak (i.e. more than 3 h before the next expected SKR peak) in five of the events identified, e.g. events 6 and 9 shown in Figs. 1 and 2.

## 5 Discussion and conclusions

It is evident from the descriptions above that a variety of features in the SKR data are detected following a solar wind disturbance. We now discuss common features from all the events included in this study, and suggest possible explanations for these observations. One recurrent feature in the SKR data is the initial high-power burst, usually peaking at  $\sim 10^7$  W sr $^{-1}$ , which occurred around the time of the arrival of the solar wind compression at the magnetosphere. (The

exact timing is approximate due to uncertainties in the propagation delay.) The timing of this burst is sometimes out of phase with the expected times of the SKR emission peaks to such an extent that it cannot be attributed to the intrinsic deviation of the bursts around the Kurth et al. (2007) fit. The opposite effect, i.e. a decrease in SKR emitted power, is observed after the two reverse shocks identified in the data. After the initial SKR burst, the behaviour of the SKR varied between events. In four of the events identified, the SKR pulses continued at high powers for several days (e.g. days 49–55, shown in Fig. 1). Conversely, during event 3 (25–31 January 2004, not shown here), very little SKR emission was detected by Cassini for  $\sim 18$  h shortly after the disturbance (Jackman et al., 2005). Also, very low levels of emission were detected for  $\sim 30$  h following the reverse shock on day 214 shown in Fig. 3b. Most commonly in the events studied, periods of both intense and weak SKR bursts (relative to those preceding the solar wind disturbance) were detected after solar wind compressions (e.g. days 133–139 shown in Fig. 2). In general, this study confirms that the emitted SKR power initially increased when the solar wind was compressed. In addition, this study presents two examples of a reduction in emitted SKR power when a reverse shock in the solar wind was encountered. After this initial post-compression or reverse shock burst, the behaviour is variable: sometimes intensified and sometimes reduced, with no obvious cause in the IMF data.

Now considering the modulation of the SKR bursts, we note that overall the SKR continues to pulse close to the expected times (with respect to the Kurth et al. (2007) drifting period) during and after the solar wind disturbances, when examined over timescales significantly longer than the few minute variations noted by Zarka et al. (2007), and allowing for a similar deviation in time to that observed during the non-compression intervals. There are two exceptions to this. First, the initial powerful SKR burst described above does not always fall coincident with a regular pulse of the SKR, e.g. on day 51 shown in Fig. 1. Also, there are the two occasions mentioned above where the SKR emission detected becomes very low. In these cases at least one SKR “beat” is skipped, but when the SKR pulses return, they are in phase with the Kurth et al. (2007) pulsing (see Fig. 3b). In addition to the regular pulsing of the SKR, there are numerous “extra” bursts at the same frequencies, of lesser or equal power, e.g. days 208–212 in Fig. 3a.

Since there is as yet no complete theory on how SKR is generated and controlled we do not attempt to give detailed physical reasons for the observed variations in the emitted power and phasing of the SKR. We can, however, suggest how our observations may relate to those presented in other studies. For example, Kurth et al. (2005a) noted that intense SKR bursts were coincident with enhanced UV auroral emissions during the January 2004 HST imaging campaign. Cowley et al. (2005) attributed these enhanced auroral emissions to large reconnection events in the magnetotail,

which enhance the associated field-aligned currents. Such enhanced currents are then a possible explanation for the intense bursts of SKR observed shortly after the arrival of a solar wind compression at Saturn’s magnetosphere. Similarly, any intense “extra” peaks of SKR over the next few days could be associated with further reconnection events, as described by Bunce et al. (2005), Jackman et al. (2005) and Mitchell et al. (2005). This is analogous to the behaviour of terrestrial auroral kilometric radiation, which is enhanced during reconnection events in the Earth’s magnetotail (e.g. Gurnett, 1974). The frequent detection of the “extra” bursts also affirms that parameters other than planetary rotation and the solar wind conditions could affect the occurrence of SKR bursts, e.g. the location of Saturn’s moons (Mententi et al., 2007) which appear to influence the occurrence of tail reconnection events (Russell et al., 2008).

Kurth et al. (2005a) discussed in depth event 3 mentioned above (25–31 January 2004, not shown here), when the SKR detections became very weak, and stated that although Cassini RPWS detected very little SKR emission, the Unified Radio and Plasma wave experiment onboard the *Ulysses* spacecraft did measure SKR at the expected time. They therefore attributed the lack of measurements by Cassini to the source beaming effect mentioned above. Once the source beaming phenomenon is satisfactorily understood and modelled, its effects can be systematically accounted for when studying SKR data series such as those included in this study.

To sum up our discussion of the SKR phasing, our analysis suggests that while the period of the SKR pulses is varying slowly over time (e.g. Galopeau and Lecacheux, 2000; Gurin et al., 2005; Kurth et al., 2007), solar wind compressions do not have a significant effect on the pulsing of the SKR over the few-day timescales considered here. In the vast majority of our observations there continue to be SKR emission peaks at the expected times, as well as additional bursts detected under compression and rarefaction conditions. While SKR bursts during the compression event are intensified or reduced relative to those before the event, they usually continue to pulse at the same period as the preceding ones. The pulsing of the bursts is therefore the same before and after the compression events.

In conclusion, we have presented thirteen examples of Cassini measurements of compressions in the solar wind, and the corresponding SKR emissions observed by the spacecraft. We have examined the relative intensities of the SKR bursts before, during, and after the solar wind disturbances, and also compared the timings of the observed pulses with those predicted using the Kurth et al. (2007) drifting SKR period. The behaviour of the SKR following the compressions was variable, however, we are able to draw some general conclusions from analysis of the thirteen events included in this study. Firstly we confirm that there was an overall positive correlation between the change in solar wind dynamic pressure (using  $\Delta P$  as a proxy) and the change in emitted SKR power, as identified in Voyager data (Desch,

1982; Desch and Rucker, 1983), with a correlation coefficient  $C=0.37$ . The timings of the initial SKR intensifications following the compressions can be independent of the long-term phasing of the SKR bursts, but during the disturbed interval the SKR continues to pulse close to the expected times, within the tens of minutes variations observed before the compressions. Distinct “extra” bursts of SKR emission were also detected both before and during the compressions. The intensity of the detected emissions during the disturbed intervals is variable, sometimes remaining intense for several days, sometimes reducing, and rarely disappearing. This result warrants further investigation in relation to theories on the origin of SKR, and demonstrates that the SKR emissions cannot be simply used as a diagnostic of the prevalent solar wind conditions (e.g. when Cassini is inside Saturn’s magnetosphere) as was suggested before Cassini SOI (e.g. Zarka and Kurth, 2005), without careful consideration of other influencing factors. This is in agreement with recent conclusions drawn by Rucker et al. (2008) following calculation of solar wind-SKR correlation coefficients. Our final conclusion is that, although variations in the SKR intensity are observed, in general the modulation of the SKR bursts over these few-day timescales was consistent before and after the solar wind CIR compressions.

**Acknowledgements.** We thank John Steinberg and the LANL CAPS team for providing the Cassini ion data from which the solar wind dynamic pressure values were calculated. We thank Chris Arridge (UCL/MSSL) for providing a description of the relevant CAPS/ELS data. Lead Co-I, Andrew Coates (UCL/MSSL). Work at Leicester was supported by STFC grant PP/E000983/1. SVB was also funded by an STFC studentship and SWHC by a Royal Society Leverhulme Trust Senior Research Fellowship.

Topical Editor I. A. Daglis thanks two anonymous referees for their help in evaluating this paper.

## References

- Bunce, E. J., Cowley, S. W. H., Wright, D. M., Coates, A. J., Dougherty, M. K., Krupp, N., Kurth, W. S., and Rymer, A. M.: In-situ observations of a solar wind compression-induced hot plasma injection in Saturn’s tail. *Geophys. Res. Lett.*, 32, L20S04, doi:10.1029/2005G1022888, 2005.
- Cecconi, B. and Zarka, P.: Direction finding and antenna calibration through artificial inversion of radio measurements performed using a system of two or three electric dipole antennas on a three-axis stabilized spacecraft. *Radio Sci.*, 40, R3S003, doi:10.1029/2004RS003070, 2005.
- Cowley, S. W. H., Badman, S. V., Bunce, E. J., Clarke, J. T., Gérard, J.-C., Grodent, D., Jackman, C. M., Milan, S. E., and Yeoman, T. K.: Reconnection in a rotation-dominated magnetosphere and its relation to Saturn’s auroral dynamics. *J. Geophys. Res.*, 110, A022201, doi:10.1029/2004JA010796, 2005.
- Cray, F. J., Clarke, J. T., Dougherty, M. K., Hamilton, P. G., Hansen, K. C., Steinberg, J. T., Barraclough, B. L., Coates, A. J., Gérard, J.-C., Grodent, D., Kurth, W. S., Mitchell, D. G., Rymer, A. M., and Young, D. T.: Solar wind dynamic pressure



- and electric field as the main factors controlling Saturn's auroras, *Nature*, 433, 720, doi:10.1038/nature03333, 2005.
- Desch, M. D.: Evidence for solar wind control of Saturn radio emission, *J. Geophys. Res.*, 87, 4549–4554, 1982.
- Desch, M. D. and Kaiser, M. L.: Voyager measurement of the rotation period of Saturn's magnetic field, *Geophys. Res. Lett.*, 8, 253–256, 1981.
- Desch, M. D. and Rucker, H. O.: The relationship between Saturn kilometric radiation and the solar wind, *J. Geophys. Res.*, 88, 8999–9006, 1983.
- Dougherty, M. K., Kellock, S., Southwood, D. J., Balogh, A., Smith, E. J., Tsurutani, B. T., Gerlach, B., Glassmeier, K.-H., Glavin, F., Russell, C. T., Erdos, G., Neubauer, F. M., and Cowley, S. W. H.: The Cassini magnetic field investigation, *Space Sci. Rev.*, 114, 331–383, 2004.
- Galopeau, P. H. M. and Lecacheux, A.: Variations of Saturn's radio rotation period at kilometre wavelengths, *J. Geophys. Res.*, 105, 13 089–13 102, 2000.
- Gosling, J. T. and Pizzo, V. J.: Formation and evolution of corotating interaction regions and their three dimensional structure, *Space Sci. Rev.*, 89, 21–52, 1999.
- Gurnett, D. A.: The earth as a radio source: terrestrial kilometric radiation, *J. Geophys. Res.*, 79, 4227–4238, 1974.
- Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Kirchner, D. L., Hospodarsky, G. B., Averkamp, T. F., Zarka, P., Lecacheux, A., Manning, R., Roux, A., Cann, P., Cornilleau-Wehlin, N., Galopeau, P., Meyer, A., Bostrom, R., Gustafsson, G., Wahlund, J.-E., Ahlen, L., Rucker, H. O., Ladretter, H. P., Machet, W., Woolfshroft, L. J. C., Alleyne, H., Kaiser, M. L., Desch, M. D., Farrell, W. M., Harvey, C. C., Louam, P., Kellogg, P. J., Goetz, K., and Pedersen, A.: The Cassini Radio and Plasma Wave Investigation, *Space Sci. Rev.*, 114, 395–463, 2004.
- Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Hospodarsky, G. B., Persoon, A., Averkamp, T. F., Cecconi, B., Lecacheux, A., Zarka, P., Cann, P., Cornilleau-Wehlin, N., Galopeau, P., Roux, A., Harvey, C., Louam, P., Bostrom, R., Gustafsson, G., Wahlund, J.-E., Desch, M. D., Farrell, W. M., Kaiser, M. L., Goetz, K., Kellogg, P. J., Fischer, G., Ladretter, H.-P., Rucker, H. O., Alleyne, H., and Pedersen, A.: Radio and plasma wave observations at Saturn from Cassini's approach and first orbit, *Science*, 307, 1255–1259, 2005.
- Jackman, C. M., Athlides, N., Bunce, E. J., Cecconi, B., Clarke, J. T., Cowley, S. W. H., Kurth, W. S., and Zarka, P.: Interplanetary conditions and magnetospheric dynamics during the Cassini orbit insertion fly-through of Saturn's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 110, A10212, doi:10.1029/2005JA011054, 2005.
- Kaiser, M. L., Desch, M. D., Warwick, J. W., and Pearce, J. B.: Voyager detection of non-thermal radio emission from Saturn, *Science*, 209, 1238–1240, 1980.
- Kurth, W. S., Gurnett, D. A., Clarke, J. T., Zarka, P., Desch, M. D., Kaiser, M. L., Cecconi, B., Lecacheux, A., Farrell, W. M., Galopeau, P., Gérard, J.-C., Grodent, D., Prangé, R., Dougherty, M. K., and Cray, F. J.: An Earth-like correspondence between Saturn's auroral features and radio emission, *Nature*, 433, 722–725, 2005.
- Kurth, W. S., Gurnett, D. A., Cecconi, B., Zarka, P., Lecacheux, A., Kaiser, M. L., Desch, M. D., Farrell, W. M., Galopeau, P., Louam, P., and Rucker, H. O.: Saturn's radio emissions, Magnetospheres of the Outer Planets 2005 Programme and Abstracts, p. 76, University of Leicester, Leicester, UK, 2005.
- Kurth, W. S., Lecacheux, A., Averkamp, T. F., Groene, J. B., and Gurnett, D. A.: A Saturnian longitude system based on a variable kilometric radiation period, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L02201, doi:10.1029/2006GL038336, 2007.
- Lamy, L., Zarka, P., Cecconi, B., Prangé, R., Kurth, W. S., and Gurnett, D. A.: Saturn Kilometric Radiation: average and statistical properties, *J. Geophys. Res.*, 113, A07201, doi:10.1029/2007JA012900, 2008.
- Menetti, J. D., Groene, J. B., Averkamp, T. F., Hospodarsky, G. B., Kurth, W. S., Gurnett, D. A., and Zarka, P.: Influence of Saturnian moons on Saturn kilometric radiation, *J. Geophys. Res.*, 112, A09211, doi:10.1029/2007JA012331, 2007.
- Mitchell, D. G., Brandt, P. C., Roedel, E. C., Dandouras, J., Krimglis, S. M., Maru, B. H., Parantides, C. P., Krupp, N., Hamilton, D. C., Kurth, W. S., Zarka, P., Dougherty, M. K., Bunce, E. J., and Shemansky, D. E.: Energetic ion acceleration in Saturn's magnetotail: Substorms on Saturn?, *Geophys. Res. Lett.*, 32(20), L20S01, doi:10.1029/2005GL022647, 2005.
- Rucker, H. O., Panchenko, M., Hansen, K. C., Tandbergshaus, U., Boudjada, M. Y., Kurth, W. S., Dougherty, M. K., Steinberg, J. T., Zarka, P., Galopeau, P. H. M., McComas, D. J., and Barrow, C. H.: Saturn Kilometric Radiation as a monitor for the solar wind?, *Adv. Space. Res.*, 42, 40–47, doi:10.1016/j.asr.2008.02.008, 2008.
- Russell, C. T., Jackman, C. M., Wei, H. Y., Bertucci, C., and Dougherty, M. K.: Titan's influence on Saturnian substorm occurrence, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L12105, doi:10.1029/2008GL034080, 2008.
- Smith, E. J. and Wolfe, J. H.: Observations of interaction regions and corotating shocks between one and five AU: Pioneer 10 and 11, *Geophys. Res. Lett.*, 3(3), 137–140, 1976.
- Wu, C. S. and Lee, L. C.: A theory of the terrestrial kilometric radiation, *Astrophys. J.*, 230, 621–626, 1979.
- Young, D. T., Berthelier, J. J., Banc, M., et al.: Cassini Plasma Spectrometer Investigation, *Space Sci. Rev.*, 114, 1–112, 2004.
- Zarka, P. and Kurth, W. S.: Radio wave emission from the outer planets before Cassini, *Space Sci. Rev.*, 116, 37–397, 2005.
- Zarka, P., Lamy, L., Cecconi, B., Prangé, R., and Rucker, H. O.: Modulation of Saturn's radio clock by solar wind speed, *Nature*, 450, 265–267, 2007.

## **G.6 The response of Jupiter's and Saturn's auroral activity to the solar wind**

*Article paru dans la revue Journal of Geophysical Research (Space Physics) en mai 2009.*

Response of Jupiter's and Saturn's auroral activity to the solar wind

J. T. Clarke,<sup>1</sup> J. Nichols,<sup>1</sup> J.-C. Gérard,<sup>2</sup> D. Grodent,<sup>2</sup> K. C. Hansen,<sup>3</sup> W. Kurth,<sup>4</sup> G. R. Gladstone,<sup>5</sup> J. Duval,<sup>1</sup> S. Wannawitichian,<sup>1</sup> E. Bunce,<sup>6</sup> S. W. H. Cowley,<sup>6</sup> F. Cray,<sup>5</sup> M. Dougherty,<sup>7</sup> L. Lamy,<sup>8</sup> D. Mitchell,<sup>9</sup> W. Pryor,<sup>10</sup> K. Rehnerford,<sup>5</sup> T. Stallard,<sup>6</sup> B. Zieger,<sup>3</sup> P. Zarka,<sup>8</sup> and B. Cecconi<sup>18</sup>

Received 21 August 2008; revised 6 February 2009; accepted 2 March 2009; published 19 May 2009.

[1] While the terrestrial aurora are known to be driven primarily by the interaction of the Earth's magnetosphere with the solar wind, there is considerable evidence that auroral emissions on Jupiter and Saturn are driven primarily by internal processes, with the main energy source being the planets' rapid rotation. Prior observations have suggested there might be some influence of the solar wind on Jupiter's aurora and indicated that auroral storms on Saturn can occur at times of solar wind pressure increases. To investigate in detail the dependence of auroral processes on solar wind conditions, a large campaign of observations of these planets has been undertaken using the Hubble Space Telescope, in association with measurements from planetary spacecraft and solar wind conditions both propagated from 1 AU and measured near each planet. The data indicate a brightening of both the auroral emissions and Saturn kilometric radiation at Saturn close in time to the arrival of solar wind shocks and pressure increases, consistent with a direct physical relationship between Saturnian auroral processes and solar wind conditions. At Jupiter the correlation is less strong, with increases in total auroral power seen near the arrival of solar wind forward shocks but little increase observed near reverse shocks. In addition, auroral dawn storms have been observed when there was little change in solar wind conditions. The data are consistent with some solar wind influence on some Jovian auroral processes, while the auroral activity also varies independently of the solar wind. This extensive data set will serve to constrain theoretical models for the interaction of the solar wind with the magnetospheres of Jupiter and Saturn.

Charon: Clarke, J. T., et al. (2009), Response of Jupiter's and Saturn's auroral activity to the solar wind, *J. Geophys. Res.*, 114, A05210, doi:10.1029/2008JA013694.

1. Introduction

[2] Each planet with a magnetic field and collisionally thick atmosphere displays auroral emissions, produced when charged particles, moving along field lines and accelerated to high energies, impact and excite atmospheric

atoms and molecules. The Earth's magnetosphere and auroral processes have been studied in detail for many years, with global auroral brightenings generally resulting from changes in the solar wind that disturb conditions within the magnetosphere.

[3] At Jupiter, Pioneer and Voyager spacecraft data established that the magnetosphere is filled with high-density plasma from volcanic activity at Io. Both observations of the auroral oval latitude compared with auroral emissions from the magnetic footprints of the satellites and theoretical modeling have demonstrated that the main auroral oval maps along the field to a distance about 20–30 Jovian radii (R<sub>J</sub>) in the middle magnetosphere far from the solar wind boundary [Clarke et al., 2004]. There is considerable evidence that Jupiter's main auroral oval is driven by outward drifting plasma falling behind corotation, resulting in large field-aligned currents and potentials. While there exists some evidence for a solar wind connection in non-thermal radio emissions [Barrow et al., 1986; Ladretter and Leblanc, 1989; Kaiser, 1993; Prangé et al., 1993; Zarka, 1998], this middle magnetospheric region far from the solar wind boundary has been proposed to be the main region controlling the auroral emissions [Hill, 2004].

[4] At Saturn, the physics of auroral processes is less well understood. Saturn's magnetospheric plasma content (mainly from the rings and icy moons) is much lower than Jupiter's, and the neutral content higher, but the distance to which plasma corotates with the magnetic field fills most of the magnetosphere, like Jupiter and unlike the Earth. Saturn's main auroral activity could be similar to Jupiter's, driven by currents from the enforcement of corotation of outward drifting plasma. Since no emissions have been detected from magnetic footprints of the satellites, there are no direct measurements from UV images of the distance to which the auroral oval maps. There is evidence from both Voyager and Cassini measurements of a Jupiter-like magnetodisc region in Saturn's magnetosphere [Comeney et al., 1983; Aridge et al., 2008], although it is relatively lower density and less stable than at Jupiter. There has been a theoretical prediction that the corotation enforcement currents would be insufficient at Saturn to produce bright auroral emission, and that the main auroral oval must then map close to the solar wind boundary [Cowley and Bunce, 2003; Cowley et al., 2003]. Recent measurements with the Cassini spacecraft flying through flux tubes with field-aligned currents lend support to the existence of auroral processes near the solar wind boundary [Bunce et al., 2008]. A centrifugal instability model has also been proposed for Saturn [Stiller et al., 2006], in which auroral brightenings occur during times of magnetospheric compressions due to instabilities in the outer magnetosphere near the outer boundary of the plasma sheet and ring current.

[5] In the case of the Earth's aurora, detailed ground-based and space-based data have shown that global auroral brightenings can be driven by both a southward turning of the interplanetary magnetic field (IMF) and a pressure pulse associated with a coronal mass ejection (CME) [Ephraïm et al., 1996; China et al., 2001]. At the Earth, the coupling between the magnetosphere and the solar wind is particularly strong. When the IMF is southward, magnetic reconnection on the dayside of the magnetosphere creates open flux, and the solar wind motion then drags these flux tubes antisunward. Energy is progressively accumulated in the magnetotail until the growth of an instability in the plasma sheet initiates another process of magnetic reconnection that closes magnetic flux in the tail and releases energy, giving rise to bright auroral emissions. These auroral storms generally begin near midnight, then extend both along the auroral oval and toward the pole. The cycle of ongoing opening and closing of magnetic flux was first proposed by Dungey [1961], and it is the underlying idea behind the current understanding of the substorm cycle and magnetospheric convection at the Earth [Iaksofin, 1964; McPherron, 1970; Sitceo and Huang, 1985; Cowley and Lockwood, 1992].

[6] A solar wind dynamic pressure increase, for example, from a CME, can also be efficient at triggering the formation of a magnetic X line in the tail, and the arrival of such a solar wind pressure increase can result in flux closure and enhanced auroral activity [Brittnacher et al., 2000; Boutoumidis et al., 2003; Meurant et al., 2004]. These auroral storms can appear as extended brightenings of the oval, generally starting near noon and extending to the nightside. It has also been shown that a dynamic pressure pulse can directly stimulate the formation of a neutral line

and flux closure in the Earth's magnetotail [Hilbert et al., 2006]. The changes in Jupiter's and Saturn's auroral emission power discussed below will be most directly comparable to these global changes in auroral activity at the Earth.

[7] Jupiter's and Saturn's magnetospheres are both much larger than the Earth's, and the time scales for disturbances in the solar wind to move from the bow shock past the planet are hours, compared with minutes at the Earth. This longer time scale should correspondingly affect the nature of both internal dynamics and the interaction with the solar wind. At Jupiter, the dense outward drifting plasma reaches a distance where corotation with the magnetic field can no longer be enforced, leading to strong currents in and out of the polar ionosphere and bright auroral emissions [Hill, 2001; Cowley and Bunce, 2001; Southwood and Kivelson, 2001]. Jupiter's total auroral power is more constant than the Earth's, consistent with the steady source of plasma and much larger size of the magnetosphere. Earlier observations of Jupiter's aurora have shown that a factor of 2 change in the total auroral power is a large deviation from the norm [Skinner et al., 1984; Thengood et al., 1992; Prangé et al., 2001]. The overall brightness of the main oval has also been observed to vary from hour to hour, while generally stable in brightness on time scales of tens of minutes [Grodent et al., 2003a].

[8] There have been a number of reports that Jupiter's auroral emissions may be correlated with solar wind conditions. Observations of Jupiter's near-IR auroral emissions have been compared with solar wind pressure values measured by the *Ulysses* spacecraft, and a correlation reported between the log of changes in solar wind pressure and total IR auroral power since the prior IR observation [Baron et al., 1996]. These authors proposed that their result supported the "magnetic pumping" hypothesis [Goertz, 1978], a process by which charged particles are collectively energized by fluctuations of the magnetic field. A single solar wind event traced from 1 AU has been proposed to correspond to auroral brightenings at both Jupiter and Saturn, within a large uncertainty in the arrival time at the planets and limited coverage of the auroral activity [Prangé et al., 2004]. Evidence exists from two events recorded at the time of the Cassini spacecraft flyby (late 2000 to early 2001) that Jupiter's auroral emissions may brighten at times of solar wind disturbances [Gurnett et al., 2002; Pryor et al., 2005; Nichols et al., 2007], but the data were insufficient to establish the repeatability or the physical nature of the correlation. The observed brightening of the aurora at a time of solar wind pressure increase is opposite to the initial prediction based on the corotation enforcement current system. Increased pressure would reduce the outflow rate of magnetospheric plasma, resulting in weaker currents to enforce corotation and correspondingly fainter auroral emissions [Southwood and Kivelson, 2001]. It has since been proposed that an auroral brightening could follow a large solar wind compression by the *Poynting* effect in the ionosphere (T. Hill and D. Gong. Variations of solar and Saturnian auroras induced by changes of solar wind dynamic pressure, paper presented at Magnetospheres of the Outer Planets 2005, University of Leicester, Leicester, U. K.). In addition, a simulation of the effects of large solar wind compressions and relaxations on Jupiter's magnetosphere has indicated that a transient brightening of the

A05210

CLARKE ET AL.: JUPITER'S AND SATURN'S AURORAL ACTIVITY

A05210

<sup>1</sup>Center for Space Physics, Boston University, Boston, Massachusetts, USA.  
<sup>2</sup>IPAP, Université de Liège, Liège, Belgium.  
<sup>3</sup>AOSS Department, University of Michigan, Ann Arbor, Michigan, USA.  
<sup>4</sup>Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, Iowa, USA.  
<sup>5</sup>Southwest Research Institute, San Antonio, Texas, USA.  
<sup>6</sup>Department of Physics and Astronomy, University of Leicester, Leicester, UK.  
<sup>7</sup>Blackett Laboratory, Imperial College, London, UK.  
<sup>8</sup>ESPA, Observatoire de Paris, UPR/CNRS, Université Paris Diderot, Meudon, France.  
<sup>9</sup>Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory, Laurel, Maryland, USA.  
<sup>10</sup>Department of Science, Central Arizona College, Coolidge, Arizona, USA.

A05210

1 of 20

2 of 20

aurora would be expected, at slightly different latitudes depending on the region of enhanced currents, by the same principle of differential rotation rates of the plasma and field [Cowley *et al.*, 2007]. The regions of brightening and the time scales from the campaign reported here can be compared with these theoretical predictions.

[9] While the preceding discussion referred to the total auroral power, Jupiter's aurora have also shown more localized brightenings, likely reflecting different processes in different regions of the magnetosphere. "Polar flares" [Witte *et al.*, 2001; Gladstone *et al.*, 2002] frequently appear poleward of the main oval near 180° system III longitude, rising to peak brightnesses of tens of MkyBejls in tens of seconds and fading to background over a few minutes. It has been proposed that these events map to the dayside boundary with the solar wind [Witte *et al.*, 2001]. Less often, longer lasting brightenings appear along the main oval at local dawn [Ballester *et al.*, 1996; Clarke *et al.*, 1998; Grodent *et al.*, 2003b; Gustin *et al.*, 2006]. These "dawn storms" brighten over tens of minutes to peak values of several MRayleighs, remain at local dawn while other features in the main oval rotate with the planet, and last a few hours while typically spreading in longitude. These events are not understood, since they occur along the main oval mapping to the middle magnetosphere, yet remain at local dawn implying influence from the solar wind.

[10] Voyager 1 observed Saturn's UV auroral emissions and radiofrequency radiation at Saturn Kilometric wave-lengths (SKR) during its 1980 flyby. UVS observations over several hours during a prenoon-counter north/south map showed a factor of 5 increase in auroral emission with a peak 1–2 h, or 50° in longitude, before the maximum probability for detection of SKR [Sandel and Broadfoot, 1981]. The SKR was known to be modulated with a period close to that of the planet rotation, with SKR sources restricted to a broad local time range in the morning sector [Gurnett *et al.*, 1981a; Horvick *et al.*, 1981; Kaiser *et al.*, 1981]. The SKR was reported to statistically be most intense when longitude  $\lambda_{\text{SIS}} = 110^\circ$  was directed toward the Sun, implying an asymmetry in the excitation or beam-ing process and interaction with the solar flux or solar wind. Observations of Saturn's aurora in January 2004 when the Cassini spacecraft was 30–33  $\times 10^6$  km upstream from Saturn showed that the auroral emissions clearly brightened at the time of a large solar wind pressure increase [Clarke *et al.*, 2005; Cray *et al.*, 2005]. For this event, the solar wind pressure, velocity, and IMF were measured by Cassini approaching Saturn. The dawn side auroral emissions brightened the most, filling the polar cap, and the main oval radius decreased in proportion to the emission brightness. The SKR power measured by the Cassini RPWS instrument [Gurnett *et al.*, 2004] also increased in intensity during this event [Karrh *et al.*, 2005] after correcting for the rotational modulation. An independent analysis of SKR intensity over the six months leading up to Cassini's arrival at Saturn has found that it is positively correlated with solar wind pressure [Ratzer *et al.*, 2008]. The HST event in January 2004 appeared correlated with the dynamic pressure of the solar wind, not the direction of the IMF (as dominates at the Earth), suggesting a different kind of interaction with the solar wind [Clarke *et al.*, 2005; Cray *et al.*, 2005]. The local IMF direction was known from

Cassini measurements, and owing to the large tilt of Saturn the IMF was not closely aligned with the magnetic axis over this period [Crary *et al.*, 2005]. It has been proposed that the auroral brightenings are related to the rapid closure of open tail flux induced by compression of the magnetosphere [Cowley *et al.*, 2005; Badman *et al.*, 2005]. Finally, an analysis of observations of ionospheric motions measured from thermal IR H<sub>2</sub> auroral emissions indicates that Saturn's main emissions are consistent with expected subcorotational motions at the solar wind boundary, rather than near-corotation associated with plasma closer to the planet [Sjalland *et al.*, 2007].

[11] It is clear that a more comprehensive data set would be required to establish the physical relationship between the solar wind and giant planet auroral emissions. Toward this goal, a large program of Hubble Space Telescope (HST) observations was scheduled, along with coordinated measurements from the New Horizons spacecraft as it flew past Jupiter and the Cassini spacecraft orbiting Saturn. In addition, solar wind conditions at the planets were estimated by propagation from near-Earth measurements. This paper presents the HST data during the 4 campaigns, with an initial discussion of the correlations of auroral activity at Jupiter and Saturn with propagated and measured solar wind conditions.

## 2. Data

[12] UV images of Jupiter and Saturn were obtained using the Solar Blind Channel (SBC) of the HST Advanced Camera for Surveys (ACS). The observations were concentrated in four campaigns of daily observations: one in January–February 2007 and one in February 2008 when Saturn was close to opposition, one in February–March 2007 during the New Horizons encounter with Jupiter, and one in May–June 2007 close to Jupiter opposition. Following an instrument safe-mode event on day of year (DOY) 27 in 2007, the first Saturn campaign was interrupted, and restarted on DOY 40–42 with UV images from the Wide Field Planetary Camera 2 (WFPC2) at an order of magnitude lower sensitivity. These auroral power measurements have larger error bars than the ACS data, reflecting mainly a systematic uncertainty in the zero level of emission. The sub-Earth latitude on Saturn was  $-13^\circ$  and  $-8^\circ$  during the first and second Saturn campaigns, affording a good view of the complete southern auroral oval but a poor view of the north. Retrieved solar emissions from the discs of both planets were modeled and subtracted, then the total auroral emission was measured and converted to input power. The auroral power can be related to the total power in the incident precipitating charged particles by comparison with a detailed model [Grodent *et al.*, 2001], by assuming a 10% efficiency for the production of UV emissions (multiply P<sub>UV</sub> by ten for total input power). Observations of Jupiter alternated between the northern and southern poles, since Jupiter's magnetic poles and auroral ovals are offset and rotate in and out of the field of view from the Earth. A geometric correction factor has been applied to obtain the total auroral power, based on simulations of this observing geometry for an average auroral oval emission distribution, after disc modeling and subtraction were applied. Details of the observations and data reduction are given in Appendix A.

[13] A one-dimensional magnetohydrodynamic (MHD) model has been used to propagate solar wind measurements made near the Earth to conditions near Jupiter and Saturn [Hanson *et al.*, 2004a, 2004b; Zieger and Hansen, 2008]. The model has high radial resolution and assumes spherical symmetry of the solar corona and solar wind. To determine the uncertainties in the propagation, an extensive validation has been carried out using ISEE3 spacecraft data propagated to Pioneer 10 and 11 and Voyagers 1 and 2 and ACE spacecraft data propagated to Ulysses near both Jupiter and Saturn [Zieger and Hansen, 2008]. These comparisons spanned heliocentric radii from Jupiter to Saturn and included cases near both solar minimum and solar maximum. The solar corona normally displays a well-oriented rigidly rotating sector structure at large distances during solar minimum conditions, which increases the accuracy of the extrapolation and is therefore optimal for the HST campaign. The validation study (details are given in Appendix A) showed that the propagation is most accurate near the time when the Sun-spacecraft-planet angle is small, i.e., they are in a line. Because of the 1-D nature of the propagation, the velocity is the most accurately modeled quantity, followed by the density and IMF magnitude (including the magnetic sector boundaries), while the normal component of the IMF is relatively poorly constrained. Since the velocity and density are accurately modeled, they can be used to study the correlation between solar wind pressure and planetary auroral power.

[14] By analogy to the Earth, it would be helpful to study the relationship between auroral power and the IMF strength and direction, which can be combined to estimate the dayside reconnection rate. The dayside reconnection rate can be estimated using the expression:

$$\Phi_R = vB_{\perp} L \cos^2 \left( \frac{\theta}{2} \right), \quad (1)$$

where  $\Phi_R$  is the reconnection voltage (equal to the flux transfer rate from the dayside to the tail),  $v$  is the solar wind speed,  $B_{\perp}$  the perpendicular field strength,  $L$  a length that can reasonably be taken as some fraction of the size of the magnetosphere (modulated by the solar wind dynamic pressure), and the cosine function gives the dependence on the direction of the IMF,  $\theta$  being the "clock" angle about the planetary magnetic axis [Badman *et al.*, 2005; Nichols *et al.*, 2007]. Since the IMF component  $B_N$  is poorly constrained by the propagation (as shown in Appendix A) the angle  $\theta$  is poorly known, and we have thus concentrated in this paper on the solar wind pressure.

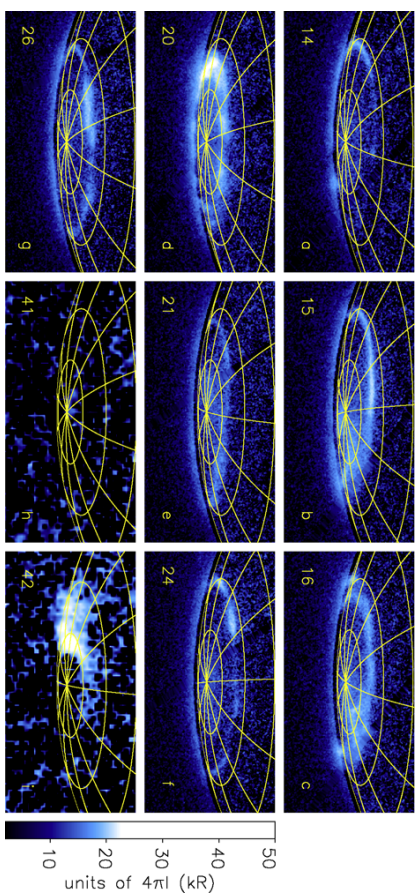
[15] It should be noted, however, that shock fronts in the solar wind at large distances from the Sun are normally accompanied by a pronounced increase in the magnitude of the IMF, and often by a polarity reversal of the IMF [Zieger and Hansen, 2008]. To this extent some conclusions may be drawn from the propagated solar wind data about IMF conditions at each planet. While it is possible that intervals of northward and southward field will influence reconnection rates and maybe "cusp" auroral output, it should be recognized that in general the directions of the field  $N$  and  $S$  are usually rapidly fluctuating in time scales of tens of minutes, particularly in the strong postshock compression regions. These time scales are generally shorter than the

time scale for the solar wind to flow around the giant planet magnetospheres, and certainly short compared with the times scales of days required to significantly pump up the tail with open flux. One could in principle take advantage of the long time scales for solar wind flow around these planets to take a time average to improve the knowledge of  $B_N$  and  $\theta$ . One could then determine the accuracy of these time average values in the propagation by the method in [Zieger and Hansen, 2008], and the resulting reconnection rate for comparison with auroral power. This study remains for future work.

[16] Within 50 days of the Sun-Earth-planet alignment, the model predicts arrival times of solar wind shock events within  $\pm 15$  h accuracy (a one standard deviation estimate [Zieger and Hansen, 2008]). This applies to both sets of Saturn observations reported here and to the second set of Jupiter observations. The first set of Jupiter observations, corresponding to the New Horizons flyby, is as much as 100 days before alignment and the accuracy for this period is lower, closer to  $\pm 24$  h. New Horizons (NH) measurements of the solar wind approaching Jupiter permitted us to fix the time scale for the arrival of solar wind events up to DOY 56, after which NH was in the magnetosphere and unable to detect the solar wind. The passage of Cassini into the solar wind on DOY 38 in 2008 similarly allowed us to correct the arrival times of that disturbance at Saturn. These two solar wind data sets were shifted by a constant in time based on the single measured arrival times of large events in the solar wind, and the uncertainty in timing may therefore be larger as the time from these events increases.

## 3. Saturn's Auroral Activity

[17] Data from the Saturn auroral images are given in Figures 1–4, with auroral images in Figures 1 and 3, summarizing the nature of the auroral activity during the January–February 2007 and February 2008 campaigns. The main oval changed in brightness and shifted in latitude, and isolated bright emission regions appeared and disappeared in less than a planet rotation period, similar to past behavior [Truong *et al.*, 1998; Gérard *et al.*, 2004; Clarke *et al.*, 2005; Cray *et al.*, 2005; Gérard *et al.*, 2006]. Measurements of total auroral power and oval outer radius are compared with SKR power and propagated solar wind velocity and dynamic pressure in Figures 2 and 4. For both Jupiter and Saturn, solar wind forward shocks (indicated by vertical shaded regions) have been identified by the arrival time of a sharp velocity increase accompanied by a pressure increase. In the 2007 solar wind data, the propagated pressure increase sometimes did (DOY 14–15) and sometimes did not (DOY 42) lag the velocity increase. It should be pointed out that the DOY 14–15 event does not clearly fit our definition of a forward shock, owing to the short pressure increase on DOY 14. It is clear that the general DOY 14–15 event coincided within the uncertainty with increases in both UV auroral power and SKR emission, which persisted for nearly a week, and the UV oval radius generally decreased during this period. The auroral and SKR emissions returned to a more normal level after DOY 20, on which there was a dawn side brightening of the auroral emissions. This could be analogous to the dawn storms on Jupiter, which have been reported before for



**Figure 1.** Sample UV images of Saturn's south pole in January–February 2007 with quiet and disturbed conditions. The left-hand number is day of year in 2007, and the part label letters correspond to the lettering at the top of Figure 2. All images are displayed with the same log intensity scale in kRayleighs,  $30^\circ$  lines of SLS longitude, and  $10^\circ$  lines of planetocentric latitude. Figures 1a–1g were obtained with ACS, with a limiting sensitivity of 1–2 kR after modeling and subtraction of reflected solar emissions. Figures 1h and i were taken with WFP/C 2. With a limiting sensitivity of about 10 kR, these images do not show the relatively faint emissions seen in the ACS images.

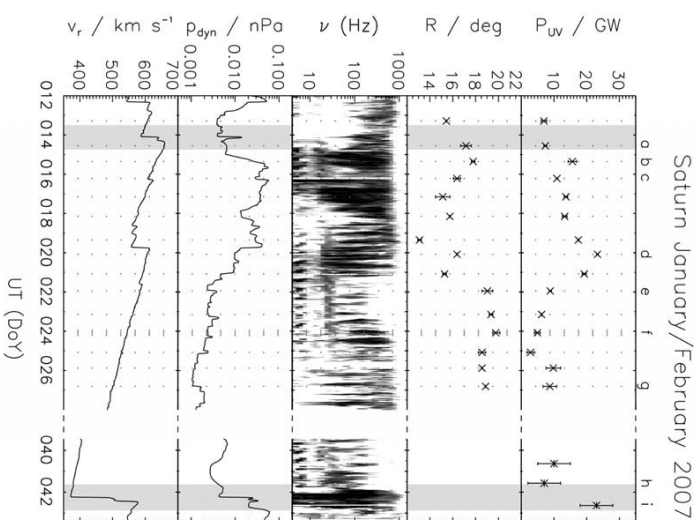
Saturn [Trager *et al.*, 1998; Gérard *et al.*, 2006]. The observations on DOY 20 were not long enough to determine if the brightest emission remained fixed at local dawn, as seen with the dawn storms on Jupiter. The solar wind pressure remained high with a slow decrease over DOY 15–20, with a reverse shock (a velocity increase with a pressure decrease) seen on DOY 19, a few hours before the dawn storm-like event. The DOY 42 event also corresponded with increased UV and SKR emissions, while the oval radius could not be accurately measured in the low-sensitivity WFP/C 2 images. It is interesting to note that the dusk side of the oval filled in with emission over DOY 15–16, while the dawn side oval brightened and filled with emission on DOY 42 and to a lesser extent on DOY 20. A smaller increase in SKR emission on DOY 24 was not matched by any detected increase in auroral power, although this could be related to issues of SKR source locations compared with the location of the spacecraft (see section 5). Similarly, an isolated increase in auroral power was measured on DOY 25, although the aurora were unusually faint leading up to this return to a normal quiet brightness. On the basis of the 2007–2008 data, we found an average quiet power  $\sim 10$  GW, and each case of elevated auroral power above the average level of 10 GW in the 2007 data was matched by increased SKR emission and solar wind pressure. For this Saturn campaign, there appears to be a good general correlation between auroral power, SKR emission, and solar wind pressure, both for the relatively weaker event over DOY 14/15–20 and the stronger event on DOY 42 (see later discussion).

[18] A relatively more concentrated series of ACS auroral images was obtained in the second Saturn campaign over

DOY 32–48 in February 2008 (Figure 3). There were two solar wind forward shocks identified in this period, and a reverse shock arrived just hours after the last HST images. With the solar wind parameters shifted to match the Cassini measurement of the shock arrival at Saturn on DOY 38, each forward shock is consistent within the one sigma timing uncertainty with clear increases in both the auroral UV power and the SKR emission. The auroral brightening on DOY 38–39 appeared mainly along the dawn side of the oval, with an initial increase at 01 UT on DOY 38, followed by a moderate decline at 10 UT, followed by a larger brightening at 04–08 UT on DOY 39. The auroral event on DOY 44 also was concentrated on the dawn side,

although for this event much of the polar region appeared filled with emission, as in January 2004. Unfortunately, for the bright emissions on DOY 39 and 44, the equatorward boundary was not well defined, and it was not possible to make reliable measurements of the oval radius. The solar wind event on DOY 48 was followed by an observed increase in SKR emission, but this occurred just after the last HST observation so that there was no measurement of any auroral brightening that may have occurred. This last event was a reverse shock, with the solar wind density decreasing at the time of a velocity increase, nonetheless there was an increase in SKR emission. In this concentrated series of HST images, especially over DOY 32–38, no other significant auroral increases were observed. There is thus no evidence for significant auroral brightenings above a level of 10–15 GW at times without solar wind events in either 2007 or 2008.

[19] These same general trends were observed in the January 2004 observations [Clarke *et al.*, 2005; Kurth *et*

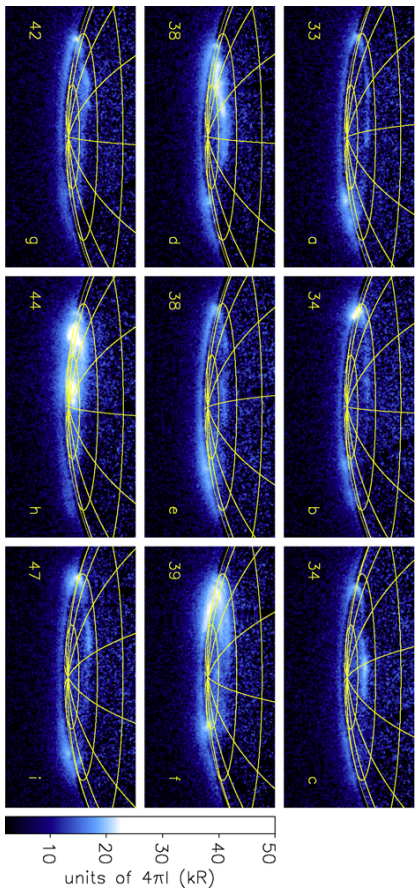


**Figure 2.** Total auroral power from Saturn's south polar region, best fit auroral oval radius, and SKR emission spectrum compared with propagated solar wind velocity and dynamic pressure in January–February 2007. Oval radius values were obtained by fitting a circle to the low-latitude edge of the observed auroral emissions. SKR emission measurements are from the Cassini RPWS instrument. Solar wind values were obtained by propagation from Earth-based measurements, with forward shock times  $\pm 1\sigma$  uncertainties shaded.

*et al.*, 2005; Carr *et al.*, 2005], during which an increase in solar wind pressure to values of 0.02–0.04 nPa corresponded with a major auroral storm, with radiated powers of 60–80 GW (equal to 600–800 GW of input power). The first event reported here (DOY 15–22 in 2007) had a lower radiated power (15–25 GW) but lasted for seven days compared with two to three days in January 2004, although the solar wind pressure was similar during the two events. The oval radius values were also similar, with a smaller decrease over DOY 15–22 in 2007 consistent with the smaller auroral brightening. During this event, the SKR also intensified considerably, and a similar correlation was detected in January 2004 [Kurth *et al.*, 2005]. The auroral brightening on DOY 40–42 in 2007 was a larger event than the earlier brightening, although the auroral power value is relatively uncertain since the WFP/C 2 did not detect the fainter emissions recorded in the ACS images. The auroral brightenings seen in February 2008 were similar in power to

the 2007 events, with increases in total power of a factor of 2–3 lasting for a few hours to a couple of days, while the solar wind pressure varied by nearly 2 orders of magnitude. The event on DOY 38–39 2008 occurred following several days of low solar wind pressure, which would correspond to an inflated magnetosphere. At the time of the latter event the solar wind pressure had been elevated for 4–5 days, corresponding to a compressed magnetosphere, nonetheless the auroral brightenings on DOY 39 and 44 were of similar strength. While this is a limited sample, it appears that the auroral brightenings are better correlated with the arrival of a shock than with the integrated solar wind pressure over the preceding days.

[20] In summary, the Saturn observations covered four forward shocks and two reverse shocks. The data support a persistent increase in Saturn's auroral power and SKR emission, and decrease in the oval radius, at times of arrival



**Figure 3.** Sample UV images of Saturn's south pole in February 2008 with quiet and disturbed conditions. The left-hand number is day of year in 2008, and the part label letters correspond to the lettering at the top of Figure 4. Intensity scale and longitude/latitude grid are as in Figure 1. All frames were obtained with ACS, with a limiting sensitivity of  $1\text{--}2\text{ KR}$  after modeling and subtraction of reflected solar emissions.

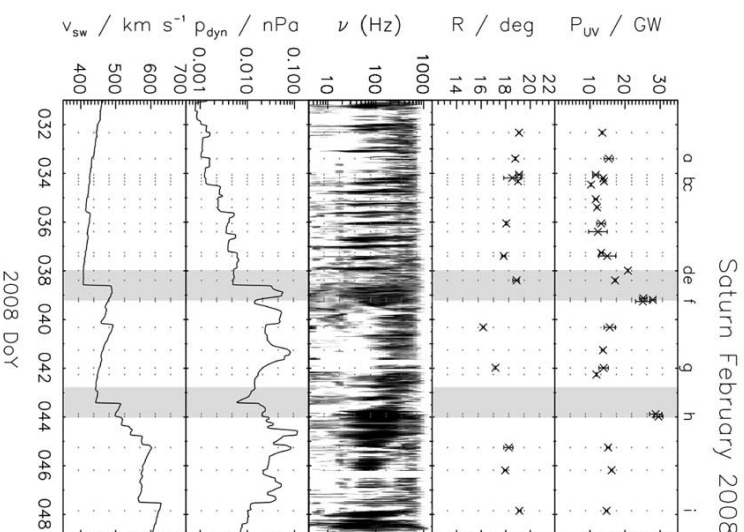
of increased solar wind velocity and pressure, with a much larger sample size than previously available.

#### 4. Jupiter's Auroral Activity

[21] Similar presentations of the auroral images from Jupiter with propagated solar wind velocities and pressures are given in Figures 5–8 for the Jupiter campaigns in February–March 2007 and May–June 2007. Two forward shocks and two reverse shocks in the solar wind arrived at Jupiter during the first campaign. The first event in the propagation was a velocity and pressure increase over DOY 51–53. Measurements from the New Horizons SWAP instrument close to Jupiter found a pressure increase on DOY 53 (H. Elliott, New Horizons SWAP solar wind measurements at Jupiter encounter, paper presented at Magnetospheres of the Outer Planets 2007, Southwest Research Institute, San Antonio, Texas, 2007), consistent with the arrival of the propagated pressure increase, and the propagated data for this campaign were shifted to match this locally measured time. The auroral emissions along the main oval, both north and south, brightened slightly over DOY 51–53 then increased sharply on DOY 54, coincident with the solar wind pressure increase. The second solar wind forward shock on DOY 65 occurred at a time when there were no auroral images for nearly 2 days after its arrival, at which time the auroral brightness was not remarkable. The main oval did brighten on DOY 63, and remained bright for at least two days, during a period of low solar wind pressure. A two standard deviation shift back in time would be required for the auroral and solar wind events to coincide, and in fact taking out the overall shift in the propagated times based on the New Horizons measurement on DOY 54 would make these events coincide within a few

hours. In both cases, solar wind velocity and pressure increases were coincident within the uncertainty in the propagation time, and the auroral brightenings were along the main oval. A third velocity increase on DOY 60 was accompanied by a pressure decrease (a reverse shock), and little change in auroral power was seen, although there were no images for the 2 days leading up to this event. Finally, a dawn storm event (a brightening along the main oval remaining near local dawn as the planet rotated) was observed on DOY 69, when there were no significant events in the solar wind. A solar wind velocity increase was seen 2 days earlier, but the pressure generally decreased for several days centered on this dawn storm. The solar wind arrival times would have to be shifted forward by  $3\frac{1}{2}$  days for the dawn storm and pressure increase on DOY 65 to match, and this shift would be in addition to the shift that has been made to match the New Horizons measurements, therefore it seems unlikely that the dawn storm was related to earlier changes in the solar wind.

[22] In the second campaign, four solar wind forward shocks and two reverse shocks occurred. While there were no in situ measurements to zero out the arrival times of solar wind disturbances in this campaign, Jupiter was near opposition, with a correspondingly lower uncertainty in arrival time from the propagation. On DOY 134 and 153, forward shocks arrived at Jupiter, with moderate increases in the main oval auroral brightness seen consistent with the shock arrival times. Another forward shock late on DOY 143 arrived one day after a dawn storm auroral event was observed on DOY 142. No auroral brightening was observed on DOY 143, although a brightening lasting just a few hours cannot be ruled out owing to the spacing of the images. A correlation with the earlier dawn storm would require a two sigma shift in the arrival time of the shock.



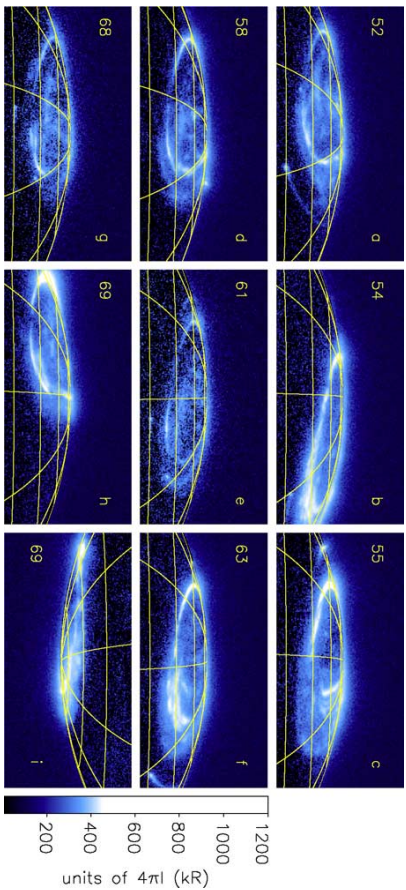
**Figure 4.** Total auroral power and other parameters as in Figure 2 for the February 2008 period. Solar wind values obtained by propagation from Earth-based measurements have arrival times shifted 2.6 days later to match the time when Cassini measured a strong compression of the magnetosphere on DOY 38. Times of solar wind forward shock times plus and minus  $1\sigma$  uncertainties are shaded.

The remaining solar wind velocity increase on DOY 158 occurred at a time of mildly increased pressure from an already high level on DOY 156, and a general brightening of the southern aurora was observed over these two days with a maximum just after the shock arrival on DOY 158. The high solar wind pressure during this event was similar to that on DOY 134, with similar increases in auroral power during the two events. By contrast, a reverse shock on DOY 160 with steeply declining pressure occurred during a period when no auroral brightenings were observed in the following two days. An auroral brightening on DOY 149 (a dawn storm) occurred when there were no events in the solar wind for at least two days before or after. It should be noted that on several days the overall auroral power increases were due to brighter low-latitude emissions, for example, on DOY 156–157 and to a lesser extent on DOY 138.

[23] In summary, the Jupiter observations covered six solar wind forward shocks and three reverse shocks. The auroral power increased at some level during all of the forward shocks, with some uncertainty in the arrival times, while the reverse shocks showed no auroral brightenings. Dawn storms observed on DOY 69 and 149 occurred at times when there were no clear solar wind events, while the dawn storm on DOY 142 is subject to the same timing uncertainty. Overall, it appears that Jupiter's auroral activity may increase at times of solar wind forward shocks, but not at times of reverse shocks, and dawn storms may occur independently of the solar wind velocity and pressure.

#### 5. Discussion

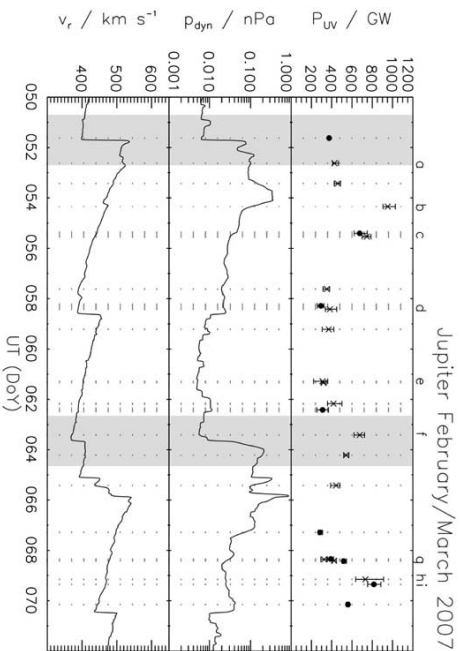
[24] To summarize the results, four solar wind forward shocks are presented of varying strength at Saturn, in addition to two earlier reported events in January 2004.



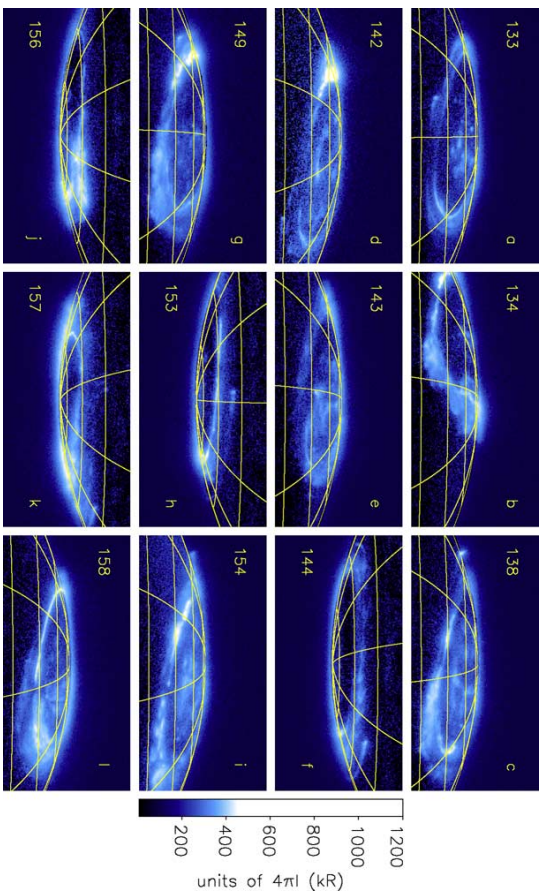
**Figure 5.** Sample UV images of Jupiter's aurora with quiet and disturbed conditions during February–March 2007 observations coincident with the New Horizons flyby of Jupiter. The left-hand number is day of year in 2007, and the part label letters correspond to the lettering at the top of Figure 6. Intensity scale and longitude/latitude grid are as in Figure 1.

There is a one to one correspondence between the arrival of solar wind shocks at Saturn and increases in Saturn's auroral power and SKR emission, and decrease in the oval radius. At the times of two reverse shocks the SKR emission and auroral and SKR emission increases. At Jupiter, six

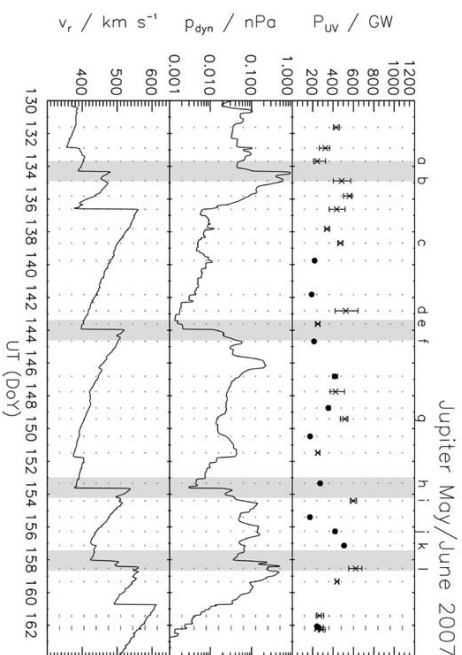
appeared to increase, and possibly also the UV emission although the statistics are poor. These data are consistent with a causal relationship between solar wind disturbances and auroral and SKR emission increases. At Jupiter, six



**Figure 6.** Total auroral power from Jupiter's north (crosses) and south (filled circles) polar regions compared with propagated solar wind velocity and dynamic pressure in February–March 2007 during the New Horizons flyby. Solar wind arrival times at Jupiter were shifted 2.1 days later than the propagation to match the time when New Horizons SWAP data measured a pressure increase on DOY 53. Auroral power values have been estimated compensating for the known variations in observing geometry from the Earth (see Appendix A). Arrival times of solar wind forward shocks are indicated by shaded regions indicating the uncertainty in propagated arrival times.



**Figure 7.** Composite of sample images of Jupiter's aurora with quiet and disturbed conditions during May–June 2007 observations near Jupiter opposition. The left-hand number is day of year in 2007, and the part label letters correspond to the lettering at the top of Figure 8. Intensity scale and longitude/latitude grid are as in Figure 1.



**Figure 8.** Total auroral power from Jupiter's north (crosses) and south (filled circles) polar regions compared with propagated solar wind dynamic pressure in May–June 2007. Arrival times of solar wind forward shocks are indicated by shaded regions as in Figure 6.

**Table 1.** Coefficients of Linear Correlation With Auroral Power

Auroral Observations	Solar Wind Pressure		Solar Wind Radial Velocity		SKR Power
	Pressure	Radial Velocity	Pressure	Radial Velocity	
Saturn 2007	0.22/0.51	0.39/0.40	0.30	0.30	
Saturn 2008	0.60/0.85	0.58/0.61	0.02	0.02	
Jupiter 1 (DOY 50–69)	0.15/0.54	0.27/0.55	n/a	n/a	
Jupiter 2 (DOY 130–161)	0.45/0.51	–0.07/0.13	n/a	n/a	

solar wind forward shocks and three reverse shocks are presented. The auroral power increased at some level during each of the forward shocks, subject to the uncertainty in arrival times, while no auroral brightenings were observed upon the arrival of any reverse shock. Dawn storms were observed at times with no solar wind events, suggesting an internal origin of these auroral events. The implication is that the solar wind has some causal relationship with Jovian auroral processes, while auroral increases also occur independently of changes in the solar wind.

[25] To test earlier indications that the auroral emissions at Saturn and Jupiter respond to solar wind conditions, the significance of linear correlation has been estimated between total auroral power at each planet and solar wind pressure and velocity. The linear correlation coefficients, based on the data presented in Figures 2, 4, 6, and 8, are given in Table 1. Owing to the uncertainty in the arrival time of solar wind structures from the propagation, we have listed both coefficients for the nominal arrival times plotted in Figures 2, 4, 6, and 8 and the maximum that is found if the arrival time is shifted  $\pm 2$  days. The 2 day period has been chosen on the basis of the two shifts that were found necessary in comparison with nearby spacecraft measurements (+2.1 days for the February 2007 Jupiter data and +2.6 days for the February 2008 Saturn data). It can be seen from Table 1 that the maximum possible correlation of auroral power with solar wind pressure is above 0.50 for both planets when such a shift is included. Since there is no independent evidence for these shifts, these coefficients should be regarded as upper limits to the significance of the correlation. On the other hand, the true nature of the solar wind conditions at each planet may be shifted by a variable amount over each period of observation, and local measurements of the solar wind with a more accurate timing could in principle either increase or decrease the degree of correlation.

[26] The determination of a linear correlation tests the hypothesis that auroral power is linearly correlated with solar wind pressure or velocity. However, the arrival of a shock (either a compression or relaxation) may initiate processes within the magnetosphere that give rise to an auroral intensification that lasts for a longer or shorter time than the disturbed solar wind conditions are maintained. If the disturbed magnetospheric conditions settled into an equilibrium state while the solar wind pressure remained high, for example, this would decrease the significance of a linear correlation. In addition, because of the difficulty in propagating IMF conditions from 1 AU to these planets, our estimates are presented here of the IMF orientation or resulting dayside reconnection. The IMF conditions may be quite important at Jupiter and Saturn, as they are at the Earth. To the extent that the IMF markedly increases at the arrival of a shock, as consistently found in the propagations

[Zieger and Hansen, 2008], correlations with solar wind shock arrivals could alternately indicate a dependence on the IMF and increase in dayside reconnection.

[27] Linear correlation coefficients have also been estimated between Saturn's auroral power and SKR power. Since the SKR emission is clearly modulated with the planetary rotation period, we have taken the average SKR emission over each planet rotation as a first attempt to compensate. The SKR power was first smoothed using a boxcar width of 5 h and then averaged over bins of length  $\sim 10.82$  h, centered on  $180^\circ$  SKR longitude, as defined by *Kirby et al.* [2008]. This is not expected to be sufficient to correct for the true geometry of Cassini measurements, for reasons given in Appendix A. Because of the changing orbital location of Cassini around Saturn, the spacecraft is known to move in and out of locations that might detect SKR sources, so that the measured intensity must be corrected for observing geometry using a model for the emission distribution to obtain the intrinsic SKR intensity [Lamy et al., 2008; Cecconi et al., 2009]. A more detailed analysis of the SKR emission and correlations with auroral power is the subject of the Ph.D. thesis of L. Lamy at Meudon Observatory.

[28] At Saturn, the linear correlation coefficient between auroral power and solar wind pressure is much higher for the 2008 data than for the 2007 data. In the 2007 campaign there was a sustained increase in auroral power over DOY 15–20 and a sharp increase on DOY 42, while in 2008 there was a rather broad increase in solar wind pressure over DOY 38–47 followed by two sharp auroral brightenings on DOY 38 and 43 at times of shocks. The correlation coefficient between auroral power and SKR intensity is low in both years, although in the SKR data there appear to be clear increases in SKR intensity within the rotational modulation at times of auroral increases. The significance of this correlation may change when multiple sources of SKR and their beaming patterns are taken into account. If the SKR emissions are produced in conjunction with auroral emissions, their distribution and beaming would be matched to the location of bright auroral emissions, so that the intensity measured at Cassini would depend on the location of the spacecraft with respect to the instantaneous auroral emission distribution.

[29] Another way to pose the question is to determine if the auroral power increased each time a forward shock in the solar wind arrived at Saturn. This has been the case in each event in 2007 and 2008, and also in the 2004 observations, giving a total of 6 events for which coincident increases were seen. The auroral brightenings at Saturn may be compared with the response of the Earth's aurora to solar wind velocity and pressure increases. At the Earth these normally begin with brightenings near noon, then extend around the oval to the nightside on time scales of minutes, and occur more often during southward IMF orientations. Auroral brightenings at Saturn occur most often in the dawn sector, and at times fill in the polar regions, with the region of brightest emission moving poleward of the latitude of the oval during quiet conditions. The Saturn brightenings can last for hours to days, in some cases longer than the extent of the solar wind pressure increase. The details of this interaction remain to be determined, but there are important clues to constrain the nature of the interaction in the sense of

[Zieger and Hansen, 2008], correlations with solar wind shock arrivals could alternately indicate a dependence on the IMF and increase in dayside reconnection.

[27] Linear correlation coefficients have also been estimated between Saturn's auroral power and SKR power. Since the SKR emission is clearly modulated with the planetary rotation period, we have taken the average SKR emission over each planet rotation as a first attempt to compensate. The SKR power was first smoothed using a boxcar width of 5 h and then averaged over bins of length  $\sim 10.82$  h, centered on  $180^\circ$  SKR longitude, as defined by *Kirby et al.* [2008]. This is not expected to be sufficient to correct for the true geometry of Cassini measurements, for reasons given in Appendix A. Because of the changing orbital location of Cassini around Saturn, the spacecraft is known to move in and out of locations that might detect SKR sources, so that the measured intensity must be corrected for observing geometry using a model for the emission distribution to obtain the intrinsic SKR intensity [Lamy et al., 2008; Cecconi et al., 2009]. A more detailed analysis of the SKR emission and correlations with auroral power is the subject of the Ph.D. thesis of L. Lamy at Meudon Observatory.

[28] At Saturn, the linear correlation coefficient between auroral power and solar wind pressure is much higher for the 2008 data than for the 2007 data. In the 2007 campaign there was a sustained increase in auroral power over DOY 15–20 and a sharp increase on DOY 42, while in 2008 there was a rather broad increase in solar wind pressure over DOY 38–47 followed by two sharp auroral brightenings on DOY 38 and 43 at times of shocks. The correlation coefficient between auroral power and SKR intensity is low in both years, although in the SKR data there appear to be clear increases in SKR intensity within the rotational modulation at times of auroral increases. The significance of this correlation may change when multiple sources of SKR and their beaming patterns are taken into account. If the SKR emissions are produced in conjunction with auroral emissions, their distribution and beaming would be matched to the location of bright auroral emissions, so that the intensity measured at Cassini would depend on the location of the spacecraft with respect to the instantaneous auroral emission distribution.

[29] Another way to pose the question is to determine if the auroral power increased each time a forward shock in the solar wind arrived at Saturn. This has been the case in each event in 2007 and 2008, and also in the 2004 observations, giving a total of 6 events for which coincident increases were seen. The auroral brightenings at Saturn may be compared with the response of the Earth's aurora to solar wind velocity and pressure increases. At the Earth these normally begin with brightenings near noon, then extend around the oval to the nightside on time scales of minutes, and occur more often during southward IMF orientations. Auroral brightenings at Saturn occur most often in the dawn sector, and at times fill in the polar regions, with the region of brightest emission moving poleward of the latitude of the oval during quiet conditions. The Saturn brightenings can last for hours to days, in some cases longer than the extent of the solar wind pressure increase. The details of this interaction remain to be determined, but there are important clues to constrain the nature of the interaction in the sense of

the observed correlations and the long time scale for solar wind flow past Saturn's much larger magnetosphere.

[30] At Jupiter, the linear correlation coefficients for each campaign are lower than at Saturn, both for nominal timing and the maximum shifted correlation. In the February–March 2007 data, the solar wind pressure varied by 2 orders of magnitude with two sharp increases followed by gradual declines, while the auroral power was generally constant to  $\pm 30\%$  with three short-term brightenings on the order of a factor of 2 in total power. The lower correlation may be due to the different time scales for variations between the solar wind and aurora. A similar pattern was seen in the May–June 2007 data. Again, there is a question about the time scales for solar wind disturbances to influence the magnetosphere, even more so than at Saturn owing to the large size of the Jovian magnetosphere. The lower significance of a linear correlation may reflect the difference between the length of an auroral brightening and the long time scale for solar wind flow past the Jovian magnetosphere.

[31] Posing the question of whether Jupiter's auroral activity increased at the arrival of solar wind shocks, based on two historical events and six events from this campaign, the arrival of a solar wind forward shock likely corresponded with an increase in auroral power. For the events from this campaign, the brightenings were concentrated in the main oval and lower-latitude emissions. However, solar wind reverse shocks have not been seen to correlate with auroral brightening, based on three events from this campaign. In addition, dawn storms occur at times of quiet solar wind conditions, based on three events from this campaign. While these results are generally consistent with other indications from radio and auroral emissions [Barron et al., 1996; Zarka, 1998; Gunnell et al., 2002; Pryor et al., 2005; Nichols et al., 2007], they provide more detailed information on which solar wind events and auroral emissions may be causally related. With regard to the aurora, of Jupiter's three independent auroral processes (the satellite footprints, the main oval, and the polar emissions), the majority of the auroral power is from the main oval and slightly lower-latitude emissions, with up to 1/3 of the power from the polar emissions. Most of the changes in total auroral power in this study reflect changes in the main oval and lower-latitude emissions.

[32] While Saturn's main oval maps in theory to the outer magnetosphere, Jupiter's main oval maps to the middle magnetosphere, where solar wind pressure changes have a relatively smaller effect. In addition, if Jupiter's main oval is driven by currents resulting from a coronation lag of outward drifting plasma, as seems well established by both observation and theory [Hill, 2001; Cowley and Bunce, 2001; Southwood and Kivelson, 2001], increased solar wind pressure will decrease the rate of plasma drifting outward. This had been predicted to decrease the strength of field-aligned currents and lead to fainter auroral emissions, opposite to what is observed in the present study, although this is subject to more recent suggestions of the possible effects of superrotation and the ionospheric flywheel [Cowley et al., 2007; Hill and Gong, presented paper, 2005]. The lack of a consistent response of Jupiter's main auroral oval brightness to changing solar wind pressure from the present study suggests that the factors determining the auroral brightness are more complicated than this simple

theoretical picture. The time scales and locations of auroral brightenings observed in the present study can be applied to test models of these and other processes to understand the nature of the solar wind interaction with Jupiter's magnetosphere.

[33] In summary, this paper presents a large and well sampled set of auroral observations that provide newly detailed information on the auroral activity levels on Saturn and Jupiter, and potential correlations with solar wind properties and SKR emission at Saturn. These results provide important new constraints on theories of the response of the magnetospheres of Saturn and Jupiter to changes in the solar wind.

## Appendix A

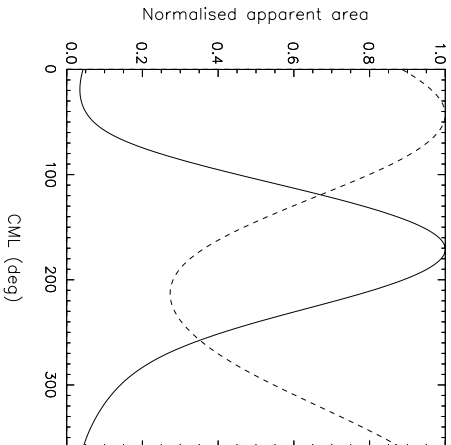
### A1. HST Image Reduction

[34] The HST data presented in this paper have been reduced by custom procedures at Boston University, rather than accepting the STScI pipeline. This has been done in part to make sure all processing steps are tested and understood, and in part because added or different procedures are required for images of diffuse auroral emissions. All raw HST images have undergone the following corrections as part of the BU pipeline reduction process: (1) dark count subtraction, (2) flat field response correction, (3) interpolation of values over rows of bad pixels on detector, (4) geometric distortion correction, performed in a manner to preserve the count rate per unit area, (5) rotation to place planet north up, and resampling image size to standard distance from the Earth (8.2 AU for Saturn, 4.2 AU for Jupiter) for comparison of images taken at different times, (6) conversion to brightness units (kilo-Rayleighs per pixel) from measurement of instrument response to UV standard flux stars, assuming an auroral spectrum, (7) determination of planet center in pixel space, for mapping and projections, and (8) fitting and subtraction of a model for the solar reflected emission from the planet disc.

[35] The Solar Blind Camera (SBC) on ACS has a wavelength band pass of 115–170 nm including the H $\gamma$ , Lyman bands, Werner bands, and the H Ly- $\alpha$  line. For clear images (F115LP), assuming an auroral spectrum, the assumed conversion factor from counts per second per pixel to kRayleigh is 0.0021. One kRayleigh is defined as  $10^9$  photons/sec from a 1 cm $^2$  column of atmosphere radiated isotropically into  $4\pi$  steradians. Filtered images were taken in the same HST orbit with the ACS filter F125LP ( $>125$  nm) and F140LP ( $>140$  nm) filters. The flux conversion factors that have been used are 0.00028 cts/sec-kR per pixel for F125LP and 0.00056 cts/sec-kR per pixel for F140LP.

[36] For each image, a set of ephemeris data has been assembled from the HST data file header and from the JPL Navigation and Ancillary Information (NAIF) package. In filtered images the planet disc appears brighter than in clear images. This is because a narrow band pass has a lower response to auroral emissions, hence the flux correction factor is larger. The flux calibration is correct *only* for the auroral emissions, and *not* for reflected sunlight from the disc. The changing sky background in clear (F115) images is due to H Ly  $\alpha$  emission from the geocorona, which increases as HST moves into the sunlit portion of its orbit.





**Figure A1.** Geometric correction factors for the north (solid) and south (dashed) polar regions applied to Jupiter's auroral brightness data. CML is system III central meridian longitude.

The altitude extent of the auroral curtain is resolved in the images of both Jupiter and Saturn. This creates a strong bias in the apparent brightness (limb brightening) and in the apparent location of emission regions, especially close to the planet limb and in regions of extended emission. A good example of these effects can be seen in one of the daily movies where the Io footprint emission is near the planet limb. Most of the UV auroral emission is optically thin, so that limb brightening is a real effect.

[37] The center pixel location routines require manual location of the planet's center. With Saturn this is relatively easy to do, as the entire planet and inner rings appear in the field of view. A simulated image of the rings with known center is shifted and differenced from each image until the difference frame is minimized. For Jupiter images the center location is relatively more uncertain, as only a fraction of the planet appears in the field of view. The north/south mapping is determined from the location of the lower edge of the auroral emission curtain from the far side of the planet limb, this altitude corresponds to the homopause hydrocarbon absorption and is assumed to be 240 km above the 1 bar level at Jupiter and 650 km at Saturn. The east/west mapping is relatively more uncertain, and a simulated planet limb is fit by eye to the sunlit terminator. Estimated uncertainties in the planet center location for Jupiter are 3 pixels north/south and 4 pixels east/west, and for Saturn are 2 pixels north/south and 2 pixels east/west. One pixel is 0.025 arc sec, compared with the angular resolution of 0.08 arc sec determined from ACS images of bright UV stars. Note that a given uncertainty in pixels corresponds to very different distances in km on the planet, depending on the distance from the limb.

[38] At each planet there are reflected solar continuum emissions from the planet disc, which vary with latitude and longitude and are fainter in the polar regions owing to absorption by complex molecules that are derived from the hydrocarbon photochemistry driven by the bright auroral emissions. These emissions can be seen without auroral emissions in images taken with a long wavelength blocking filter F165LP, and these images have been used to develop and test a model for the solar reflected emission distribution that has then been scaled and subtracted from each auroral image. The fitting procedure includes deriving the best fit Mimaert coefficients for the center to limb variations as functions of angles to both the Sun and the observer, and including a north/south intensity variation which changes with time. We have found that the north/south variation for each campaign is reasonably stable, while a new one must be estimated for each campaign. The uncertainty in auroral powers based on the disc subtraction is 10%.

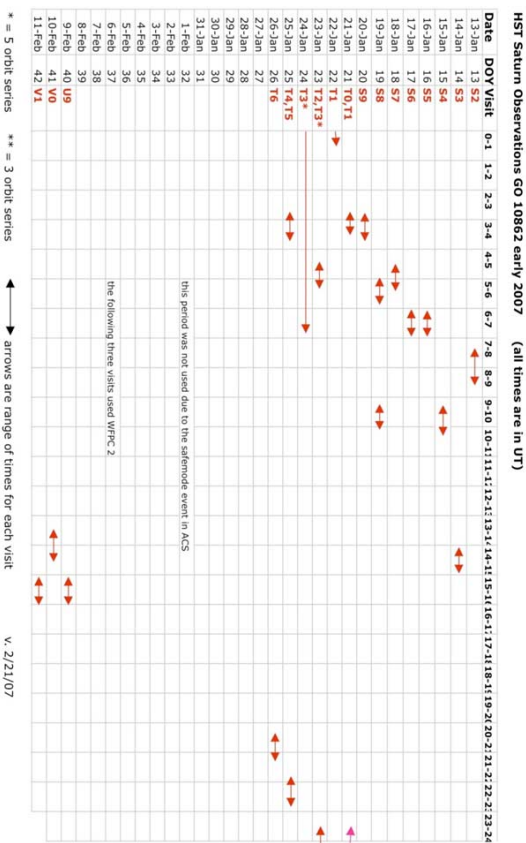
[39] At Jupiter a correction for intrinsic auroral brightness as a function of the longitude of the planet is required, since the auroral zones rotate with the planet in and out of the line of sight from the Earth. These corrections, applied separately for the north and south aurora, have been estimated by taking an average brightness distribution of the auroral emissions from each pole, then simulating by projection the view from the Earth as a function of longitude. The correction values that have been applied to the data are plotted in Figure A1. The detailed schedule of the observations is given in Figures A2 and A3 in a block diagram format, along with additional information on Jupiter in Figures 5 and 7 about the CML range of the planet.

[40] Reduced image files in fits format and movies of the daily images can be downloaded from the Planetary Atmospheres and Space Science group Web site at Boston University: <http://www.bu.edu/csp/PASS/main.html>.

## A2. SKR Data Reduction

[41] The SKR is recorded by the High Frequency Receiver (HFR) of the RPWS experiment on board the Cassini spacecraft. This appendix briefly summarizes SKR data processing and highlights the presence of nonauroral low-frequency emissions ( $f \leq 40$  kHz) as well as SKR visibility effects observed in the final dynamic spectra. These points have been described and discussed in detail [Lamy *et al.*, 2008]. Geomorphometric inversions applied to Cassini-RPWS-HFR radio measurements allow one to retrieve the physical parameters of the wave, i.e., the flux of the Poynting vector and polarization [Ceccconi and Zarka, 2005].

[42] During the HST observations of January 2007 and 2008, the HFR recorded radio observations in many different operating modes resulting in a heterogeneous data set (different integration times, frequency resolution and scale). Radio data have consequently been organized in regular time-frequency maps (or dynamic spectra) with a time resolution of 3 min and a relatively coarse frequency ramp between 3.5 kHz and 1500 kHz. Since the RPWS electric antenna non only detects the SKR but also non-SKR electromagnetic and electrostatic emissions as well as radio frequency interference (RFI), a way to extract the SKR is to select circularly polarized events. A detection threshold of 20% of the circular polarization degree has been applied to



Date	DOY Visit	0-1	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8	8-9	9-10	10-11	11-12	12-13	13-14	14-15	15-16	16-17	17-18	18-19	19-20	20-21	21-22	22-23	23-24		
1-Feb	32 17																										
2-Feb	33 18																										
3-Feb	34 19,00,01,02																										
4-Feb	35 03,04																										
5-Feb	36 05,06																										
6-Feb	37 08,00																										
7-Feb	38 01,02																										
8-Feb	39 05,03,04																										
9-Feb	40 06																										
10-Feb	41 07																										
11-Feb	42 01,08																										
12-Feb	43 09																										
13-Feb	44 10																										
14-Feb	45 11																										
15-Feb	46 12																										
16-Feb	47 12																										

**Figure A2.** Schedule of HST observations of Saturn in (top) 2007 and (bottom) 2008.

each individual event to perform this selection. Data gaps resulting from this selection (e.g., RFI horizontal lines) have been specifically processed to rebuild most of the signal. SKR fluxes from 100 to 300 kHz have then been calibrated in units of  $W m^{-2} Hz^{-1}$  and normalized to 1 AU, leading to dynamic spectra such as those displayed in Figures 2 and 4 of the main text.

[43] The broadband SKR is not the only highly circularly polarized emission observed by the HFR. Narrowband low-frequency emissions [Garnett *et al.*, 1981b] also appear in dynamic spectra for frequencies lower than 40–50 kHz. The component between 3 kHz and 10 kHz corresponds to the

narrowband myriametric emission (n-SMR) investigated by Lamy *et al.* [2007]. The component between 10 kHz and 40–50 kHz displays different characteristics noted by Lamy *et al.* [2008] and deserves a further extensive study. In both cases, contrary to the dominant SKR, low-frequency emissions are not auroral emissions and should not be considered in the comparative analysis between the SKR and the UV aurora.

[44] The SKR is known to be emitted via the Cyclotron Maser Instability along a thin hollow cone whose axis is aligned with the local magnetic field and widely opened (aperture angle of  $\sim 70^\circ$ ). A major consequence of this

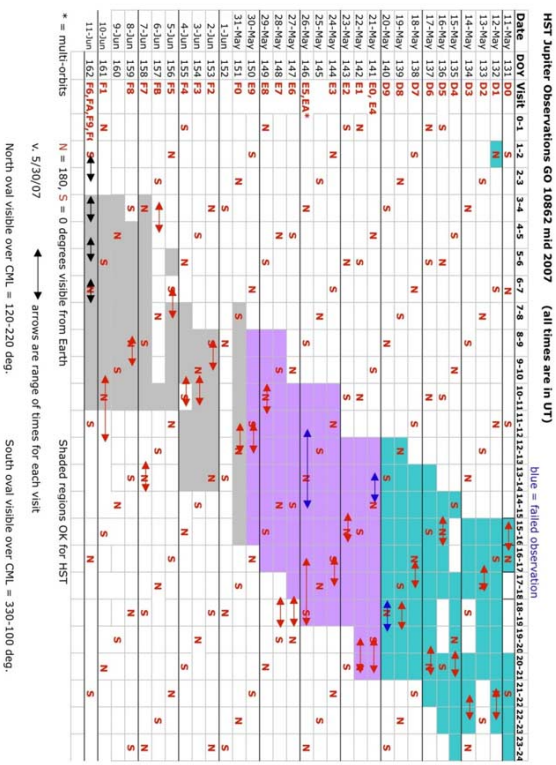
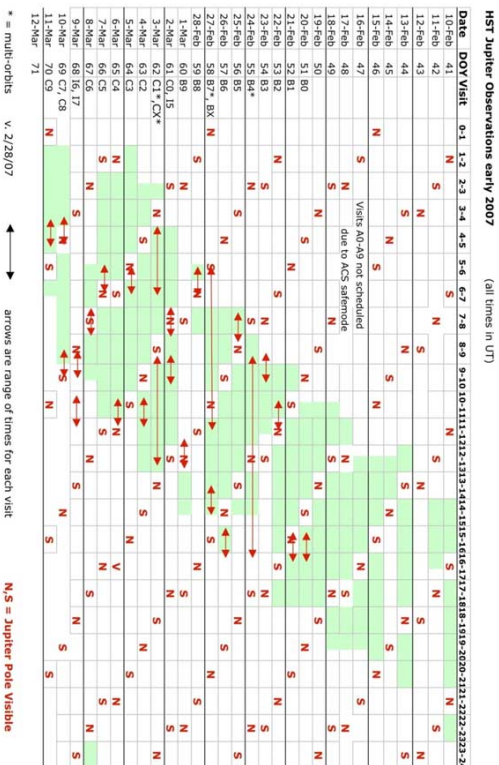


Figure A3. Schedule of HST observations of Jupiter in early and mid-2007.

strong anisotropy results in the observation of a small fraction of all emitting radio sources: the spacecraft can only detect a source when it is located in its beam [Cecconi *et al.*, 2009]. Furthermore, this anisotropy is responsible for

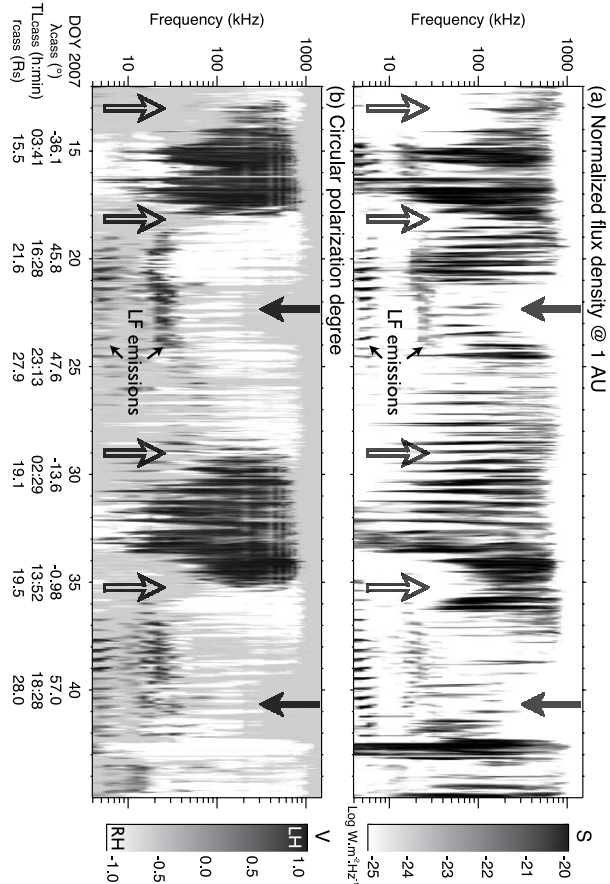


Figure A4. Dynamic spectra of (a) flux density  $S$  (in  $W m^{-2} Hz^{-1}$ ) normalized to 1 AU and (b) normalized degree of circular polarization  $V_c$  with each corresponding intensity bar on the right-hand side. The displayed interval (from DOY 13 to 45) includes that of the 2007 HST campaign (from DOY 13 to 42). The dynamic spectra not only show the intense broadband SKR but also nonauroral low-frequency emission below 40 kHz. Moreover, as a consequence of the SKR anisotropy combined with the changing location of the spacecraft, two typical visibility effects appear in dynamic spectra. When Cassini crosses the equatorial plane, the frequency extent of the SKR spectrum decreases (empty arrows), whereas when Cassini passes at high northern latitudes ( $>55^\circ$ ), the SKR highest and lowest frequencies disappear (full arrows). Both visibility effects directly affect the measured SKR power.

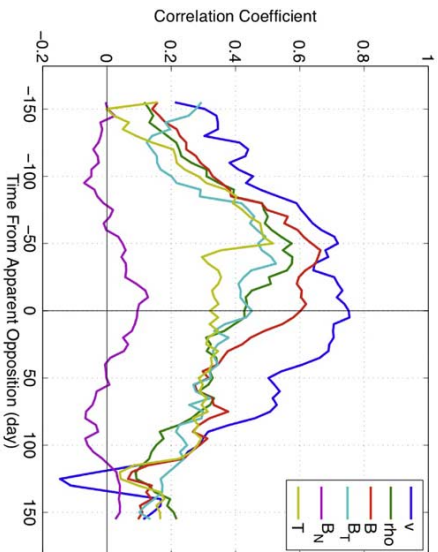
latitude, and are at a minimum when Cassini is located above Saturn's equator (Figure A4). Each crossing of the ring plane naturally results in smaller spectral extent and lower intensity, as observed for days 13 and 35 of year 2007 and days 39 and 42 of 2008. Second, the SKR lowest and highest frequencies have been observed to disappear when Cassini reaches high northern latitudes. This feature is clearly observed on days 21 to 24 and 39 to 42 of 2007. Such visibility biases strongly affect the SKR detected power (implying variations of  $\sim 2$  orders of magnitude) which is thus only indicative of the intrinsic SKR emitted power and should be used very carefully. In such conditions, relatively high values of correlation coefficients computed in this article between SKR and UV aurora appear likely to have a high significance.

### A3. Solar Wind Propagation

[45] The solar wind propagation method presented in this paper has been used extensively to study solar wind conditions in the outer solar system [Hanton *et al.*, 2004a, 2004b; Prangé *et al.*, 2004; Bance *et al.*, 2008]. To

determine the accuracy with which the model predicts the solar wind, a detailed validation of the model has been conducted using CEB3, ACE, Pioneer, Voyager, Ulysses and Cassini data. Every detail of the model including the method for calculating the solar wind as well as the validation results is given by Zieger and Hansen [2008]. In this appendix we review the results of the two validation studies presented in that paper so that the reader of this paper can understand more completely the accuracy of solar wind predictions presented here.

[46] In the validation paper two different measures of the accuracy of the propagation method are presented. The first is a correlation of the propagated solar wind with spacecraft data. Because of the one-dimensional nature of the propagation, the prediction efficiency is expected to be best at the time of apparent opposition. The apparent opposition is defined here as the time of opposition of Earth and a given planet or any other body plus the solar wind propagation time from Earth to the body at an average speed of 500 km/s. Figure A5 shows the correlation between the propagated solar wind and the spacecraft data for all available spacecraft



**Figure A5.** Prediction efficiency of solar wind variables as a function of time from apparent opposition for solar minimum conditions.

during years of solar minimum. It can be seen that the most reliable predictions are expected within 75 days from apparent opposition. Correlations between predicted and observed solar wind variables outside of this range are considerably lower but still statistically significant. The most accurately predicted solar wind variable is the solar wind velocity. The IMF magnitude, density, and the tangential component of IMF ( $B_T$ ) are the next most accurate in the respective order (the propagation is carried out in the RTN coordinate system). Note that the predictions of the normal component of IMF ( $B_N$ ) are very poor as shown by the hardly significant correlations between predicted and observed  $B_N$ .

[47] As a second measure of the accuracy of the model we have studied the arrival time of discontinuities in the solar wind dynamic pressure. We choose this quantity to study shock arrival because the dynamic pressure is thought to play a significant role in driving the magnetospheres of Jupiter and Saturn. For this study, each year of spacecraft data has been divided into ten hour segments. This is short enough that only one discontinuity is typically present in each segment while at the same time being long enough for good statistics. In each segment we calculate a lagged cross correlation with the solar wind propagation. The lag times that maximize the correlation represent the error in the arrival time of the discontinuity. During the years of solar minimum conditions, the median time lags of dynamic pressure enhancements, typically shocks in corotating interaction regions (CIR), are very close to zero especially within 75 days from apparent opposition (see Figure A6). The interquartile range (marked with error bars in Figure A6) tells us that 50% of the shock arrival times are within the time lag range between  $-15$  and  $10$  h at the time of apparent opposition during years of solar minimum. The distributions of shock arrival times become significantly

wider as we move farther away from the apparent opposition, but no statistically significant deviation from zero is observed in the median time lags, at least during years of solar minimum. At solar maximum, however, predicted shocks tend to delay by at least  $10$  h (not shown here), which is a systematic error implying extra shock acceleration in the real solar wind.

#### A4. Estimation of Correlation Coefficients

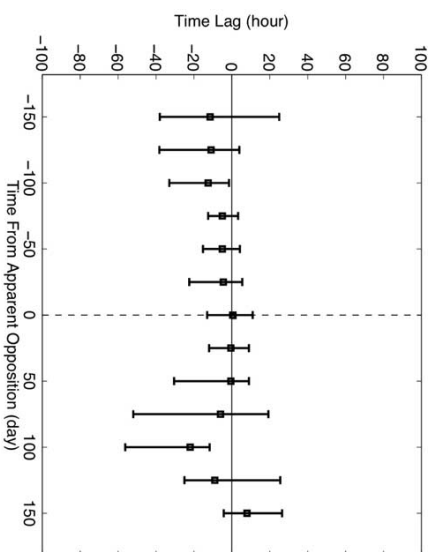
[48] There are a number of different approaches that can be taken to estimate the degree of linear correlation between auroral power and solar wind pressure or velocity, which correspond to testing different assumptions about what might be the nature of the physical connection. In this section we present different approaches that were tried to estimate the possible degree of correlation between auroral power and other parameters.

##### A4.1. Data Sampling

[49] We have included auroral power values averaged over each HST visit, which can range from  $1$  h for a single HST orbit visit to  $7-8$  h for a multiple orbit visit. Within each visit, the auroral power was not seen to change by a large amount, and to avoid excessively weighting the significance of times when we had multiple orbits, we have used the auroral power for each visit as a single point in the correlation analysis. For the propagated solar wind values, we have smoothed the data by a  $1$  h running mean to match the HST orbital period of observations. Testing has shown that this smoothing has not significantly changed the correlation coefficients.

##### A4.2. Direct Comparison of Values Versus Log of Change From Mean Value

[50] The Baran *et al.* [1996] paper gave a comparison of the changes in the log of IR auroral power and solar wind



**Figure A6.** Spread of shock arrival time distributions as a function of time from apparent opposition during solar minimum.

pressure, and did not quote the degree of correlation with the direct values. For a comparison with their work, we have determined the degree of correlation between the difference from the mean value of the log of each quantity. The degree of correlation for the nominal timing is generally much lower than for the comparison of the quantities presented in the main text, while the maximum coefficient based on shifting the solar wind arrival time is generally similar to the values presented in the paper. Since no uncertainties were given by Baran *et al.* for the arrival times of solar wind events, it is not possible to judge the significance of solar wind arrival time shifts in their data.

##### A4.3. Shift in Timing of SW Data by $\pm 2$ Sigma to Get Max Correlation

[51] As described in the text, owing to the uncertainty in the arrival time of solar wind structures from the propagation, we have listed both coefficients for the nominal arrival time and the maximum that is found if the arrival time is shifted  $\pm 2$  days. The 2 day period has been chosen on the basis of the two shifts that were found necessary in comparison with nearby spacecraft measurements.

[52] **Acknowledgments.** This work is based on observations with the NASA/ESA Hubble Space Telescope, obtained at the Space Telescope Science Institute, which is operated by AURA for NASA. Work in Boston was supported by grant HST-GO-10662.01-A, and D.G. are supported by the Belgian Fund for Scientific Research (FNRS) and by the PRODEX program of ESA. L.L., P.Z., and B.C. acknowledge support from the Centre National d'Etudes Spatiales in France. We acknowledge helpful discussions with Tom Hill, Alex Desler, George Parks, Heather Elliott, Brent Hubbard, Margaret Kivelson, Fran Bagenal, and Dave McComas.

#### References

Aasalu, S.-I. (1964), The development of the auroral subsystem, *Planet. Space Sci.*, **12**, 273–282, doi:10.1016/0032-0633(64)90151-5.

Artlege, C. S., C. T. Russell, K. K. Khurana, N. Achilleos, S. W. H. Cowley, M. K. Dougherty, D. J. Southwood, and E. J. Bunce (2008), Saturn's magnetodisc current sheet, *J. Geophys. Res.*, **113**, A04214, doi:10.1029/2007JA012540.

Badman, S. V., E. J. Bunce, J. T. Clarke, S. W. H. Cowley, J. C. Gérard, D. Grodent, and S. E. Milan (2005), Open flux estimates in Saturn's magnetosphere during the January 2004 Cassini-HST campaign, and implications for reconnection rates, *J. Geophys. Res.*, **110**, A11216, doi:10.1029/2005JA011240.

Balistrer, G. E., et al. (1996), Time-resolved observations of Jupiter's far-UV aurora: Comparison of WFP2 and IUE, *Science*, **274**, 409–413, doi:10.1126/science.274.5286.409.

Baron, R. L., T. Owen, J. Conenney, T. Smith, and J. Harrington (1996), Solar wind control of Jupiter's auroras, *Astron. J.*, **120**, 437–442, doi:10.1006/ajph.1996.0063.

Barrow, C. H., F. Genova, and M. D. Desch (1986), Solar wind control of Jupiter's decametric radio emission, *Astron. Astrophys.*, **165**, 244–250.

Boudouridis, A., E. Zeb, R. Lyons, P. C. Anderson, and D. Lammerzhelm (2005), Effect of solar-wind and pressure pulses on the size and strength of the auroral oval, *J. Geophys. Res.*, **110**(A4), 80172, doi:10.1029/2002JA009753.

Brimacombe, M., M. Wilber, M. Fillingim, D. Chua, G. Parks, J. Spann, and G. Gernmay (2000), Global auroral response to a solar wind pressure pulse, *Adv. Space Res.*, **25**, 1517–1585, doi:10.1016/S0275-1177(99)00473-3.

Bunce, E. J., et al. (2008), Origin of Saturn's aurora: Simultaneous observations of Saturn's aurora with the Hubble Space Telescope, *J. Geophys. Res.*, **113**, A09206, doi:10.1029/2008JA013257.

Cesconi, B., and P. Zarka (2003), Model of a variable radio period for Saturn, *J. Geophys. Res.*, **108**, A12203, doi:10.1029/2005JA011085.

Cesconi, B., T. Lamy, P. Zarka, R. Parrot, W. S. Kurth, and P. Lomon (2009), Geomorphometric study of the evolution of 29 perihelion using the Cassini Radio and Plasma Wave Science instrument high-frequency radio receiver, *J. Geophys. Res.*, **114**, A08215, doi:10.1029/2008JA013830.

Clarke, J. T., et al. (1998), Hubble Space Telescope imaging of Jupiter's UV aurora during the Galileo orbiter mission, *J. Geophys. Res.*, **103**(E9), 20217–20236, doi:10.1029/98JE01130.

Clarke, J. T., D. Grodent, S. Cowley, E. Bunce, J. Conenney, and T. Smith (2004), Jupiter's aurora, in *Jupiter: The Planet, Satellites, and Magnetosphere*, pp. 639–670, Cambridge Univ. Press, Cambridge, U. K.

Clarke, J. T., et al. (2005), Morphological differences between Saturn's ultraviolet aurora and those of Earth and Jupiter, *Nature*, **433**, 717–719, doi:10.1038/nature03331.

Chua, D., G. Parks, M. Brinshaw, W. Peria, G. Gernmay, J. Spann, and C. Carlson (2001), Energy characteristics of Saturn's auroral electron precipitation:

- A comparison of substorms and pressure pulse related auroral activity. *J. Geophys. Res.*, *106*(A4), 5945–5956, doi:10.1029/2000JA003027.
- Comney, J. E., M. H. Acuña, and N. F. Ness (1983), Currents in Saturn's magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, *88*(A11), 8779–8789, doi:10.1029/JA088A11p08779.
- Cowley, S. W. H., and E. J. Bunce (2001), Origin of the main auroral oval in Jupiter's coupled magnetosphere-ionosphere system. *Planet. Space Sci.*, *49*, 1067–1088, doi:10.1016/S0032-0633(00)00167-7.
- Cowley, S. W. H., and E. J. Bunce (2003), Corotation-driven magnetosphere-ionosphere coupling currents in Saturn's magnetosphere and their relation to the auroras. *J. Geophys. Res.*, *108*, 41707, doi:10.1029/2002JA001730.
- Cowley, S. W. H., and M. Lockwood (1992), Excitation and decay of solar wind-driven flows in the magnetosphere-ionosphere system. *J. Geophys. Res.*, *97*, 103–115.
- Cowley, S. W. H., E. J. Bunce, and R. Prange (2003), Saturn's polar ionospheric flows and their relation to the main auroral oval. *J. Geophys. Res.*, *108*, 4171–4176, doi:10.1029/2002JA001966.
- Cowley, S. W. H., S. V. Badman, E. J. Bunce, J. T. Clarke, J.-C. Gérard, D. Grodent, C. M. Jackman, S. E. Milan, and T. K. Yeoman (2005), Reconnection in a rotation-dominated magnetosphere and its relation to Saturn's auroral dynamics. *J. Geophys. Res.*, *110*, A02201, doi:10.1029/2004JA010196.
- Cowley, S. W. H., J. D. Nichols, and D. J. Andrews (2007), Modulation of Jupiter's plasma flow, polar currents, and auroral precipitation by solar wind-induced compressions and expansions of the magnetosphere: A simple theoretical model. *J. Geophys. Res.*, *112*, 1433–1463.
- Crary, F., et al. (2005), Solar wind dynamic pressure and electric field as the main factors controlling Saturn's aurora. *Nature*, *435*, 720–722, doi:10.1038/nature03353.
- Dungey, J. W. (1961), Interplanetary magnetic field and the auroral zones. *J. Phys. Rev. Lett.*, *6*, 47–48, doi:10.1038/physlet.6.47.1.
- Ephraïm, K. D., J. S. Murphree, and L. L. Coe (1979), What is a global auroral substorm?. *Rev. Geophys.*, *17*(2), 169–232, doi:10.1029/1978GL004833.
- Gérard, J.-C. (2006), Saturn's auroral morphology and activity during quiet conditions. *J. Geophys. Res.*, *111*, A12210, doi:10.1029/2006JA011985.
- Gérard, J.-C., D. Grodent, J. Gustin, A. Sghian, J. T. Clarke, and J. T. Trauger (2004), Characteristics of Saturn's EUV aurora observed with the Space Telescope Imaging Spectrograph. *J. Geophys. Res.*, *109*, A09207, doi:10.1029/2004JA010513.
- Gilstone, G. R., et al. (2002), A pulsating auroral X-ray hot spot on Jupiter. *Nature*, *415*, 1000–1003, doi:10.1038/4151000a.
- Greer, C. (1978), Emergization of charged particles in Jupiter's outer magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, *83*, 3145–3150, doi:10.1029/JA083iA07p03145.
- Grodent, D., J. H. Waite Jr., and J.-C. Gérard (2001), A self-consistent model of the Jovian auroral thermal structure. *J. Geophys. Res.*, *106*(A7), 12,933–12,952, doi:10.1029/2000JA001129.
- Grodent, D., J. T. Clarke, J. Kim, J. H. Waite Jr., and S. W. H. Cowley (2003a), Jupiter's main auroral oval observed with HST-STIS. *J. Geophys. Res.*, *108*(A11), 1389, doi:10.1029/2003JA009921.
- Grodent, D., J. T. Clarke, J. H. Waite Jr., S. W. H. Cowley, J.-C. Gérard, and J. Kim (2003b), Jupiter's polar auroral emissions. *J. Geophys. Res.*, *108*(A10), 1366, doi:10.1029/2003JA010017.
- Gurnett, D. A., W. S. Kurth, and F. Scarf (1981a), Plasma waves near Saturn: Initial results from Voyager 1. *Science*, *212*, 235–239, doi:10.1126/science.212.4491.235.
- Gurnett, D. A., W. Kurth, and F. Scarf (1981b), Narrowband electrogenic emissions from Saturn's magnetosphere. *Nature*, *292*, 733–737, doi:10.1038/292733a0.
- Gurnett, D. A., et al. (2002), Control of Jupiter's radio emission and auroral emissions from Saturn's magnetosphere. *Nature*, *416*, 829–831, doi:10.1038/01684a.
- Gurnett, D., et al. (2004), The Cassini radio and plasma wave investigation. *Space Sci. Rev.*, *114*, 395–463, doi:10.1007/s11214-004-1434-0.
- Gustin, J., S. W. H. Cowley, J.-C. Gérard, G. R. Gladstone, D. Grodent, and J. T. Clarke (2006), Characteristics of Jovian morning bright EUV aurora from Hubble Space Telescope/Space Telescope Imaging Spectrograph imaging and spectral observations. *J. Geophys. Res.*, *111*, A09220, doi:10.1029/2006JA011730.
- Hanson, P. G., M. K. Dougherty, N. Krupp, K. C. Hansen, F. J. Crary, D. T. Young, and G. Toth (2004a), Dual spacecraft observations of a compression event within the Jovian magnetosphere: Signatures of externally triggered superrotation. *J. Geophys. Res.*, *109*, A09S919, doi:10.1029/2003JA010116.
- Hanson, P. G., M. K. Dougherty, R. J. Forsyth, M. J. Owens, K. C. Hansen, G. Toth, F. J. Crary, and D. T. Young (2004b), On the evolution of the solar wind between 1 and 5 AU at the time of the Cassini Jupiter flyby: Multispacecraft observations of interplanetary coronal mass ejections including the formation of a merged interaction region. *J. Geophys. Res.*, *109*, A09S803, doi:10.1029/2003JA010112.
- Hill, T. W. (2001), The Jovian auroral oval. *J. Geophys. Res.*, *106*(A5), 8101–8107, doi:10.1029/2000JA000302.
- Hill, T. W. (2004), Auroral structures at Jupiter and Earth. *Adv. Space Res.*, *33*, 2021–2029, doi:10.1016/j.asr.2003.05.037.
- Haber, B., M. Palmroth, T. V. Laitinen, P. Janhunen, S. E. Milan, A. Grocott, S. W. H. Cowley, T. Pulkkinen, and J.-C. Gérard (2006), Compression of the Earth's magnetotail by interplanetary shock directly drives transient magnetic flux closure. *Geophys. Res. Lett.*, *33*, L10105, doi:10.1029/2006GL026008.
- Kaiser, M. (1995), Time-variable magnetospheric radio emissions from Jupiter. *J. Geophys. Res.*, *98*, 18,757–18,766, doi:10.1029/95JF01279.
- Kaiser, M., M. Desch, and A. Lecacheux (1981), Saturnian kilometric radiation: Statistical properties and beam geometry. *Nature*, *292*, 731–733, doi:10.1038/292731a0.
- Kunth, W. S., et al. (2005), An Earth-like correspondence between Saturn's ultraviolet auroral features and radio emission. *Nature*, *433*, 722–725, doi:10.1038/nature03334.
- Kunth, W. S., T. F. Averkamp, D. A. Gunnert, J. B. Groene, and A. Lecacheux (2008), An update to a Saturnian longitude system based on kilometric radio emissions. *J. Geophys. Res.*, *113*, A05222, doi:10.1029/2007JA02861.
- Ladretter, H., and Y. Leblanc (1989), Jovian beamcentric radiation—Beaming, source extension, and solar wind control. *Astron. Astrophys.*, *226*, 297–310.
- Lamy, L., P. Zarka, B. Cecconi, R. Prange, W. S. Kurth, and D. A. Gunnert (2008), Saturn kilometric radiation: Average and statistical properties. *J. Geophys. Res.*, *113*, A07201, doi:10.1029/2007JA012900.
- Livengood, T. A., W. Moos, G. Balster, and R. Prange (1992), Jovian ultraviolet auroral activity, 1981–1991. *Icarus*, *97*, 26–45, doi:10.1016/0019-1035(92)90055-C.
- Louni, I., et al. (2007), Observation of similar radio signatures at Saturn and Jupiter: Implications for the magnetospheric dynamics. *Geophys. Res. Lett.*, *34*, L20101, doi:10.1029/2006GL036386.
- McGarron, R. L. (1970), The plasma environment of magnetospheric substorms. *J. Geophys. Res.*, *75*, 5592–5599, doi:10.1029/JA075i028p05592.
- Mausner, M., J.-C. Gérard, B. Haber, and W. C. Feldman (2004), Propagation of electron and proton shock-induced waves and the role of the interplanetary magnetic field and solar wind. *J. Geophys. Res.*, *109*, A10210, doi:10.1029/2004JA010453.
- Nichols, J. D., E. J. Bunce, J. T. Clarke, S. W. H. Cowley, J.-C. Gérard, D. Grodent, and W. R. Pryor (2002), Response of Jupiter's UV aurora to interplanetary conditions as observed by the Hubble Space Telescope during the Cassini flyby campaign. *J. Geophys. Res.*, *107*, A02203, doi:10.1029/2006JA012005.
- Prange, R., P. Zarka, G. E. Balster, T. A. Livengood, L. Dennis, T. D. Carr, F. Reyes, S. J. Burns, and H. W. Moos (1993), Correlated variations of UV and Radio emissions during an outstanding Jovian auroral event. *J. Geophys. Res.*, *98*, 18,779–18,791, doi:10.1029/93JF01802.
- Prange, R., G. Chagnon, M. G. Kriverson, T. A. Livengood, and W. Kurth (2001), Temporal monitoring of Jupiter's auroral activity with ULE during the Galileo mission: Implications for magnetospheric processes. *Planet. Space Sci.*, *49*, 405–415, doi:10.1016/S0032-0633(00)00161-6.
- Prange, R., L. Pallat, K. C. Hansen, R. Howard, A. Vourlidas, R. Courtin, and C. Parkinson (2004), An interplanetary shock traced by planetary auroral storms from the Sun to Saturn. *Nature*, *432*, 78–81, doi:10.1038/nature02986.
- Pryor, W. R., et al. (2005), Cassini UVIS observations of Jupiter's auroral variability. *Icarus*, *178*, 312–326, doi:10.1016/j.icarus.2005.05.021.
- Rucker, H. O., et al. (2008), Saturn kilometric radiation as a monitor for the solar wind?. *Adv. Space Res.*, *42*, 40–47, doi:10.1016/j.asr.2008.02.008.
- Sandel, B. R., and A. Broadfoot (1981), Morphology of Saturn's aurora. *Nature*, *292*, 679–682, doi:10.1038/292679a0.
- Skinner, T. E., S. Durran, P. Feldman, and W. Moos (1984), ULE observations of longitudinal and temporal variations in the Jovian auroral emission. *Astrophys. J.*, *278*, 441–448, doi:10.1086/161809.
- Siscoe, G. L., and T. S. Huang (1983), Polar cap inflation and deflation. *J. Geophys. Res.*, *88*, 543–547, doi:10.1029/JA088iA01p00543.
- Stiller, E. C., Jr., M. F. Bane, and J. D. Richardson (2006), Proposed model for Saturn's auroral response to the solar wind: Centrifugal instability. *J. Geophys. Res.*, *111*, A06208, doi:10.1029/2005JA011191.
- Stinsonwood, D., and M. Kriverson (2001), A new perspective concerning the influence of the solar wind on Jupiter. *J. Geophys. Res.*, *106*, 6123–6130, doi:10.1029/2000JA000236.
- Stallard, T., C. Smith, S. Miller, H. Melin, M. Lysnar, A. Aylward, N. Achilleos, and M. Dougherty (2007), Saturn's auroral polar H $\alpha$  infrared emission. *Icarus*, *191*, 678–690, doi:10.1016/j.icarus.2007.05.016.
- Trauger, J. T., et al. (1998), Saturn's hydrogen aurora: Wide field and planetary camera 2 imaging from the Hubble Space Telescope. *J. Geophys. Res.*, *103*(E9), 20,237–20,244, doi:10.1029/98JB011524.

Walt, J. H., et al. (2001), An auroral flare at Jupiter. *Nature*, *410*, 787–789, doi:10.1038/35071018.

Warrick, J., et al. (1981), Planetary radio astronomy observations from Voyager 1 near Saturn. *Science*, *212*, 239–243, doi:10.1126/science.212.4491.239.

Zarka, P. (1998), Auroral radio emissions at the outer planets: Observations and theories. *J. Geophys. Res.*, *103*(E9), 20,159–20,194, doi:10.1029/98JE01323.

Zieger, B., and K. C. Hansen (2008), Statistical validation of a solar wind propagation model from 1 to 10 AU. *J. Geophys. Res.*, *113*, A08107, doi:10.1029/2008JA013046.

E. Bunce, S. W. H. Cowley, and T. Stallard, Department of Physics and Astronomy, University of Leicester, Leicester LE1 7RH, UK.  
 B. Cecconi, L. Lamy, and P. Zarka, LESIA, Observatoire de Paris, UPMC, CNRS, Université Paris Diderot, F-92190 Meudon, France.

J. T. Clarke, J. Dural, J. Nichols, and S. Wannamacher, Center for Space Physics, Boston University, Boston, MA 02215, USA. (jclarke@bu.edu)  
 F. Crary, G. R. Gladstone, and K. Retherford, Southwest Research Institute, San Antonio, TX 78238, USA.  
 M. Dougherty, Blackett Laboratory, Imperial College, London SW7 2BZ, UK.  
 J.-C. Gérard and D. Grodent, IAP, Université de Liège, B-4000 Liège, Belgium.  
 K. C. Hansen and B. Zieger, AOSS Department, University of Michigan, Ann Arbor, MI 48109, USA.  
 W. Kurth, Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, IA 52242, USA.  
 D. Mitchell, Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory, Laurel, MD 20723, USA.  
 W. Pryor, Department of Science, Central Arizona College, Coolidge, AZ 85228, USA.

**G.7 Goniopolarimetric study of the Rev 29 perikrone using the Cassini/RPWS/HFR radio receiver**

*Article paru la revue Journal of Geophysical Research (Space Physics) en mars 2009.*

# Goniopolarimetric study of the revolution 29 perikrone using the Cassini Radio and Plasma Wave Science instrument high-frequency radio receiver

B. Cecconi,<sup>1</sup> L. Lamy,<sup>1</sup> P. Zarka,<sup>1</sup> R. Prangé,<sup>1</sup> W. S. Kurth,<sup>2</sup> and P. Louann<sup>3</sup>

Received 16 October 2008; revised 21 November 2008; accepted 10 December 2008; published 26 March 2009.

[1] We present goniopolarimetric (also known as direction finding) results of the Saturn kilometric radiation (SKR), using the Cassini Radio and Plasma Wave Science instrument high-frequency radio receiver data. Tools to retrieve the characteristics of the SKR sources have been developed that allow us to measure their 3-D location and beaming angle relative to the magnetic field in the source and, thus, to deduce the location of the footprints of the active magnetic field lines. We present results from these analyses on SKR observed during the revolution 29 perikrone (25–26 September 2006) with a relatively high orbital inclination. These results provide for the first time the observed beaming angle, the invariant latitude, and the local time of the SKR sources. We provide evidence that the SKR is mainly emitted in the right-hand extraordinary (R-X) mode and marginally in the left-hand ordinary (L-O) mode. We observe the footprint of the active magnetic field lines in the  $\sim 70^\circ$  to  $\sim 80^\circ$  northern and southern latitudinal range and in the 0400 to 1600 local time range. The northern sources are observed at slightly higher latitude than southern sources. The location matches that of the UV and IR aurorae. Duskside and nightside sources are also detected.

**Chaton:** Cecconi, B., L. Lamy, P. Zarka, R. Prangé, W. S. Kurth, and P. Louann (2009), Goniopolarimetric study of the revolution 29 perikrone using the Cassini Radio and Plasma Wave Science instrument high-frequency radio receiver, *J. Geophys. Res.*, 114, A03215, doi:10.1029/2008JA013830.

## 1. Introduction

[2] Saturn's kilometric radiation (SKR) was discovered with the Voyager Planetary Radio Astronomy (PRA) experiment by *Katzer et al.* [1980]. It is the most intense component of the kronian radio emissions (see reviews by *Katzer et al.* [1984], *Zarka* [1998, 2000], and *Lamy et al.* [2008b]). This nonthermal radio emission covers the frequency range from 10 kHz to  $\geq 1.2$  MHz with a peak intensity at about 200 kHz. The SKR is sporadic and shows arc-like structures in the time-frequency space (see Figure 1a) [*Botchko et al.*, 1981; *Lamy et al.*, 2008a]. Various mechanisms for particle acceleration and auroral precipitation have been proposed [*Galopau et al.*, 1995; *Cowley et al.*, 2004], and it is widely accepted that the SKR emission results from the cyclotron maser instability (CMI) [Fru and Lee, 1979; Louann, 1992, and references therein]. In situ measurements within the emission region of the terrestrial auroral kilometric radiation (AKR) [*Egyan et al.*, 1998, 2000] proved the validity of this model in Earth's case.

<sup>1</sup>ESPA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris Diderot, Meudon, France.

<sup>2</sup>Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, Iowa, USA.

<sup>3</sup>Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, Université Paul Sabatier, CNRS, Toulouse, France.

Copyright 2009 by the American Geophysical Union.

0148-0227/09/2008JA013830\$09.00

Even though no such in situ measurement has been carried out at other planets, this emission process is the one that best meets the observational constraints for nonthermal planetary radio emissions (such as polarization, brightness temperature, frequency cutoff, beaming and localization) [*Zarka*, 1998]. *Lamy et al.* [2008b] have shown that the SKR polarization characteristics are consistent with the CMI process: (1) the SKR is circularly polarized; (2) it is right-handed (RH) in the northern hemisphere and left-handed (LH) in the southern one, indicating an emission in the right-hand extraordinary (R-X) mode; and (3) the radio emission is strongly beamed. They also tentatively identified marginal ordinary (L-O) mode in dynamic spectra. Let us recall other characteristics of the CMI process: radio waves are emitted close to the local electron gyrofrequency ( $f_{ce}$ ), along the walls of a hollow cone whose aperture (also known as the beaming angle) is large [*Ouvrerie and Zarka*, 1998; *Zarka*, 1998; *Hess et al.*, 2008; *Lamy et al.*, 2008a] and depends on the electron distribution function at the origin of the radio emission [Fru, 1985]. The visibility of the SKR is thus strongly dependent on the location of the observer, the location of the source and its beaming.

[3] The auroral origin of the SKR was inferred from the first observations [*Katzer et al.*, 1980]. The SKR source locations have been indirectly deduced from the Voyager PRA data [*Galopau et al.*, 1995, and references therein]; they were found to be quasi-fixed in local time (LT),

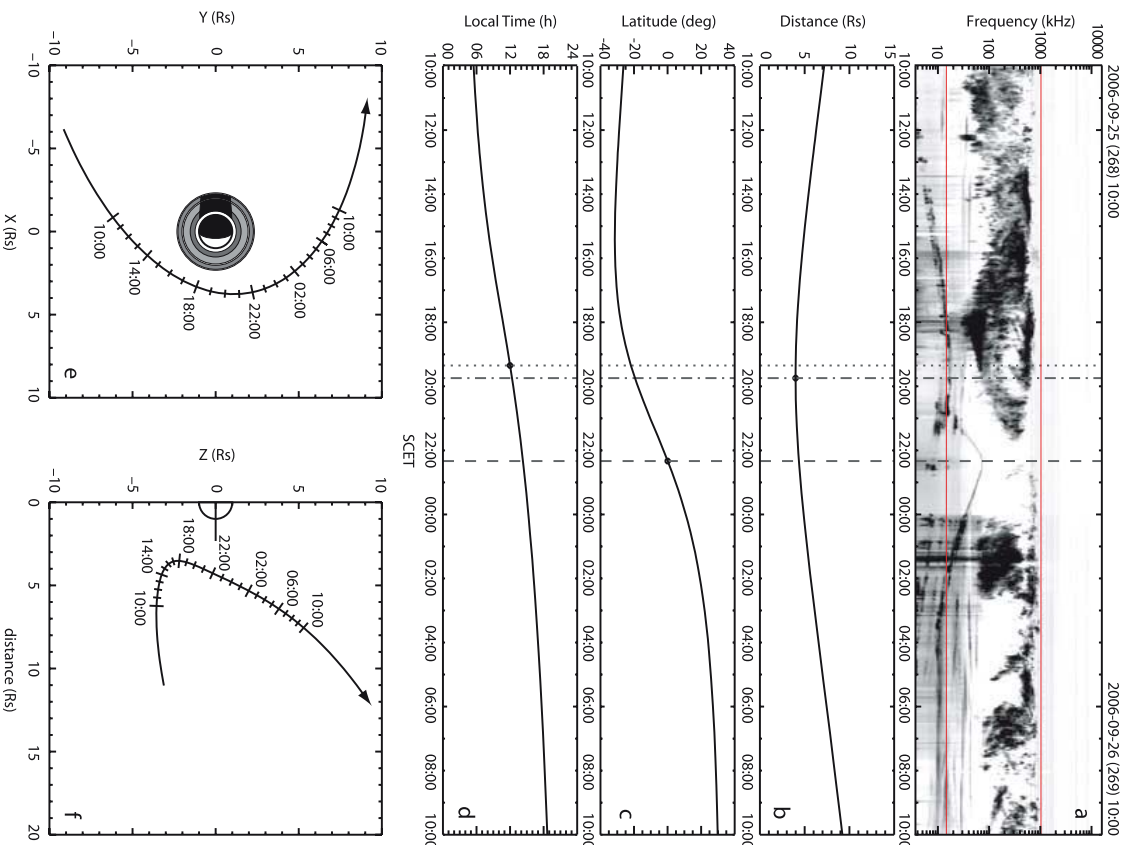


Figure 1

centered approximately at noon (1200 LT), at high magnetic latitudes ( $\approx 80^\circ$ ), and extending toward lower latitudes on the morningside (down to  $60^\circ$  at  $\sim 0900$  LT). This focus roughly matches the ultraviolet (UV) southern auroral oval of Saturn, observed from the Hubble Space Telescope (HST) [Gérard *et al.*, 1995; Trager *et al.*, 1998; Gérard *et al.*, 2004; Kurth *et al.*, 2005; Badman *et al.*, 2006], as well as the infrared (IR) auroral oval [Stalard *et al.*, 2008a, 2008b].

[4] Launched in 1997, the Cassini spacecraft arrived at Saturn in July 2004. It is the fourth spacecraft (after Voyagers 1 and 2 and *Ulysses*) carrying radio astronomy instrumentation that can observe Saturn's radio emissions. The high-frequency receiver (HFR) of the Radio and Plasma Wave Science instrument (RPWS) experiment has goniopolarimetric (GP) capabilities (also referred to as direction finding in the literature) [Garnett *et al.*, 2004]. This means that it is possible to retrieve the polarization (polarization Stokes parameters:  $U$  and  $Q$  for linear polarization,  $V$  for circular polarization), the direction of arrival (two angles defining the  $\mathbf{k}$  vector: the colatitude  $\theta$  and the azimuth  $\phi$ ) and the flux ( $S$ ) of an incoming transverse electromagnetic wave. Moreover, the RPWS/HFR GP capabilities are quasi-instantaneous (10–80 ms) as compared to GP on spinning spacecraft like *Ulysses* or *Wind* for which at least one rotation of the spacecraft is needed to obtain GP measurements (12 s for *Ulysses*). The GP inversion we use in this paper is described by Cecconi [2004] and Cecconi and Zarka [2005].

[5] In this study, we present goniopolarimetric results for the perikrone of orbit revolution (Rev) 29. A description of the data and the applied preprocessing is presented in section 2. Sections 3 and 4 describe 2-D and 3-D, respectively, instantaneous characterization of SKR sources. As already stated, the SKR is emitted mainly on the R-X mode with possible L-O mode. We directly confirm the presence of L-O mode emission in section 5. The results are discussed in section 6.

## 2. Data Description

[6] The Rev 29 perikrone, with closest approach on day 2006/268 (25 September) at 2220 spacecraft event time (SCET), was selected because it allows observations out of the equatorial plane, up to  $\pm 30^\circ$  latitude. The data interval analyzed covers 24 h and spans from 1000 SCET on day 2006/268 (25 September) to 1000 SCET on day 2006/269 (26 September), so that SCET values larger or smaller than 1000 SCET refer to day 2006/268 or 2006/269, respectively. The evolution of the orbital parameters during the selected period is displayed on Figures 1b, 1c, and 1d. Closest approach occurs near the local noon meridian at a distance of  $4 R_S$  ( $R_S = 60268$  km = 1 Saturn radius) from Saturn's center, when the spacecraft is at a  $-20^\circ$  latitude (i.e., in the

southern hemisphere). The equator crossing occurs after the closest approach, near 1415 LT, at  $4.3 R_S$ . The trajectory of Cassini during this perikrone makes it particularly favorable in terms of the visibility of the radio emissions, and for the 3-D localization process (see section 4 and Appendix B).

[7] During that time the RPWS/HFR was in its so-called dipole mode (where two out of its three electrical monopole antennas are connected together and used as a dipole). We thus used only two-antenna GP inversions in this study [see Cecconi and Zarka, 2005]. In the two-antenna mode, we obtain four instantaneous measurements: two autocorrelation (one for each antenna) and one complex cross correlation, the real and imaginary part of which provide two independent measurements. The GP inversions consist of solving for the expressions of the six wave parameters ( $S$ ,  $Q$ ,  $U$ ,  $V$ ,  $\theta$  and  $\phi$ ) as functions of the four instantaneous measurements. This implies that we have to make assumptions on at least two wave parameters. Several studies have shown that the SKR is circularly polarized: (1) although the Voyager Planetary Radio Astronomy experiment had no GP capabilities, *Ortega-Molina and Lecacheux* [1990] indirectly showed that SKR emissions observed with PRA were possibly fully circularly polarized; (2) Cecconi *et al.* [2006] reported a purely circularly polarized wave ( $\sim 80\%$  total polarization degree, using data far from Saturn, during the inbound trajectory, with the polarimeter inversion [Cecconi and Zarka, 2005] with an assumed source at Saturn's center; and (3) finally, Lamy *et al.* [2008b] studied 2.75 years of data and observed a fully circularly polarized wave with high enough signal-to-noise ratio (SNR) [see Lamy *et al.*, 2008b, Figure A2]. The partial polarization reported by Cecconi *et al.* [2006] (using data with SNR of  $\sim 20$  to 30 dB) is fully consistent with Figure A2 of Lamy *et al.* [2008b]. Here we use the circular goniometer inversion [Cecconi and Zarka, 2005; A. Lecacheux, two antenna direction finding with purely circular polarization, RPWS Team Meeting presentation, Iowa City, Iowa, 2000] for which we assume no linear polarization ( $U = 0$  and  $Q = 0$ ). Elliptically polarized SKR emission has been observed by the HFR, but only when Cassini is at latitudes  $>30^\circ$  or  $<-30^\circ$  (G. Fischer *et al.*, Elliptical polarization of Saturn kilometric radiation observed from high latitudes, submitted to *Journal of Geophysical Research*, 2009). As shown by Fischer *et al.*, the derived directions of arrival are strongly biased when observing elliptically polarized radio waves with the inversion used here. This bias can be as high as several tens of degrees and thus would be clearly visible on the data. As the selected orbit does not include spacecraft latitudes (either northern or southern) larger than  $30^\circ$ , our results should not be affected. The flux measurements  $S$  have been normalized to a distance of 1 astronomical unit (AU).

[8] The effective electrical antenna parameters have been calibrated during the Cassini-Jupiter flyby [Vogel *et al.*, 2004]. Calibrations have been updated with data acquired

in early 2004, during the approach to Saturn. The analysis presented in this paper has been conducted using the updated antenna parameters, as described in Appendix A. The accuracy on effective antenna parameters (especially the effective antenna direction) is crucial for the determination of the direction of arrival of the wave. Vogel *et al.* [2004] have estimated that the accuracy on effective antenna directions is  $\sim 1^\circ$ .

[9] As noted by Cecconi and Zarka [2005], the main source of signal fluctuation on the Cassini/RPWS/HFR data is the digitization noise. Contrary to the SNR fluctuations which depend on the frequency bandwidth and on the integration time, the digitization fluctuations are proportional to the signal [Cecconi *et al.*, 2007]. In order to reduce this noise, the data have been averaged over three consecutive samples in time and three successive samples in frequency before any further processing (i.e., nine raw measurements are averaged together). The frequency band selected for this study is 13 kHz to 102 MHz, which is including the frequency band in which the SKR is observed ( $\sim 30$  kHz to  $\sim 1$  MHz). Considering the various sources of noise affecting the determination of the direction of arrival (SNR, galactic radio background, ambient plasma noise, receiver noise, digitization noise, geometrical configuration, inversion indeterminism, calibration indeterminism, intrinsic source variability, multiple sources, intrinsic size of the source) [see Cecconi *et al.*, 2007, section 2.5] and after the data preprocessing described above, the overall accuracy on the direction of arrival of the waves is  $\sim 2^\circ$ .

## 3. Goniopolarimetry: Two-Dimensional Localization

[10] The dynamic spectrum presented in Figure 1 shows the raw voltage autocorrelation measured on the dipole antenna as a function of time and frequency, for the whole RPWS/HFR frequency band. This quantity is not the radio wave flux density but the power received by the dipole antenna, which depends on its orientation with respect to the direction of the source, and also includes local plasma wave emissions and interference. In this section we present the GP results as dynamic spectra of the measured flux density, degree of circular polarization and apparent hemisphere of emission (as defined in section 3.1), as shown in Figure 2. We also provide 2-D maps of projected directions of arrival on the plane of observation, as explained in Figure 3. Figure 3 illustrates that GP inversions only retrieve the direction of arrival of incoming radio waves. An additional assumption is needed to retrieve the 3-D source location (see section 4).

### 3.1. Dynamic Spectra

[11] Figure 2a displays the SKR flux density normalized to 1 AU, as a function of time and frequency. As mentioned in section 2, the data have been averaged in order to reduce the digitization noise. A selection  $|V| > 0.2$  has been applied in order to remove most non SKR data [Lamy *et al.*, 2008b]. Local emissions due to local plasma instabilities along the spacecraft orbit have also been removed by this selection (these emissions are visible in Figure 1a, peaking at  $\sim 80$  kHz at equator crossing). The narrowband emissions observed  $\lesssim 50$  kHz in Figure 2a have not been rejected by the selection criterion since these are also circularly polarized

electromagnetic emissions. These emissions, first noticed by Garnett *et al.* [1981], have been called n-SKR emissions (narrow band Saturn's kilometric radiation) by Lamy *et al.* [2008b]. The origin of these emissions is not understood yet. The n-SKR source characterization is beyond the scope of this study. The data selection also implies that the white areas of Figure 2a are either regions where  $S < 10^{-24}$  W  $m^{-2} Hz^{-1}$ , or where  $|V| < 0.2$ . The selection on  $V$  allows a better definition of the SKR bursts contours as it effectively discriminates low-intensity polarized emission from unpolarized background noise. For instance, the high-frequency cutoff of SKR (at  $\sim 800$ – $1000$  kHz) is better revealed by the polarization selection.

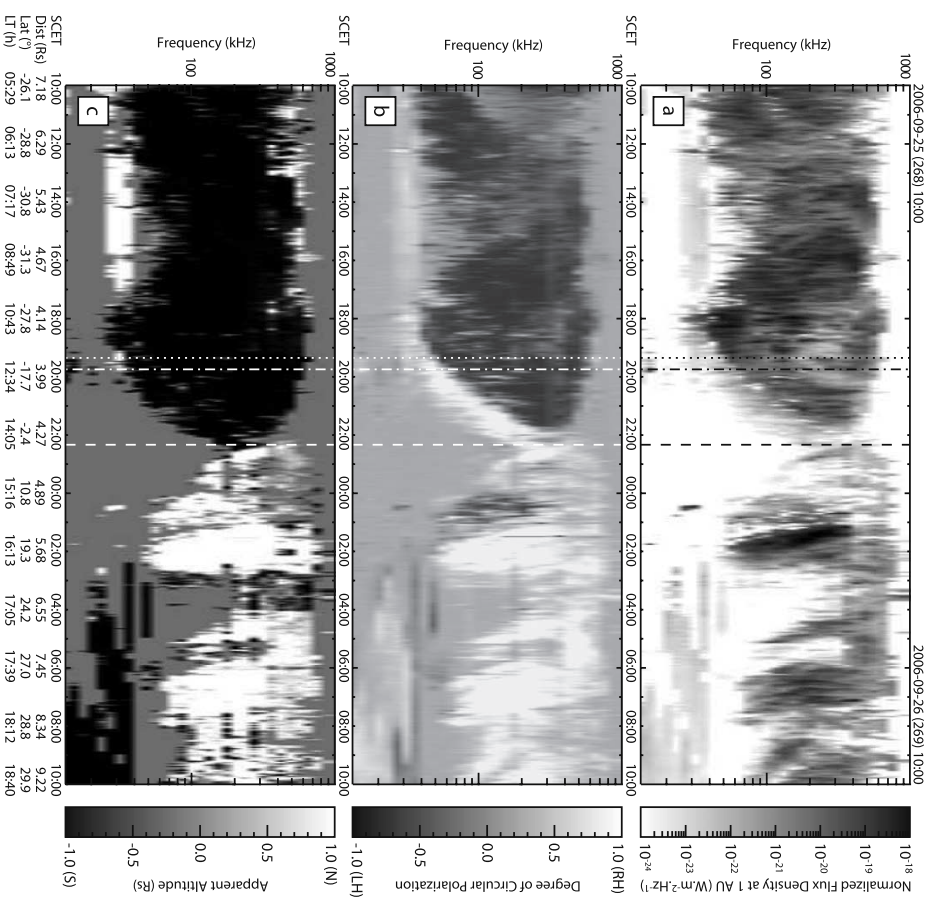
[12] Figure 2b shows the degree of circular polarization versus time and frequency. The vertical dashed line around 2220 SCET indicates the equator crossing. Before this, the SKR is mainly LH polarized, with an additional RH polarized component following the low-frequency cutoff of the LH one between 1900 SCET and the equator crossing. After equator crossing, the SKR is mainly RH polarized except for a burst of LH polarized emission below 300 kHz between 0000 and 0200 SCET.

[13] Figure 2c shows the apparent hemisphere of emission. This parameter is computed from the apparent altitude  $z$ , measured on the projection plane defined as on Figure 3. All directions of arrival with  $z > 1$  (i.e., pointing to the northern hemisphere) are displayed in white, whereas the ones with  $z < -1$  (i.e., pointing to the southern hemisphere) are displayed in black. Details on the 2-D projections are given in section 3.2. At this point of the analysis, we do not make any assumption on the source location. The auroral regions, within which the SKR sources are located, are in the northern or southern hemisphere. The hemisphere of emission thus provides a qualitative index for the source location. Figure 2c shows that the observed SKR is emitted mainly in that hemisphere where the spacecraft is positioned.

[14] It is clear from Figure 2 that SKR is more intense before the spacecraft crosses the equator. During this time interval, the spacecraft is in the southern morning-to-noon LT sector. Thanks to the SKR emissions temporal and spectral conjugacy observed by Lamy *et al.* [2008b], we interpret this as an enhancement of the SKR in the morning-side-to-noon-side of the magnetosphere. This is known since the Voyager era [Gadepalli *et al.*, 1995] and has been recently statistically studied using 2.75 years of RPWS/HFR data [Lamy *et al.*, 2008b]. We also observe emissions in both circular polarization coming from both hemispheres. The southern emissions are mainly LH circularly polarized, but with a marginal RH component, whereas northern emissions show opposite polarization characteristics. This suggests that SKR is mainly emitted on the R-X mode, but that L-O mode is also produced, even if marginally. This point is further discussed in section 5.

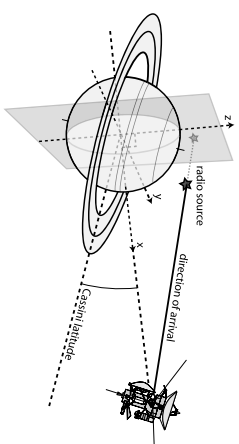
### 3.2. Two-Dimensional Source Mapping

[15] Goniopolarimetry only provides the direction of arrival of the observed radio waves. As proposed in Figure 3, it is possible to represent the observed directions of arrival as their projections on a plane perpendicular to the Cassini-Saturn line and containing the center of the planet. This plane is hereafter referred to as the projection plane. The

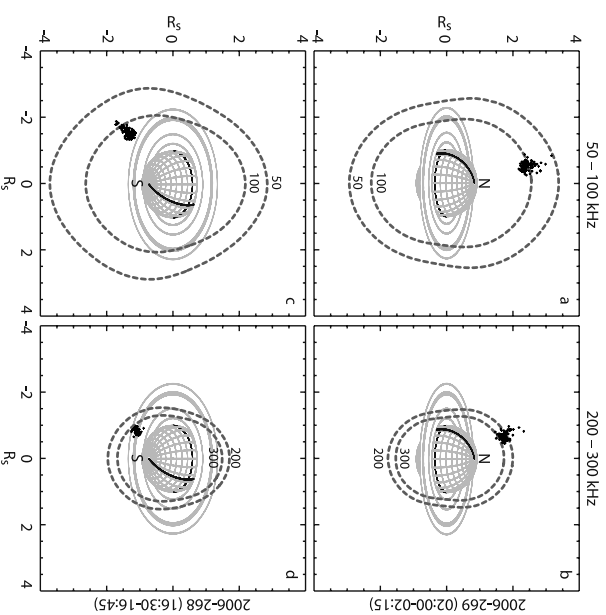


**Figure 2.** (a) Dynamic spectrum of the SKR flux density in  $\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1}$ , (b) degree of circular polarization, and (c) apparent hemisphere of emission provided by the GP analysis. The orbital parameters are recalled at the bottom. See caption of Figure 1 for the vertical line descriptions. In Figure 2c, the apparent altitude  $z$  as defined in Figure 3 is saturated outside of the  $[-1, +1]$  interval in order to display the hemisphere of emission rather than the projected altitude. For Figures 2a and 2c, the data were selected with the following condition on the circular polarization degree:  $|V| > 0.2$ .

projection reference frame is defined such as the  $x$  axis is along the Saturn-Cassini line, pointing to Cassini; the  $z$  axis is perpendicular to the  $x$  axis such as the north pole direction of Saturn is in the  $(x, z)$  plane; the  $y$  axis completes the orthogonal triad. The projection frame orientation changes as the spacecraft orbits Saturn. The projection plane is the  $(y, z)$  plane of the projection reference frame. In order to have consistent projection maps throughout the spacecraft orbits, the axes are scaled in  $R_S$ .

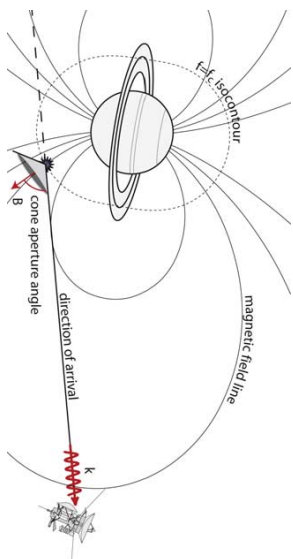


**Figure 3.** The goniopolarimetric inversions are providing the direction of arrival of a free-space propagating electromagnetic wave. It does not provide the actual source position. It is possible to map the source position as projection of the obtained direction of arrival on a plane (here taken as the plane perpendicular to the Cassini-Saturn line passing through the center of Saturn).



**Figure 4.** Two-dimensional maps projected on the  $y$ - $z$  plane (see Figure 3). Data acquired in the (a and b) northern (time interval 2006/269, 02:00 to 02:15 SCET; distance to Saturn 5.7  $R_S$ ; latitude of the spacecraft:  $+21.0^\circ$ ; local time 1615 LT) and (c and d) southern (time interval 2006/268, 16:30 to 16:45 SCET; distance to Saturn 4.5  $R_S$ ; latitude of the spacecraft  $-36.5^\circ$ ; local time 0925 LT) hemispheres. Data with 50–100 kHz (Figures 4a and 4c) and 200–300 kHz (Figures 4b and 4d) frequency selection are shown. The data are also selected with a minimum SNR of 20 dB and a circular polarization degree  $|V| > 0.8$ . The grey dashed lines are the contour of  $\mathcal{F}_{ce}(f)$  as seen from Cassini for the labeled frequency (also called “radio horizon”), as seen for the Cassini spacecraft. The noon meridian and the equator are drawn in black on Saturn.





**Figure 5.** The goniopolarimetric inversions are providing the direction of arrival of a free-space propagating electromagnetic wave. Assuming the sources to be located in regions where the local  $f_{ce}$  is close to the observed frequency and using the planetary magnetic field model, it is possible to locate the radio sources at the intersection of the direction of arrival of the radio wave and  $\mathcal{F}_{ce}(f_{obs})$ . Once the source is located, the cone aperture angle of the emission and the active magnetic field line footprint location are computed.

any direction of arrival whose projection is inside the inner radio horizon necessarily intersects its corresponding  $\mathcal{F}_{ce}(f_{obs})$  (3) for directions of arrival projecting between the two radio horizons, it is not possible to decide whether they intersect their respective  $\mathcal{F}_{ce}(f_{obs})$  with such a map (in this case, a thorough analysis, frequency per frequency, is necessary in order to conclude); and (4) the closer the projected direction of arrival is to its respective radio horizon  $\mathcal{F}_{ce}(f_{obs})$ , the closer the observed beaming angle of the emission is to  $90^\circ$ .

[9] The projected direction of arrival on Figures 4a, 4c, and 4d are mostly within the inner radio horizon. This implies that most of the directions of arrival intersect their respective  $\mathcal{F}_{ce}(f_{obs})$  and that the beaming angles of the emission are  $\leq 90^\circ$ . This is especially the case on Figure 4d. On Figure 4b, some projected directions of arrival are out of the outer radio horizon, and none are inside the inner radio horizon. This means that most of the data points are very close to their respective radio horizon and that the respective beaming angles are very close  $90^\circ$ .

[20] The overall conclusion is that the projected directions of arrival are relatively close to their respective radio horizon. Northern hemisphere observations (Figures 4a and 4b) indicate beaming angle close to  $90^\circ$  at least in the highest frequency range, whereas the southern hemisphere observations (Figures 4c and 4d) indicate smaller beaming angles. The fact that some directions of arrival are observed out of the outer radio horizon (see Figure 4b) might be due to a high-latitude and high-order magnetic anomaly that is not modeled with the SPV magnetic field model that we use here.

#### 4. Source Characterization: Three-Dimensional Localization

[21] In order to perform a 3-D localization of the SKR radio sources, we first assume that no propagation effects occur between the source and the spacecraft so that wave propagation is along a straight line. Actually, propagation effects may be important inside the sources (hereafter

referred to as “close range propagation effects”), as for auroral kilometric radiation at Earth, which are produced in plasma cavities [Cahver, 1981; Treumann, 2006]. In that case, the refraction on the edge of the cavities will modify the observed beaming angle of the emission but not its position [Muel et al., 2008]. Hence, the observed beaming angle may be “real” or “apparent,” depending on the existence of close range propagation effects. Only if refraction occurs further from the source (hereafter referred to as “far range propagation effects”), as described by Xiao et al. [2007] at Earth, then both beaming angle and source position may be strongly modified. We believe that these far range propagation effects mainly affect the lower frequencies of the SKR spectrum (below  $\sim 100$  kHz) propagating at low latitudes, because of the presence of the rings’ ionosphere. Taking into account such propagation effects are, however, beyond the scope of this paper, and this should be valid at high frequency and high latitude. We will hereafter call “beaming angle” the observed beaming angle, for simplicity.

[22] Assuming that the radio wave is emitted at the local  $f_{ce}$ , the source is located at the intersection of the straight line defined by the measured direction of the wave vector, and the  $\mathcal{F}_{ce}(f_{obs})$  surface, as summarized on Figure 5. The detailed localization procedure and error analysis is presented in Appendix B. The same type of 3-D localization has already been applied to AKR observations [Haff et al., 1988].

#### 4.1. Active Magnetic Field Line Footprints

[23] Animation 1 shows the localization results (with both 2-D projection and active magnetic field line footprints) for the entire 24 h interval of Figure 2. Each frame of Animation 1 is built from 5 min of data and is composed of two plots: a 2-D projection map on the left (with a field of view of  $90^\circ$  from Cassini); and a magnetic polar projection on the right. The magnetic footprints of the radio

horizon (as defined in section 3.2) are represented in Animation 1 (right). They will hereinafter be referred to as “radio horizon” for simplicity. The radio horizons are displayed for each frequency range on each frame. The frequency bands and polarization are color coded as described in the caption. The directions of arrival intersecting or not  $\mathcal{F}_{ce}(f_{obs})$  are represented respectively with crosses and diamonds. On the magnetic polar projections, the magnetic projection of the  $2^\circ$  error areas, computed as in section B2.2, have also been plotted for each direction of arrival intersecting  $\mathcal{F}_{ce}(f_{obs})$ .

[24] Animation 1 allows us to analyze both northern and southern sources: From 0420 to 0510 SCET and from 0555 to 0720 SCET, the NH northern sources are located between  $1200$  and  $1600$  LT, at  $\sim 75^\circ$  north magnetic latitude and emit from  $100$  to  $400$  kHz (see Figure 6, bottom). A more poleward emission is observed between  $0130$  and  $0215$  LT. The active magnetic field lines match the noon meridian and their footprints are situated at  $\sim 80^\circ$  north magnetic latitude. Finally, between  $0050$  and  $0305$  SCET, nightside sources are visible in the  $400$ – $800$  kHz band (see Figure 7). [25] For these latter data, most of the  $2^\circ$  error areas cover regions up to the radio horizon drawn in grey. These observations lead to the conclusion that the radio waves come from directions close to the radio horizon, indicating beaming angles close to  $90^\circ$ . As discussed in section B2.1, the source parameters (e.g., source localization, beaming angle) computed for sources observed close to the radio horizon are biased and cannot be readily analyzed.

[26] LH northern radio sources (possibly emitted on the L-O mode) are also observed between  $0000$  and  $0100$  SCET. They are located at  $\sim 75^\circ$  north magnetic latitude and in the  $1200$  to  $1300$  LT sector (see Figure 8 and section 5). [27] The southern sources are more readily described when analyzing Animation 1. The LH southern radio sources are visible from  $1000$  to  $1915$  SCET. The corresponding magnetic footprints are observed from  $0400$  to  $1400$  LT, at  $\sim 75^\circ$  southern latitude. Magnetic footprints are observed at about  $-68^\circ$  southern latitude at  $\sim 0800$  LT. The effect of the hollow cone emission pattern of the SKR sources is clear during the whole perikrone. The magnetic footprints are indeed following or preceding the spacecraft meridian (e.g., from  $1430$  to  $1900$  SCET), as seen on Figure 6 (top). From  $1700$  to  $1900$  SCET, two active spots are visible symmetric with the spacecraft meridian, as seen on Figure 6 (middle). The localization of the magnetic footprints is thus highly dependent on the visibility of the emission. The latitudinal range in which the magnetic footprints are observed is large (from  $\sim -70^\circ$  to  $-80^\circ$ ). This is in the same latitudinal range in which the UV aurora are observed. While the spacecraft is at very high southern latitudes and close enough to the planet (from  $1600$  to  $1700$  SCET), the magnetic footprints of the radio sources are clearly separated from the radio horizon, indicating a beaming angle significantly smaller than  $90^\circ$ .

[28] The southern source footprints are clearly separated from the radio horizon, contrary to the northern sources, indicating beaming angles smaller than in the northern hemisphere. This discrepancy between northern and southern observations is also enhanced by the fact that the spacecraft is at larger southern latitudes than in the northern

case, thus providing better geometric visibility for southern observations.

[29] Finally, the equatorial shadow zone [Lamy et al., 2008b] is visible at  $\sim 22210$  SCET, when the spacecraft is close the magnetic equator and below  $4.3 R_S$ .

[30] Figure 9 summarizes the distribution of active magnetic field line footprints for the whole studied period. The footprint locations are represented with black crosses or grey diamonds, whether the corresponding direction of arrival intersects  $\mathcal{F}_{ce}(f_{obs})$  or not. On Figure 9, the radio horizons are shown for the beginning and the end of the interval of observation (grey dashed lines). The intersection of all the radio horizons is the solid black line.

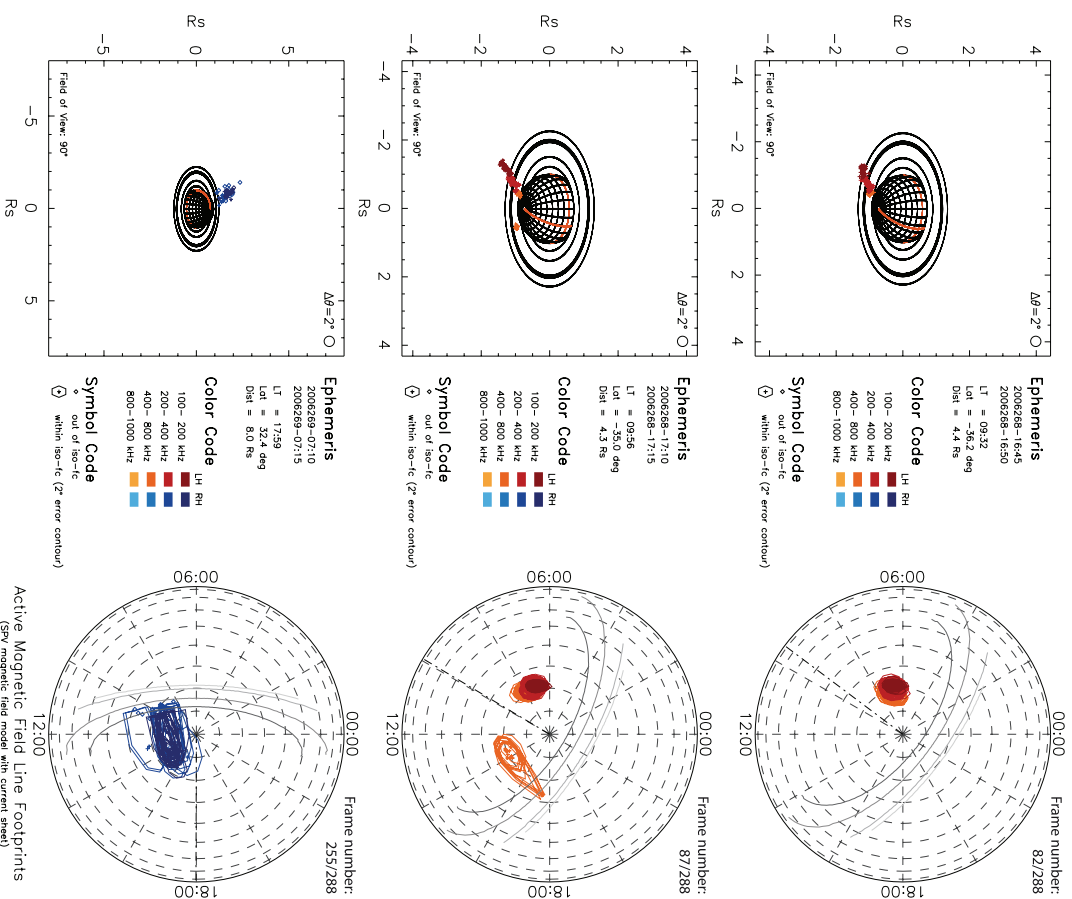
[31] Figure 9 (left) shows southern sources as observed by Cassini between  $1000$  and  $2220$  SCET. The southern sources are observed between  $\sim 0200$  and  $\sim 1300$  LT and between  $\sim -80^\circ$  and  $-65^\circ$  latitudes. At high frequency, two spots are clearly visible at  $0600$  LT and at  $1300$  LT. The oval structure is clearly visible at low frequency at  $\sim -70^\circ$  latitude.

[32] Figure 9 (right) shows southern sources as observed by Cassini between  $2220$  and  $1000$  SCET. The northern sources are mainly observed on the nightside (from  $1100$  to  $1600$  LT), between  $70^\circ$  and  $80^\circ$  north magnetic latitude in the  $100$ – $400$  kHz frequency range. A high-frequency component ( $400$ – $800$  kHz) is also visible on the nightside, where the distribution of the footprint locations is spread over the whole range of observable LT. In that latter frequency range, a large fraction of the directions of arrival ( $\sim 40\%$ ) are not intersecting  $\mathcal{F}_{ce}(f_{obs})$ . The observed footprint locations are thus likely statistically biased if the directions of arrival not intersecting  $\mathcal{F}_{ce}(f_{obs})$  are not taken into account. The source parameters (e.g., source localization, beaming angle) computed for sources observed close to the radio horizon are indeed biased and cannot be readily interpreted (see section B2.1). It is likely that these emissions are coming from regions close to the radio horizon, as described by Farrell et al. [2005].

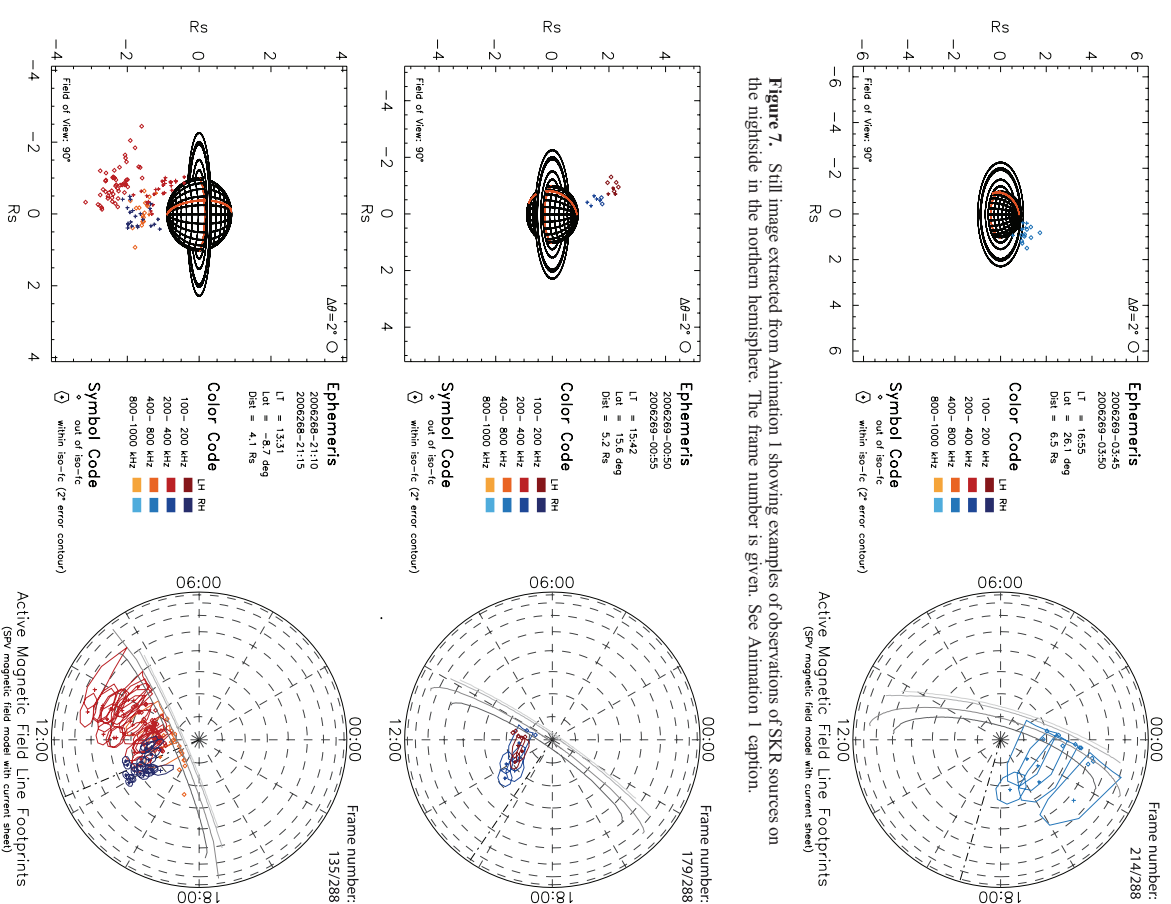
[33] Finally, Figure 9 also reveals that SKR sources are extending on the whole LT sector observable by Cassini during the studied interval.

#### 4.2. Measured Beaming Angles

[34] Analyzing Figure 9 and Animation 1, we deduced that northern and southern sources do not display the same beaming properties. Figure 10 shows a statistical analysis of the beaming angle for each hemisphere (morningside of the southern hemisphere and afternoonside of the northern one) with respect of frequency. The only selection criterion used was the degree of circular polarization:  $V > 0.8$  for the southern hemisphere data and  $V < -0.8$  for the northern hemisphere data. This high threshold for the degree of circular polarization ensures high signal-to-noise ratio data selection, as discussed by Lamy et al. [2008b, Appendix A2]. No selection is made a priori on the fact that directions of arrival intersect or not their respective  $\mathcal{F}_{ce}(f_{obs})$ . As shown in section B2.1, excluding the directions of arrival not intersecting  $\mathcal{F}_{ce}(f_{obs})$  results in biases lowering the beaming angle estimations. The two studied time intervals ( $2006/269$ ,  $0130$  to  $0730$  SCET, for northern observations;  $2006/268$ ,  $1300$  to  $1900$  SCET, for southern observations) have been chosen in order to reduce the low-frequency refraction



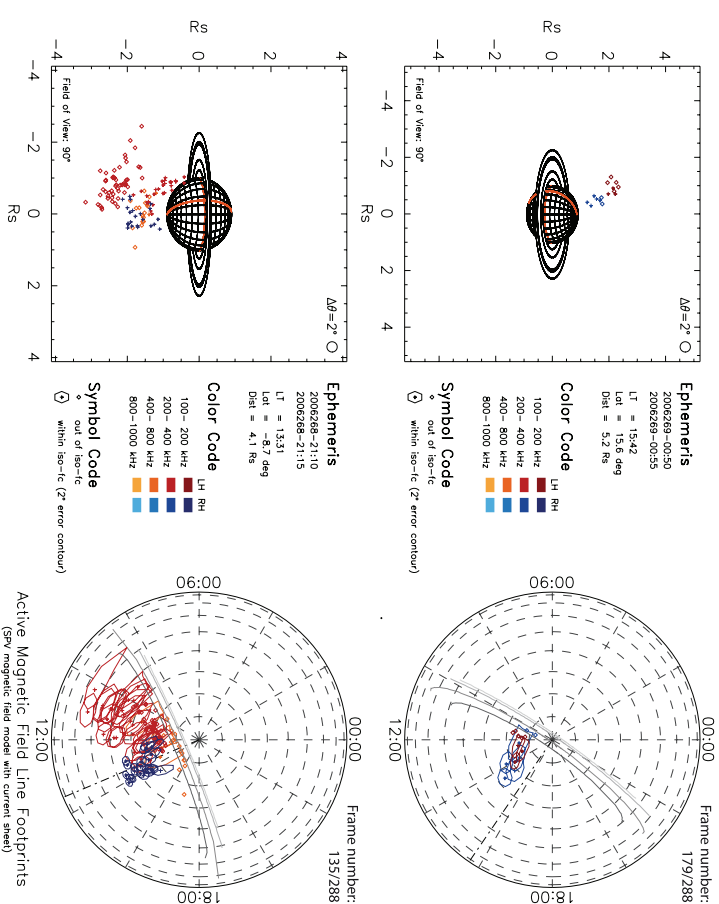
**Figure 6.** Still images extracted from Animation 1 showing examples of observations of SKR sources following the spacecraft meridian in the (top and middle) southern and (bottom) northern hemisphere, because of visibility effects. The frame number is given. See Animation 1 caption.



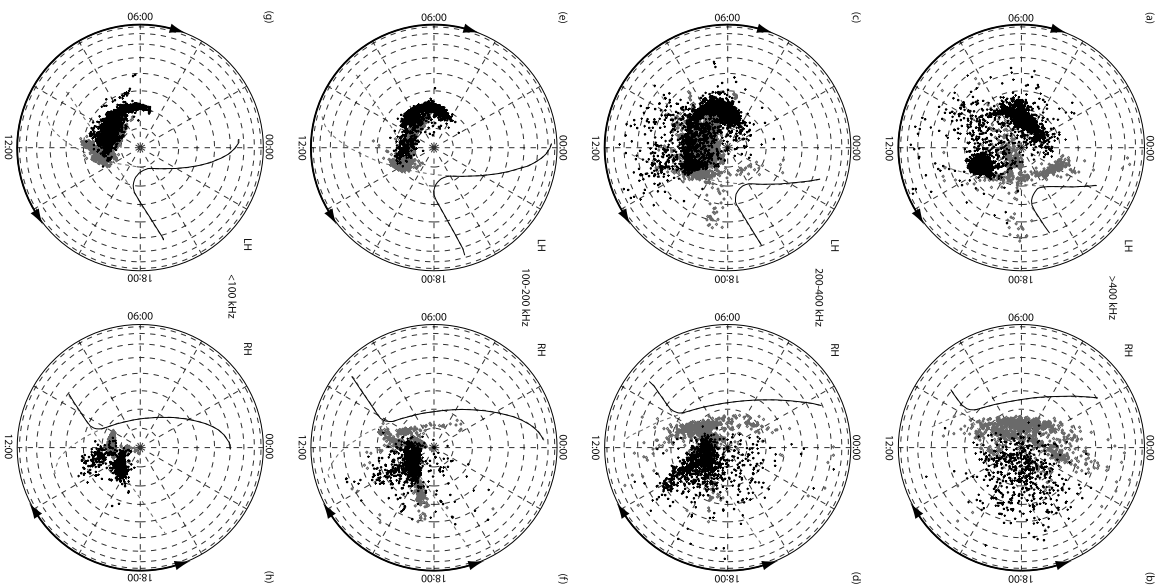
**Figure 7.** Still image extracted from Animation 1 showing examples of observations of SKR sources on the nightside in the northern hemisphere. The frame number is given. See Animation 1 caption.

effects that could occur along the path of the radio waves in thin black lines: (2) data corresponding to direction of arrival not intersecting  $\mathcal{F}_{\text{res}}^{\text{cal}}(f_{\text{obs}})$ , in thin grey lines; and (3) all data, in thick black lines. For each frequency, the mean value (plain line) and the standard deviation (dashed

lines) are shown. The dashed lines represent the standard deviation of the arrival direction, which is larger at lower frequencies. The thick black lines represent the direction of arrival of radio waves that intersect the resonance frequency.

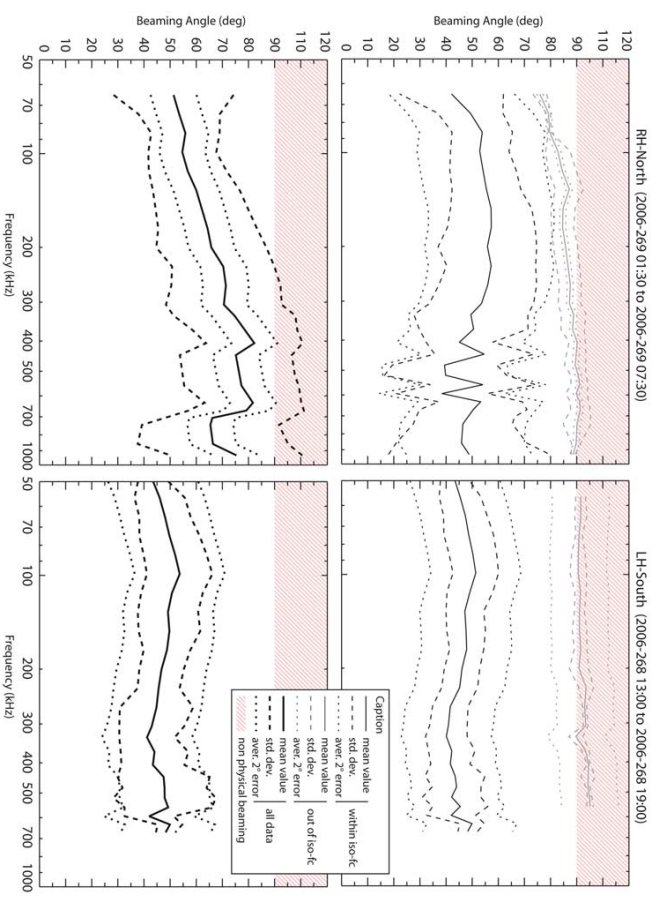


**Figure 8.** Still images extracted from Animation 1, showing simultaneous observation of R-X and L-O mode emissions. (top) Northern hemisphere observation, with sources on the same magnetic field line and L-O mode sources at higher altitudes than R-X sources. (bottom) Southern hemisphere observation, with L-O and R-X sources mixed in altitude.



**Figure 9**

11 of 19



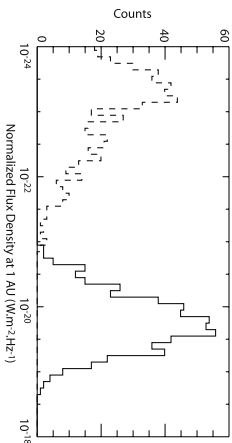
**Figure 10.** Beaming angle with respect to frequency (left) for the northern and (right) southern sources. The data were selected with respect to circular polarization degree only:  $V > 0.8$  for the southern hemisphere data and  $V < -0.8$  for the northern hemisphere data. (top) The beaming angle statistics for data that intersect (in black) or not (in grey)  $\mathcal{F}^{cd}(f_{obs})$  (noted “iso- $\mathcal{F}^{cd}$ ” in the legend). (bottom) The beaming angle statistics for all data. Displays are for 6 h of data. The average value (plain line), the corresponding standard deviation of the distribution ( $\pm 1$  standard deviation levels in dashed line), and the average value of the maximum simulated error adding a  $2^\circ$  error on each direction of arrival (dotted line) has been computed for each frequency.

lines) have been computed, taking into account only the directions of arrival intersecting  $\mathcal{F}^{cd}(f_{obs})$ . The corresponding standard deviation (using the same data selection) is represented in dashed lines ( $\pm 1$  standard deviation levels). The dotted lines represent the error on the beaming angle average value using the simulated errors discussed in section B2.2. They give maximal estimates of the error for the beaming angle determination. The beaming angle scale is extending from  $0^\circ$  to  $120^\circ$ , which seems contradictory with the fact that no beaming angles larger than  $90^\circ$  can

be observed: a  $90^\circ$  beaming angle is indeed observed when the source is on the radio horizon. However, when the direction of arrival does not intersect  $\mathcal{F}^{cd}(f_{obs})$ , the magnetic polar projection procedure may provide source footprints beyond the radio horizon, inducing non physical beaming angles larger than  $90^\circ$ . The area where the beaming angle is larger than  $90^\circ$  has been hatched in light red. [64] Figure 10 (left) shows the beaming angle measured between 01:30 and 07:30 SCET, i.e., when Cassini is in the afternoon of the northern hemisphere. Figure 10 (bottom

**Figure 9.** SKR sources magnetic footprint (see Figure 5). Southern LH (Figures 9a, 9c, 9e, and 9g) and northern RH observations (Figures 9b, 9d, 9f, and 9h) are shown. The data for different frequency selections are shown: (a, b)  $>400$  kHz, (c, d) 200–400 kHz, (e, f) 100–200 kHz, and (g, h)  $<100$  kHz. The black crosses (and the grey diamonds are the footprints of the active magnetic field lines, whether the direction of arrival is intersecting  $\mathcal{F}^{cd}$  or not, respectively. The magnetic field footprints are obtained as presented in Appendix B. The plain line gives the merged radio horizon for the whole studied period: before 22:20 SCET (equator crossing) for southern data and after 22:20 SCET for northern data. The radio horizons for the beginning and the end of these periods are shown in dashed grey. The LT sector in which Cassini was flying for the displayed data is highlighted by thick arrowed lines on the border of the projection maps.

12 of 19



**Figure 11.** Flux density distributions for R-X mode (plain line) and L-O mode (dashed line). The time interval selected is 1619:12 to 1716:48 SCET for the R-X mode data and 2107:12 to 2204:48 SCET for L-O mode data. For both R-X and L-O modes, the frequency selection is 100 to 300 kHz.

left), we see that the beaming angle mean value varies from  $50^\circ$  to  $80^\circ$  in the 80–400 kHz frequency range, with uncertainties of  $\pm \sim 15^\circ$ . The data samples corresponding to directions of arrival intersecting  $\mathcal{F}_{\text{cut}}/f_{\text{obs}}$  (black curves on Figure 10, top left) represent 58% of the total number of data points selected for this analysis (4253 samples). The remaining 42% (grey curves on Figure 10, top left) is not negligible. The beaming angle value is thus biased by the limb effect (as discussed in section B2.1). The real beaming angle is probably somewhere in between the measured average value ( $i.e.$ ,  $\sim 65^\circ \pm 15^\circ$ ) and  $90^\circ$ .

[37] Figure 10 (right) shows the beaming angle measured between 1300 and 1900 SCET, *i.e.*, when Cassini is in the morningside of the southern hemisphere. Almost all in the selected samples intersect  $\mathcal{F}_{\text{cut}}/f_{\text{obs}}$  (96% of a total number of 9707 data samples). The limb effect discussed in section B2.1 is thus negligible for this data set. The average beaming angle varies with frequency: it increases from  $46 \pm 5^\circ$  at 50 kHz, to  $55 \pm 7^\circ$  at 100 kHz, then decreases to  $45 \pm 5^\circ$  at 200 kHz, and  $45 \pm 5^\circ$  at 300 kHz, and finally increases again to  $50 \pm 10^\circ$  at 500 kHz. The decreasing trend observed between 100 and 400 kHz is expected as discussed by *Lamy et al.* [2008a] (see *Lamy et al.*'s Figure 2, especially). The increasing trend at low frequency (below 100 kHz) can be attributed to refraction effects on the raypath. These effects have not been corrected here.

[38] For northern sources, the beaming angle estimates include  $90^\circ$  beaming angles, while they do not for southern sources, consistently with the discussion based on the fraction of directions of arrival intersecting or not  $\mathcal{F}_{\text{cut}}/f_{\text{obs}}$ . [39] The noise on the beaming angle measurements is larger at higher frequencies, as is obvious in Figure 10. This can be easily explained by the fact that the gradient of  $f_{\text{sc}}$  steepens while going to lower altitudes: as the error on the directions of arrival is estimated to be  $2^\circ$ , the relative accuracy with respect to the size of  $\mathcal{F}_{\text{cut}}/f_{\text{obs}}$  decreases as  $f_{\text{obs}}$  increases. This also explains why more data points do not intersect  $\mathcal{F}_{\text{cut}}/f_{\text{obs}}$  in the southern hemisphere at high frequency.

[40] The northern sources thus exhibit a beaming angle closer to  $90^\circ$  than the southern sources. This particular point has already been theoretically discussed by *Lamy et al.* [2008a] and results from the northward shift of the magnetic

equator at Saturn, implying different beaming properties in each hemisphere for the same frequencies.

## 5. Mode of Emission

[41] It is known from both theoretical and observational studies [*Wu, 1985; Benson, 1985; Benson et al., 1988*] that the CMI emits radio waves mainly in the right-hand extraordinary (R-X) mode and marginally in the left-hand ordinary (L-O) mode. As the north pole of Saturn is a true magnetic north pole, the R-X mode is RH polarized in the northern hemisphere and LH in the southern one. The L-O mode is then LH in the northern hemisphere and RH in the southern one. As recalled by *Hanasz et al.* [2005], the L-O mode can be emitted either in a direct generation process when the local plasma density is sufficiently high (typically  $f_{\text{pl}/f_{\text{sc}}} \approx 0.3$  [*Treumann, 2000, Figure 3*]), or through partial R-X to L-O mode conversion [*Louarn and Le Quéau, 1996*]. The R-X and L-O waves have different low-frequency cutoffs, respectively, near local  $f_{\text{sc}}$  and  $f_{\text{ce}}$ .

[42] In Figures 2b and 2c, we see that an L-O emission is observed at lower frequencies than the R-X emission just before the spacecraft crosses the equator (between 1900 and 2200 SCET). The same observation occurs between 0000 and 0130 SCET, when the spacecraft is in the northern hemisphere. This has also been observed in AKR at Earth [*Rozar et al., 1993; Parichek et al., 2008*]. The L-O mode emission is observed near equator crossing, when the spacecraft is flying at the limits of the equatorial shadow zone. Two interpretations are possible: either (1) L-O mode sources have wider beaming angles than R-X ones [*Wu, 1985; Louarn and Le Quéau, 1996*] or (2) different refraction is sustained by L-O and R-X waves emitted from the same source but having different low-frequency cutoffs [*Xiao et al., 2007*].

[43] We observe indeed that the flux density distribution of the R-X mode is  $10^4$  higher than the L-O mode flux density distribution (see Figure 11). This was also reported for AKR, using data from the Viking spacecraft [*Rozar et al., 1993*]. The ratio obtained in this paper is consistent with the theoretical growth rate computations predicting L-O mode to be  $10^{-3}$  fainter than R-X mode [*Mfield et al., 2007*]. From that observation, it is clear that L-O mode waves are swamped in R-X mode waves if  $f_{\text{obs}} > f_{\text{sc}}$  along the raypath of the waves. That remains true for each of the two interpretations proposed in the previous paragraph.

[44] Analyzing Animation 1 can give some insights on those two interpretations. Two types of L-O mode observations can be distinguished: (1) between 2125 and 2215 SCET for the southern hemisphere and between 0000 and 0055 SCET for the northern hemisphere (see, e.g., Figure 8, top), the L-O mode emissions seem to be emitted on the same magnetic field lines as the R-X emissions, and are visible at lower frequencies (hence higher altitudes) than the R-X emissions; and (2) between 2100 and 2125 SCET, the L-O mode emissions (RH, because originating from the southern hemisphere) are coming from low altitude and are mixed with the R-X (LH) emissions (see, e.g., Figure 8, bottom). Moreover, in the latter case, L-O emissions are not located on the same magnetic field lines as R-X emissions. In case of refraction along the raypaths, it is likely that the L-O and R-X waves will not have the same direction of

arrival because of their different low frequency cutoffs. This can be interpreted as follows: direct observation of L-O mode sources, with similar or wider beaming angle than R-X mode sources, is observed in case 1, whereas refraction is occurring along the L-O mode wave raypath in case 2.

## 6. Discussion

[45] This study provides instantaneous SKR source characterization, including source location, beaming angle, magnetic footprint and mode of emission. The conditions of the observations were different for northern and southern sources, as Cassini observed the southern hemisphere in the dawn-to-noon LT sector, whereas the northern hemisphere was observed from early afternoon to dusk. It is, however, possible to draw similarities and differences between the sources of each hemisphere.

[46] The southern sources are observed in the 0400 to 1400 LT range, at magnetic latitudes between  $-70^\circ$  and  $-80^\circ$ . The northern sources are observed on both dayside and nightside. The dayside northern sources were observed from 1200 to 1600 LT, at magnetic latitudes between  $75^\circ$  and  $80^\circ$ . Because of visibility effects, the LT range of observation is limited to 1400 LT for the upper bound of southern observation and to 1200 LT for the lower bound of northern observation. Considering this and the fact that the SKR sources are temporally and spectrally conjugated, the dominating SKR sources are located in the 0400 to 1600 LT sector, and within  $70^\circ$  to  $80^\circ$  of absolute magnetic latitude, for both hemispheres. The LT sector that we have found here is in agreement with the statistical results obtained by *Lamy et al.* [2008b] using 2.75 years of Cassini/RPWS SKR data, as well as with those inferred through Voyager observations [*Delcroix et al., 1995*]. Both northern and southern sources are mainly emitting on the R-X mode, and marginally on the L-O mode. We also detected nightside sources on the northern hemisphere that we could not observe in the southern hemisphere, because of visibility constraints. Nightside sources were first reported by *Farrrel et al.* [2005]. That study showed that the nightside sources were observed close to the radio horizon, as found here.

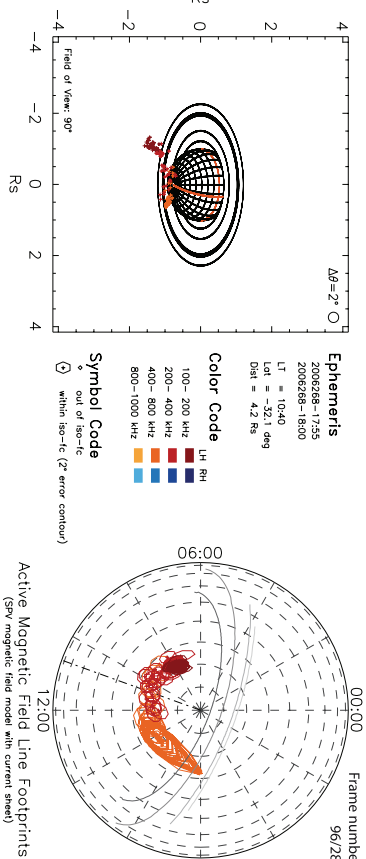
[47] L-O mode emission is identified for the first time at Saturn. It displays similar characteristics as the L-O mode emission observed at Earth. From L-O sources observations, we have concluded that in some cases the L-O sources may have a wider beaming angle than the R-X ones, and in some others they may have been refracted along their raypath. The compared L-O mode and R-X mode observed phenomenology is, however, fully consistent with theoretical expectations and similar observations at Earth. Further study of many other perfections is necessary to be able to fully characterize these emissions.

[48] We showed that the beaming angles for the morningside of the southern hemisphere and for the afternoonside of the northern one are different, possibly due to different conditions of emission as discussed by *Lamy et al.* [2008a]. Although the northern and southern absolute magnetic latitude ranges, we preferentially observe southern sources between  $-68^\circ$  and  $-80^\circ$  magnetic latitude, and northern sources between  $70^\circ$  and  $\sim 85^\circ$  magnetic latitude. This is explained by the northward shift of the magnetic dipole of Saturn. The observed beaming angles may be “real” or

“apparent,” dependent on the close range propagation effects (far-range propagation effects would have moved the sources away). As the CMI theory predicts a beaming angle of  $90^\circ$ , an observed beaming angle closer to  $90^\circ$  indicates that we may see directly the emitting region. Lower beaming angles can be interpreted two ways: either by the presence of auroral plasma cavities, refracting the radio waves along its sides, or by a loss cone CMI emission [*Hess et al., 2008*]. Both interpretation are consistent with the decreasing observed beaming angle with respect to frequency (as between observed 100 kHz and 400 kHz in the morningside sector of the southern hemisphere). This decrease with frequency is also consistent with simulation of the shape of the SKR arcs [*Lamy et al., 2008a*].

[49] The source characteristics obtained here are consistent with previous studies. However, the sources LT sector and latitudinal range are biased by the visibility of the emission. This is clear in Figures 6 (top) and 6 (middle), between 1630 and 1900 SCET, where we only observe SKR sources at  $\pm 3$  h of LT relative to the spacecraft position. Between 1900 and 1930 SCET (*i.e.*, around 1200 LT), it is possible to marginally observe sources on the same LT meridian as the spacecraft (see Figure 12). These two selected examples are clearly demonstrating that the visibility changes have to be taken into account for any analysis of radio data. This implies that the general properties of the SKR sources are not provided by short time intervals ( $\sim 5$  min) of SKR data, but from the statistical analysis of time intervals (at least several hours) where the spacecraft is flying over a wide range of local times and/or latitudes. The interval studied in this paper meets these requirements. Thorough goniopolarimetric studies of all available perkerones are necessary to provide statistical SKR source properties. Simulation of visibility with Planetary Radio Emission Simulator (PRES) [*Hess et al., 2008; Lamy et al., 2008a*] will be of great interest to discriminate between polarimetric data taken near perkerones.

[50] Magnetic latitude of SKR sources match the statistical range of observation of the UV aurora. It is also possible to map the source locations down to the equatorial plane. Using the same magnetic field model (SPV with current sheet [*Comney et al., 1983*]), we obtain that both northern and southern sources are mapping to an apex value of  $\sim 7 R_S$  for the lower latitude bound and up to  $20 R_S$  for the upper latitude bound. These L shells are computed with the current sheet model proposed by *Comney et al.* [1983]. The use of more recent ring current modeling [*e.g.*, *Bunce et al., 2007*] may change these equatorial mapping of the auroral region. Moreover, *Krivitski et al.* [2007] recently showed that the plasma sheet of Saturn was highly variable and displays a strong dayside/nightside asymmetry that has to be modeled to be used for L shell studies. Systematic study of the L shell of SKR sources compared with observed electron distributions measured by the Cassini spacecraft would lead to a better understanding of the acceleration processes that produces the high-energy electrons precipitating in the auroral regions. The main difficulty of such studies lies in the following facts: when observing electron populations at high latitudes, close to the planet, it is not always possible to see the SKR source on the local magnetic field line, due to the hollow cone



**Figure 12.** Still image extracted from Animation 1 showing examples of observations of SKR sources in the southern hemisphere, with sources on the spacecraft meridian. The frame number is given. See Animation 1 caption.

beaming; when observing electron at low latitudes relatively far from the planet (from 7 to 20  $R_S$ ), the accuracy on the source localization is poor: due to the fixed  $\sim 2^\circ$  error on the directions of arrival.

[51] Observing the high-frequency 2-D mapping, we concluded that a better magnetic field model close to Saturn is needed in order to get more accurate SKR source locations. Later in the mission orbits with low altitudes at high latitudes are planned; hence, huge benefits are expected for the determination of the internal Kronian magnetic field and for the physics of the aurora at Saturn. [52] Besides the statistical study of several perikrones using the same 3-D localization techniques, perikrones where the RPWS/HFR receiver is in three-antenna mode are of particular interest. These three-antenna measurement allow us to retrieve the full polarization state of the waves, along with the directions of arrival and flux densities. Thus elliptical polarization is no more an issue. The inversion used in this study assumes circular polarization for the observed radio waves. Intrinsic elliptical polarization of the radio waves would result in a variable bias in the retrieved source position. The fact that the latitudinal range of the SKR source magnetic footprints matches that of the UV and IR aurora, thus indicates that the observed radio waves are actually circularly polarized. Another further step of this study should include ray tracing techniques, in order to better estimate the low-frequency SKR source parameters, for which refraction is likely to occur.

## 7. Summary

[53] On the basis of the analysis 24 h of Cassini/RPWS/HFR data during the Rev. 29 perikrone, we have fully characterized the SKR sources. The SKR polarization is circular during the whole flyby. The SKR is mainly emitted on R-X mode, and marginally on the L-O mode. The measured beaming of the SKR sources is between  $\sim 65^\circ$  and  $90^\circ$  in the northern hemisphere, while it is between  $\sim 45^\circ$  and  $\sim 60^\circ$  in the southern hemisphere. The beaming

angle is decreasing with frequency between 100 and 400 kHz for directions of arrivals intersecting  $\mathcal{F}^{cd}(P)$ . The footprints of the magnetic field lines supporting the main SKR sources are situated in the  $\sim 70^\circ$  to  $\sim 80^\circ$  northern and southern latitudinal range and in the 0400 to 1600 local time range. Northern sources are observed at slightly higher latitude ( $2^\circ$  to  $5^\circ$ ) than southern sources, in agreement with the northward shift of the magnetic dipole of Saturn. The location of the footprints matches that of the UV and IR aurora. This study also reveals that the SKR sources are extending all over the range of LT that could be observed during the studied interval, with predominant sources in the morning to noon LT sector.

## Appendix A: Antenna Calibration Update

[54] The Cassini/RPWS/HFR is composed of two sub-receivers: the LF part covers the 3.5 to 319 kHz frequency band; the HF part scans frequencies between 325 and 16025 kHz. These two sub-receivers are not using the same receiving chain. They have thus to be calibrated independently.

[55] The antenna parameters were first calibrated during the Cassini-Jupiter flyby [Vogel *et al.*, 2004], using observation in the 600 to 1350 kHz frequency band. This frequency band is exclusively scanned by the HF sub-receiver of the HFR. No calibration parameter was computed for the LF sub-receiver of the HFR. Moreover, during the Jupiter flyby, the HFR was operating in three antenna GP mode (measurements on three monopoles), so that no calibration has been done for the dipole mode (measurements on one dipole and one monopole). New calibrations have thus been conducted during the Cassini approach of Saturn, in the first months of 2004, using the SKR as a calibration source. On day 2004/165, Cassini is flying at  $\sim 172 R_S$  from Saturn. This implies that a  $3R_S$  distance at Saturn is seen with a  $1^\circ$  angular separation by Cassini. Hence, before this date, putting the SKR sources in the direction of Saturn implies errors on the source locations to be less than  $1^\circ$ . The following period of

**Table A1.** Relative Lengths, Colatitude, and Azimuth of the RPWS Electrical Antennas as Calibrated During the Saturn Inbound Phase<sup>a</sup>

	Pair of Antenna (L, W)		
	(L, W)	(L, W)	(L, W)
$h_{LF}/h_{HF}$ (LF-HFR)	$2.00 \pm 0.16$	$1.08 \pm 0.10$	$1.10 \pm 0.11$
$h_{LF}/h_{HF}$ (HF-HFR)	$2.45 \pm 0.28$	$1.19 \pm 0.09$	$1.22 \pm 0.18$
$\theta_L$	$89.3 \pm 2.4$	$109.6 \pm 4.2$	$111.0 \pm 3.0$
$\theta_W$	$-0.7 \pm 2.5$	$17.2 \pm 2.6$	$163.0 \pm 3.2$
$\theta_{LW}$	$29.6 \pm 4.9$	$28.9 \pm 8.9$	$29.4 \pm 9.7$
$\theta_{WL}$	$87.9 \pm 5.0$	$89.1 \pm 3.6$	$91.1 \pm 4.9$

<sup>a</sup>Each column corresponds to one calibration, using the (L, W) pair of antenna given in the first row, with  $L = l_x, v$  or  $x$ , and  $W = l_y, x$ , and  $w$  antennas are also given as  $-X, -X, -X$  (dipole), and  $Z$ , respectively [Cecconi and Zarka, 2005]. The uncertainties given are the full width at half maximum of the histograms.

time has thus been selected: day 2004/152 (31 May 2004) to day 2004/165 (4 June 2004). During this time interval both three-antenna and two-antenna modes have been used, so that both modes can be calibrated.

[56] The antenna calibration inversions developed for the Jupiter flyby [Cecconi and Zarka, 2005] assume that the observed radio waves are purely circularly polarized. Assuming the SKR to be purely circularly polarized [Cecconi *et al.*, 2006; Lamy *et al.*, 2008b], it is possible to use it as a reference source to calibrate the effective antenna lengths and directions. The calibration results are fully described in an RPWS Team Report [Cecconi *et al.*, 2005] available upon request to corresponding author. It is also available on the RPWS/HFR-Medusa server (<http://www.mesa.obspm.fr/kronos/>), in the public documentation page. The results of Cecconi *et al.* [2005] are summarized in Table A1. The results of the Cassini-Jupiter encounter calibration are given in Table A2. The antenna directions obtained with the new calibration are consistent with the ones computed at Jupiter, taking into account the errors. It is, however, noticeable that we find different antenna length ratios for the LF and HF sub-receivers. This discrepancy is not fully understood in terms of the receiver hardware design. The new calibration results suggest that (1) in monopole mode, the antenna directions provided by the Cassini-Jupiter calibration should be used for all frequencies; (2) in monopole mode, the antenna length ratio provided by the Cassini-Jupiter calibration should be used for data analysis above 320 kHz (HF sub-receiver of the HFR); (3) in monopole mode, the antenna length ratio provided by the new calibration should be used for data analysis below 320 kHz (LF sub-receiver of the HFR); and (4) in dipole mode, the new calibration set should be used for all frequencies.

[57] These results shall be used for all goniopolarimetric analysis, on any time interval. The only draw back is that the calibration was made before the Huygens Probe (HP) release, which occurred on 25 December 2004. The effective antenna parameters are supposed to be modified by the HP release. Unfortunately no calibration was done after the HP release, especially because Cassini has never been far enough from Saturn to assume the source location known with a good accuracy. The expected change on the antenna direction is of the order of  $\sim 1^\circ$  [Vogel *et al.*, 2004], which is the order of magnitude of the errors on the antenna directions.

The effect of the HP release is thus not expected to have a strong influence on the effective antenna parameters.

## Appendix B: Source Characterization Procedure

[58] The GP inversions provide 2-D localization characterized by two angles. In order to obtain the position of the source (i.e., the distance of the source from the spacecraft along the direction of arrival), additional hypothesis are necessary. It is known that the CMI radio emissions are emitted at the local electron cyclotron frequency  $f_{ce}$ . Using a magnetic field model, it is possible to compute the value of the magnetic field strength for each point of the line defined by the direction of arrival given by the GP inversion. As the local  $f_{ce}$  is proportional to the local magnetic field ( $f_{ce} = eB/2\pi m$ ) where  $e$  and  $m$  are respectively the elementary charge and mass of the electron, and  $B$  is the local magnetic field strength, it is then possible to obtain the local  $f_{ce}$  value for each point of that line. Finding the source location is equivalent to finding the point where the local  $f_{ce}$  is equal to the frequency of observation  $f_{obs}$ .

### B1. Algorithm

[59] We used the SPY magnetic field model [Davis and Smith, 1990], including the current sheet contribution, as modeled by *Comeney et al.* [1983]. We consider that propagation effects between the source and the observer are negligible, as Cassini is located out of the equatorial plane whereas the dense plasma regions likely to refract or scatter the radio waves are located near the equatorial plane. We assume that the radio emissions are emitted at the local  $f_{ce}$ . The source is thus at the point of intersection of the direction of arrival and the visible part of the “ $f_{ce} = f_{obs}$ ” isosurface (hereafter referred to as  $\mathcal{F}^{cd}(f)$ ).

[60] As an initial step, the position  $P_0$  where the local  $f_{ce}$  is the largest along the direction of arrival is computed. Comparing the value of  $f_{ce}(P_0)$  to  $f_{obs}$ , we select one of the two following algorithms:

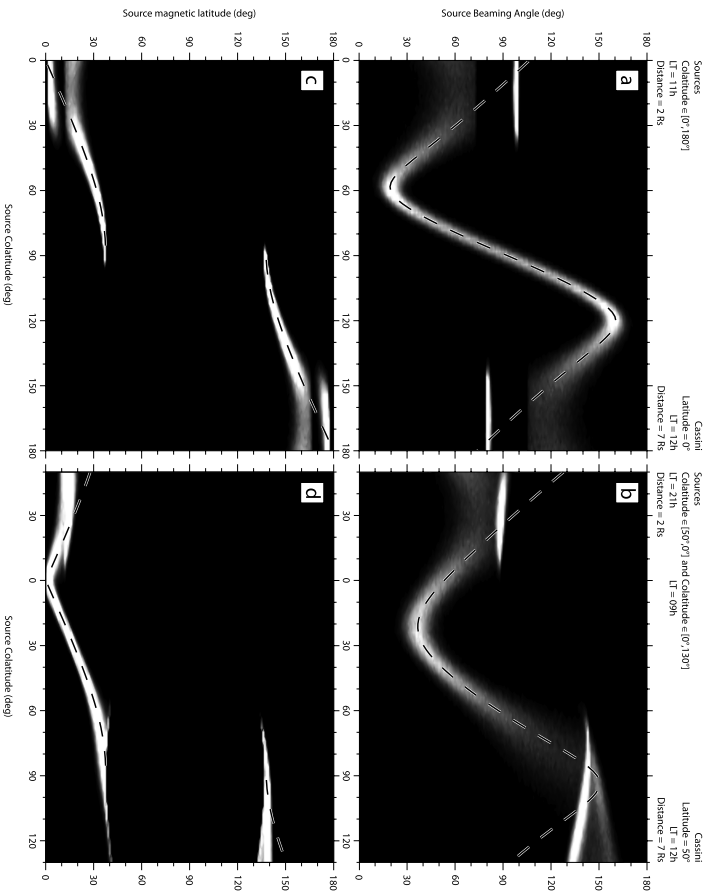
[61] 1. Algorithm  $f_{ce}(P_0) \geq f_{obs}$  case means that  $P_0$  is inside  $\mathcal{F}^{cd}(f_{obs})$ . We then look for the intersection of the direction of arrival and  $\mathcal{F}^{cd}$  with a dichotomic algorithm. The two initial points defining the line within which the algorithm is applied are  $P_0$  and a point  $P_{10}$  located  $10 R_S$  toward Cassini. We proceed using the same technique as for the determination of  $P_0$ : the local  $f_{ce}$  is computed for each step of the dichotomy and after a fixed number of iterations, the position of the source  $P_{src}$  is localized with a certain accuracy. Typically, after 20 iterations, the accuracy of the computed location is less than 1 km. The accuracy on  $f_{ce}$  is then less than  $\sim 0.01$  kHz.

[62] 2. In the algorithm  $f_{ce}(P_0) < f_{obs}$  case the direction of arrival is not intersecting  $\mathcal{F}^{cd}$ . We search for the intersection

**Table A2.** Relative Length, Colatitude, and Azimuth of the RPWS Antennas as Calibrated During the Cassini-Jupiter Flyby<sup>a</sup>

	$h$ Antenna	$v$ Antenna	$w$ Antenna
$h_{LF}/h_{HF}$	1.21	1.19	1.00
$\theta$	$108.3^\circ$	$107.8^\circ$	$29.3^\circ$
$\theta_{LW}$	$17.0^\circ$	$163.8^\circ$	$90.6^\circ$

<sup>a</sup>See Vogel *et al.* [2004].



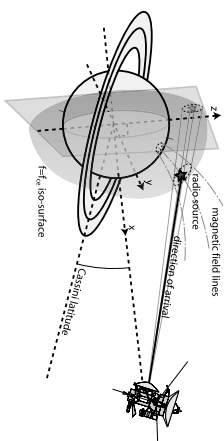
**Figure B1.** Error analysis on simulated data. The plots correspond to the configurations described at top, (a, b) The simulated beaming angle and (c, d) the footprint colatitude of the magnetic field on which the source is, with respect to the input source colatitude. The dashed line represents the input value of the simulated parameter. The spread of the simulated results is due to a  $1^\circ$  error added on the input direction of arrival.

point between  $\mathcal{F}_{\text{col}}^{\text{col}}(f_{\text{obs}})$  and the line defined by  $P_0$  and the center of Saturn with a dichotomic algorithm. We store the obtain location  $P_{\text{src}}$  as the position of the source. We also store the distance from  $P_0$  to  $P_{\text{src}}$ . When the direction of arrival is actually intersecting  $\mathcal{F}_{\text{col}}^{\text{col}}(f_{\text{obs}}) \geq f_{\text{obs}}$  case), this distance parameter is set to zero. This distance parameter can then be used for data selection.

[63] Once the source position  $P_{\text{src}}$  is computed on  $\mathcal{F}_{\text{col}}^{\text{col}}$ , the direction of the magnetic field at  $P_{\text{src}}$  provides the beaming angle of the emission  $\theta_{\text{src}}$ . We also follow the magnetic field line down to the atmosphere of Saturn in order to obtain the localization of the magnetic foot print of the source  $P_{\text{foot}}$ . The accuracy on the position of  $P_{\text{foot}}$  is of the order of  $\sim 1^\circ$ .

## B2. Error Analysis

[64] The algorithm presented in Appendix B1 is using the data provided by the GP analysis. The errors on the direction of arrival determination are thus propagating into the source localization process. As described by *Cecconi*



**Figure B2.** Simulation of errors on real data. The direction of arrival (black solid line) is given by the goniopolarimetric analysis. A series of directions of arrival is simulated on a cone (thin grey line) whose axis is the data direction of arrival. For each of the simulated direction of arrival, the source location, its beam aperture angle, and its magnetic foot print are computed.

[65] The sources are all set at a  $2 R_s$  distance from the center of Saturn. Such a series of sources, associated with a fixed position of the observer allows to explore the full range of possible beaming angles. As the magnetic field of Saturn is axisymmetric, the studied system has a cylindrical symmetry with respect to the north-south axis. This allows us to restrict the number of simulations as the relative local times between the source and the observer matters only. We thus choose to place the observer on the 1200 LT meridian. The sources can be either placed on local times before or after the observer's one. However, only local time meridians before the observer's one are simulated as the other half series of simulation would give the same results. The observer geographic latitude and distance to Saturn is also to be set for each simulation.

[67] The simulations have been conducted with the following set of parameters: observer latitude from  $0^\circ$  to  $60^\circ$ ; observer distance to Saturn from 5 to 10  $R_s$ ; source local time from 0600 to 1200 LT. For each source the errors on the direction of arrival are simulated by adding a gaussian noise distribution (with an angular width between  $1^\circ$  and  $10^\circ$ ) to the initial direction of arrival. Each resulting blurred direction of arrival distribution (5000 points are simulated each time) are used as an input to the localization routines. We then compare the distribution of the localization parameters (footprint latitude and local time, cone aperture angle, 3-D location of the source) to the initial ones.

[68] Figure B1 shows the distribution of the resulting source beaming angle and the colatitude of the source magnetic field line with respect to the input one, for two simulation sets. The first column (Figures B1a and B1c) shows the simulation results for an observer at  $7^\circ R_s$  in the equator, whereas the second one (Figures B1b and B1d) shows the case of an observer at  $7 R_s$  in the northern hemisphere (at a latitude of  $+50^\circ$ ). The  $1^\circ$  error added on the simulated directions of arrival is altering localization parameters in two ways: (1) spreading the parameter distribution around the input value (see, e.g., the simulated sources between  $40^\circ$  and  $140^\circ$  in Figures B1a and B1c) and (2) adding a second biased distribution when the simulated directions are not

intersecting the corresponding  $\mathcal{F}_{\text{col}}^{\text{col}}$  surface. For instance, Figure B1a is displaying such "limb effect": secondary distribution at a beaming of  $95^\circ$  (for sources between  $0^\circ$  and  $40^\circ$ ) and at a beaming of  $85^\circ$  (for sources between  $140^\circ$  and  $180^\circ$ ). Comparing the simulated distribution to the input parameters (dashed lines), it is clear that some of the position of the observer with respect to the source is critical: the favorable observation condition being when no limb effect occurs.

## B2.2. Simulated Errors on Real Data

[69] This second error analysis allows to infer direct errors bars on the localization results. For each direction of arrival obtained with the goniopolarimetric inversion, a series of additional directions of arrival is build on a cone aligned with the observed direction of arrival and with an aperture angle of  $2^\circ$ , as described on Figure B2. The 3-D localization algorithm is applied to each series of simulated direction of arrival, giving typical error bars for each measurement of the data set. The error bars computed with this method are represented with a thin line, taking a  $2^\circ$  error on the directions of arrival, as seen on Figures 6 and 8.

[70] This error analysis thus provides maximal estimates of the error on the source parameters such as the source magnetic latitude, the source local time and the source beaming angle (see Figure 10).

## References

- [71] **Acknowledgments.** The research at the LESIA (Observatoire de Paris) was supported by CNES (Centre National d'Etudes Spatiales). The research at the University of Iowa was supported by NASA through contract 1279973 with the Jet Propulsion Laboratory.
- [72] Wolfgang Baumhörn thanks the reviewers for their assistance in evaluating this paper.
- Badman, S. V., S. W. H. Cowley, J.-C. Gérard, and D. Grodent (2006), A statistical analysis of the location and width of Saturn's southern aurora, *J. Geophys. Res.*, **111**, A03303, doi:10.1029/2005JA011275.
- Banshot, A., V. Leblanc, A. Lecacheux, B. M. Pedersen, and M. L. Kaiser (1981), Arc structure in Saturn's radio dynamic spectra, *Nature*, **292**, 727–728, doi:10.1038/292727a0.
- Baner, E. J., S. W. H. Cowley, I. I. Aleksey, C. S. Arridge, M. K. Dougherty, J. D. Nichols, and C. T. Russell (2007), Cassini observations of the variation of Saturn's ring current parameters with system size, *J. Geophys. Res.*, **112**, A10202, doi:10.1029/2007JA012275.
- Calvert, W. (1981), The auroral plasma cavity, *Geophys. Res. Lett.*, **8**(8), 919–921.
- Cecconi, B. (2004), Étude Goniopolarimétrique des émissions radio de Jupiter et de Saturne à l'aide du récepteur radio de la sonde Cassini (Goniopolarimetric study of the Jovian and Saturnian radio emissions with the Cassini spacecraft radio receiver), PhD thesis, ODS de Paris-UV, Paris 7, Meudon, France.
- Cecconi, B., and P. Zarka (2005), Direction finding and antenna calibration through analytical inversion of radio measurements performed using a system of two or three electric dipole antennas on a three-axis stabilized spacecraft, *Radiio Sci.*, **40**, R35003, doi:10.1029/2004RS003070.
- Cecconi, B., P. Zarka, W. S. Kurth, and D. A. Gurnett (2005), RPWS electrical antenna calibration: Saturn in-band update, technical report, Labo d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation Astropys, ODS de Paris, France.
- Cecconi, B., P. Zarka, and W. S. Kurth (2006), SKR polarization and source localization with the Cassini/FPSX/FRF instrument: First results, in *Planetary Radio Emissions IX*, edited by E. O. Kieckhefer, W. S. Kurth, and G. Baum, pp. 49–54, SFRS006, Space Science and Technology Center, Reno, NV, 544–563, doi:10.1007/81214-007-9253-6.

- Connerney, J. E. P., M. H. Acuña, and N. F. Ness (1983), Currents in Saturn's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **88**, 8779–8789.
- Cowley, S. W. H., E. J. Pearce, and P. Prangé (2004), Saturn's polar ionospheric flows and their relation to the main auroral oval, *Ann. Geophys.*, **22**, 1379–1394.
- Davis, L. J., and E. J. Smith (1990), A model of Saturn's magnetic field based on all available data, *J. Geophys. Res.*, **95**, 15,257–15,261.
- Egari, R. E., et al. (1998), FAST satellite wave observations in the AKR source region, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 2061–2064.
- Egari, R. E., C. W. Carlson, J. P. McFadden, G. T. Dooloy, R. J. Strangeway, and P. L. Pritchett (2000), Electron-cyclotron maser driven by charged-particle acceleration from magnetic field-aligned electric fields, *Astron. Astrophys. J.*, **338**, 456–466.
- Farrell, W. M., M. D. Desch, M. L. Kaiser, A. Lecacheux, W. S. Kurth, D. A. Gunnett, B. Cecconi, and P. Zarka (2005), A nightside source of Saturn's kilometric radiation: Evidence for an inner magnetospheric energy driver, *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L18107, doi:10.1029/2005GL023449.
- Galopencu, P., P. Zarka, and D. Le Queau (1989), Theoretical model of Saturn's kilometric radiation spectrum, *J. Geophys. Res.*, **94**, 8739–8755.
- Galopencu, P. H. M., P. Zarka, and D. Le Queau (1995), Source location of Saturn's kilometric radiation: The Kelvin-Helmholtz instability hypothesis, *J. Geophys. Res.*, **100**, 26,397–26,410.
- Grand, J. C., V. Dols, D. Grodent, J. H. Waite, G. R. Gladstone, and R. Prangé (1995), Simultaneous observations of the saturnian aurora and polar haze with the HST/FOC, *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 2685–2688.
- Grand, J. C., D. Grodent, J. Gustin, A. Seglman, J. T. Clarke, and J. T. Trauger (2004), Characteristics of Saturn's FUV aurora observed with the Space Telescope Imaging Spectrograph, *J. Geophys. Res.*, **109**, A09207, doi:10.1029/2004JA010313.
- Gunnett, D. A., W. S. Kurth, and F. L. Scarf (1981), Narrowband electromagnetic emissions from Saturn's magnetosphere, *Nature*, **292**, 733–735, doi:10.1038/292733a0.
- Gunnett, D. A., et al. (2009), The Cassini radio and Plasma wave science investigation, *Space Sci. Res./Lett.*, **16**, 463–465.
- Harris, J. E., and J. D. Feeney, R. Schuepbler, and M. M. McPherson (2003), Observed densities of the auroral kilometric radiation during and corresponding space modes, *J. Geophys. Res.*, **108**(A11), 1408, doi:10.1029/2002JA009579.
- Hess, S., B. Cecconi, and P. Zarka (2008), Modeling of Io-jupiter decimeter waves: emission beaming and energy source, *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L13107, doi:10.1029/2008GL033656.
- Hoff, R. L., W. Calvert, J. D. Craven, L. A. Frank, and D. A. Gunnett (1988), Mapping of auroral kilometric radiation sources to the aurora, *J. Geophys. Res.*, **93**, 11,445–11,454.
- Kaiser, M. L., M. D. Desch, J. W. Warwick, and J. B. Pearce (1980), Voyager detection of nonthermal radio emission from Saturn, *Science*, **209**, 1238–1240.
- Kaiser, M. L., M. D. Desch, W. S. Kurth, A. Lecacheux, F. Genova, B. M. Pedersen, and D. R. Evans (1984), Saturn as a radio source, in *Saturn*, pp. 378–415, Univ. of Ariz. Press, Tucson.
- Krimigis, S. M., N. Sergis, D. G. Mitchell, D. C. Hamilton, and N. Krupp (2007), A dynamic rotating ring current around Saturn, *Nature*, **450**, 1050–1053, doi:10.1038/nature06425.
- Kurth, W. S., et al. (2005), An Earth-like correspondence between Saturn's auroral features and radio emission, *Nature*, **433**, 722–725.
- Lamy, L., P. Zarka, B. Cecconi, S. Hess, and R. Prangé (2008a), Modeling of Saturn kilometric radiation arcs and equatorial shadow zone, *J. Geophys. Res.*, **113**, A10213, doi:10.1029/2008JA013464.
- Lamy, L., P. Zarka, B. Cecconi, R. Prangé, W. S. Kurth, and D. A. Gunnett (2008b), Saturn kilometric radiation: Average and statistical properties, *J. Geophys. Res.*, **113**, A07201, doi:10.1029/2007JA012900.
- Louarn, P. (1992), Auroral planetary radio emissions: theoretical aspects, *Adv. Space Res.*, **12**(8), 121–134.
- Louarn, P., and D. Le Queau (1996), Generation of the auroral kilometric radiation in plasma cavities—II. The cyclotron maser instability in small size sources, *Planet. Space Sci.*, **44**(3), 211–224.
- Mutel, R. L., W. M. Pedersen, T. R. Jaeger, and J. D. Scudder (2007), Dependence of cyclotron maser instability growth rates on electron velocity distributions and perturbation by solitary waves, *J. Geophys. Res.*, **112**, A07211, doi:10.1029/2007JA012442.
- Mutel, R. L., I. W. Christoper, and J. S. Pickett (2008), Cluster multi-spectral determination of AKR angular beaming, *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L07104, doi:10.1029/2008GL035377.
- Ortega-Molina, A., and A. Lecacheux (1990), Polarization response of the Voyager-PRA experiment at low frequencies, *Astron. Astrophys.*, **229**, 558–568.
- Panchenko, M., I. Hanaaz, and H. O. Rucker (2008), Estimation of linear wave polarization of the auroral kilometric radiation, *Radio Sci.*, **43**, RS1006, doi:10.1029/2008RS003606.
- Quemere, J., and P. Zarka (1998), Io-controlled decimeter arcs and Io-jupiter interaction, *J. Geophys. Res.*, **103**, 26,649–26,666.
- Roux, A., A. Higgs, H. de Feraudy, D. Le Queau, P. Louarn, S. Perraut, A. Bainsun, M. Jespersen, E. Ungstrup, and M. André (1993), Auroral kilometric radiation sources: In situ and remote observations from Viking, *J. Geophys. Res.*, **98**, 11,657–11,670.
- Stallard, T. S., S. Miller, H. Meim, M. Lystrup, S. W. H. Cowley, E. J. Bunce, N. Achilleos, and M. K. Dougherty (2008a), Jovian-like aurora on Saturn, *Nature*, **453**, 1083–1085, doi:10.1038/nature071077.
- Stallard, T. S., et al. (2008b), Complex structure within Saturn's infrared aurora, *Nature*, **456**, 214–217, doi:10.1038/nature07440.
- Tranger, J. T., et al. (1998), Saturn's hydrogen aurora: Wide field and planetary camera 2 imaging from the Hubble Space Telescope, *J. Geophys. Res.*, **103**(12), 20,237–20,244.
- Trumann, R. A. (2000), Planetary radio emission mechanisms: A tutorial, in *Radio Astronomy at Long Wavelengths*, *Geophys. Monogr. Ser.*, **119**, edited by R. G. Stone et al., pp. 329–337, AGU, Washington, D. C.
- Trumann, R. A. (2006), The electron-cyclotron maser for astrophysical application, *Astron. Astrophys. Rev.*, **13**, 229–315, doi:10.1107/800159-006-00019.
- Vogl, D. E., 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.
- Wu, C. S., and L. C. Lee (1979), A theory of the terrestrial kilometric radiation, *Astrophys. J.*, **230**, 621–626.
- Wu, C.-W. (1985), cyclotron and synchrotron maser instabilities: Radio emission processes by direct amplification of radiation, *Space Sci. Rev.*, **41**, 215–298.
- Xiao, F., L. Chen, H. Zheng, and W. Wang (2007), A parametric ray tracing study of superluminal auroral kilometric radiation wave modes, *J. Geophys. Res.*, **112**, A10214, doi:10.1029/2006JA012178.
- 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.
- B. Cecconi (corresponding author), L. Lamy, R. Prangé, and P. Zarka, LESIA, Observatoire de Paris, 5 Place Jules Janssen, F-92190 Meudon, France. (baptiste.cecconi@obspm.fr)
- W. S. Kurth, Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, IA 52242-1479, USA.
- P. Louarn, Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, Université Paul Sabatier, CNRS, 9 avenue Colonel Roche, F-31329 Toulouse, France.

## **G.8 Modeling of Saturn Kilometric Radiation arcs and equatorial shadow zone**

*Article paru dans la revue Journal of Geophysical Research (Space Physics) en octobre 2008.*



## Modeling of Saturn kilometric radiation arcs and equatorial shadow zone

L. Lamy,<sup>1</sup> P. Zarka,<sup>1</sup> B. Ceccconi,<sup>1</sup> S. Hess,<sup>1,2</sup> and R. Prange<sup>1</sup>

Received 6 June 2008; revised 9 August 2008; accepted 20 August 2008; published 28 October 2008.

[1] Accelerated electrons gyrating around Saturn's auroral (high latitude) magnetic field lines generate the intense Saturnian kilometric radiation (SKR). This radio emission is thought to be generated via the cyclotron maser instability (CMI) that predicts a strong anisotropy of the beaming pattern of the emission. Resulting visibility effects were suspected to be at the origin of characteristic features observed in Cassini's dynamic spectra as arc-shaped structures and shadow zones. By using the Planetary Radio Emissions Simulator (PRES) code, we model these visibility effects and their consequence on Cassini's observations of SKR: we compute the dynamic spectra resulting from the beaming pattern of CMI-generated SKR and its intersection with Cassini's trajectory. The SKR beaming pattern and its dependence on the frequency is computed for two typical electron distributions observed in auroral regions: a loss cone (favoring oblique emission) or a shell (favoring perpendicular emission). We successfully fit observed arc-shaped structures and shadow zones. Although oblique and perpendicular emissions both allow to produce radio arcs, the fit is better in the oblique case. Similarities and differences between observations and model results are discussed and perspectives are outlined.

**Chandon:** Lamy, L., P. Zarka, B. Ceccconi, S. Hess, and R. Prange (2008), Modeling of Saturn kilometric radiation arcs and equatorial shadow zone, *J. Geophys. Res.*, *113*, A10213, doi:10.1029/2008JA013464.

### 1. Introduction

[2] Saturn is a source of intense nonthermal radio emission in the kilometric wavelength range, as discovered by the Voyager spacecraft in the 1980s. The average properties of the Saturn kilometric radiation (SKR) deduced from early studies [Kaiser *et al.*, 1984, and references therein] have recently been confirmed and expanded by Lamy *et al.* [2008] via the analysis of several years of quasi-continuous observations recorded by the High Frequency Receiver (HFR) of the Radio and Plasma Wave Science (RPWS) instrument onboard the Cassini spacecraft in orbit around Saturn [Gurnett *et al.*, 2004]. The kilometric radio sources are confined to auroral regions with latitudes  $\geq 70^\circ$ . The SKR is emitted in the 10–1200 kHz frequency range, peaking at 100–400 kHz. The emission has a high degree of circular polarization with a sense related to the hemisphere of origin: northern and southern sources emit right-handed (RH) and left-handed (LH), respectively, polarized radiation, consistent with emission on the extraordinary (X) mode. In typical SKR spectra, the RH component generally dominates above 600 kHz, whereas the LH component is more intense below that frequency.

[3] Voyager observations showed that SKR sources do not corotate with the planet but are rather fixed in local time (LT) approximately in the dawn-to-noon sector [Warwick *et al.*, 1981; Galopou *et al.*, 1995]. Boischor *et al.* [1981] noticed that the SKR is often organized in arc-shaped structures in the time-frequency ( $t, f$ ) plane, similar to those observed for the jovian decametric emissions. These arcs are well visible in Cassini/RPWS dynamic spectra (Figure 1a) and often reveal a double structure where both nested arcs display an opposite sense of polarization (Figure 1b). Cassini observations also confirmed the existence of an equatorial shadow zone (ESZ), and constrained its equatorial extent. This one is frequency-dependent. It is minimum for the SKR peak frequencies ( $\sim 4 R_S$  at 200 kHz), and it increases at high and low frequencies ( $\sim 6\text{--}7 R_S$  at 80 and 900 kHz) on both sides of the SKR spectrum.

[4] The SKR is believed to be emitted via the cyclotron maser instability (CMI), dominantly on the X mode at nearly its cutoff frequency  $f_c$ , itself close to the local electron gyrofrequency  $f_{ce}$  in the source [Ma, 1985; Galopou *et al.*, 1989; Zarka, 1998]. The CMI theory predicts that the resulting radio emission is beamed within a thin hollow cone whose axis is aligned with the local magnetic field line and which exhibits a wide opening (large aperture angle)  $\theta$ . Lamy *et al.* [2008] estimated the beaming angle to  $\theta \leq 70^\circ$  at the SKR peak ( $f \sim 200$  kHz). They suggested that the strong anisotropy of the emission could be responsible for SKR time-frequency structures and shadow zones. This is quantitatively investigated in the present paper.

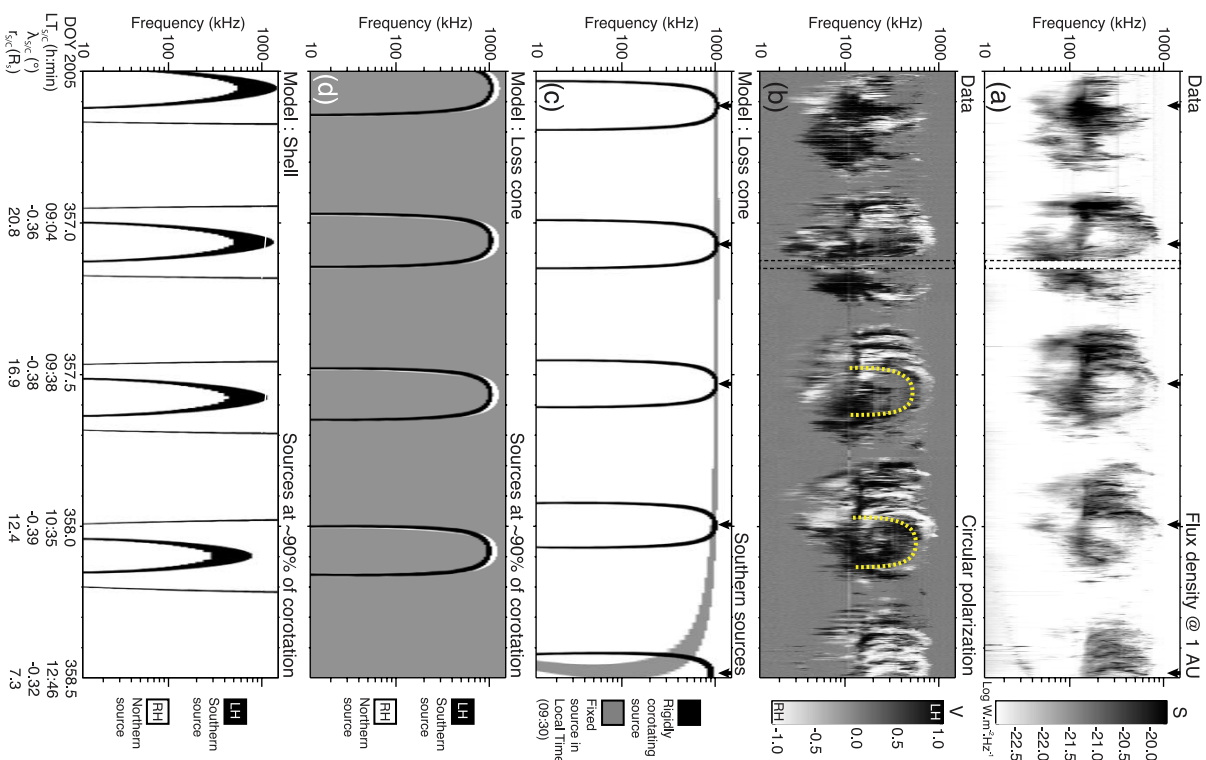


Figure 1

<sup>1</sup>IESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris Diderot, Meudon, France.  
<sup>2</sup>LUTH, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Meudon, France.

[5] Moreover, similar to auroral radio emissions at Earth and Jupiter, the SKR appears to be associated with ultraviolet (UV) aurora due to the precipitation into the atmosphere of accelerated electrons with energies in the range  $\sim 1\text{--}20$  keV [Conley *et al.*, 2004a, 2004b]. In quiet magnetospheric conditions, the (southern) auroral oval typically lies between  $-70^\circ$  and  $-75^\circ$  [Budden *et al.*, 2006, and references therein], at an estimated altitude of 1000 km above the 1-bar level [Gérard *et al.*, 2004]. UV auroral patterns as well as isolated structures have been observed to subcorotate at a rate between 30% to 75% of the planetary rotation rate (which is about 10 h 45 min) [Clarke *et al.*, 2005; Grodent *et al.*, 2005].

[6] An early attempt to model Kronian arc shapes was performed by Thiemann and Goldstein [1981] using an empirical form of the radio beaming angle  $\theta(r)$ , which was found to lie in the range  $75^\circ\text{--}85^\circ$ . Assuming saturation of the CMI by trapping of energetic electrons in the wave electric field, Galopau *et al.* [1989] found an abrupt decrease of the beaming angle at high frequencies (i.e., the emission cone closes). Recently, Hess *et al.* [2008] developed the PRES code (Planetary Radio Emissions Simulator) with which they successfully modeled observations of Io-Jupiter arcs. Assuming a radio source beaming pattern constrained by CMI physics, PRES allows to compute the dynamic spectra resulting from geometrical visibility effects for any magnetized planet.

[7] Here, we present modeling of the SKR double arc-shaped structures and equatorial shadow zone observed by Cassini from low latitudes. The model and typical emission parameters are discussed in section 2. Simulation results for double arcs and ESZ are presented in sections 3 and 4. Results and perspectives are discussed in section 5.

## 2. Model of Kronian Radio Emissions

**2.1. CMI and Electron Distributions**  
[8] The PRES code is based on the CMI, that is the best candidate generation mechanism for auroral radio emissions of all magnetized planets. For Saturn's magnetic field, we use the SPY model for the internal magnetic field component [Davis and Smith, 1990] and the Connerney *et al.* [1983] model of Saturn's ring current. CMI basics and its driving unstable electron distributions have been described in detail by Hess *et al.* [2008] and are only briefly recalled here. It is a resonant interaction between energetic (a few keV) electrons gyrating along high latitudes magnetic field lines (of gyropulsation  $\omega_{ce}$ ) and circularly

polarized electromagnetic waves (of pulsation  $\omega$ ). The resonance equation writes

$$\omega = \frac{\omega_{ce}}{\Gamma} + k_{\parallel} v_{\parallel} \quad (1)$$

where  $\Gamma$  is the relativistic Lorentz factor and  $k_{\parallel}$  and  $v_{\parallel}$  are the projection of the wave  $\mathbf{k}$  vector and the electron velocity onto the direction of the magnetic field at the source [Hu and Lee, 1979; Wu, 1985].

[9] Here we study the dominant emission, generated on the X mode near its cutoff  $\omega_{ce}$ . As SKR sources likely lie in depleted plasma regions ( $\omega_{pe} \ll \omega_{ce}$ , where  $\omega_{pe}$  is the plasma frequency [see Galopau *et al.*, 1989]), we hereafter make the approximation  $\omega \sim \omega_X \sim \omega_{ce}$ . We also assume refraction effects to be negligible along the raypath, implying a refraction index  $N \sim 1$  ( $N$  is given by the Appleton-Hartree cold plasma dispersion equation) and consequently straight-line propagation from the source to the observer.

[10] The CMI amplifies radio waves at the expense of the energetic electrons perpendicular energy. This free energy may come from a loss cone or a shell distribution [see Treumann, 2006; Hess *et al.*, 2008]. Both cases are investigated here. A loss cone is obtained in the upgoing (magnetically mirrored) electrons distribution when part of the downgoing electrons are lost by collisions in the atmosphere. This type of distribution favors oblique radio emission [Galopau *et al.*, 2004]. The spectral variation of the radio beaming angle  $\theta(r)$  with respect to the local magnetic field line then writes

$$\theta = \arccos \left( \frac{v_{ce} - 1}{c} \frac{\omega_{ce}}{\omega} \frac{1}{\sqrt{1 - \omega_{ce}^2/\omega_{ce,max}^2}} \right) \quad (2)$$

where  $N$  is the refraction index,  $v_{ce}$  is the characteristic velocity of resonant electrons, and  $\omega_{ce,max}$  is the maximum gyropulsation at the field line atmospheric footprint.

[11] In the frame of the above assumptions ( $\omega \sim \omega_{ce}$  and  $N \sim 1$ ), equation (2) reduces to

$$\theta = \arccos \left( \frac{v_{ce} - 1}{c} \frac{1}{\sqrt{1 - \omega_{ce}^2/\omega_{ce,max}^2}} \right) \quad (3)$$

On the other hand, a shell distribution results from the adiabatic evolution of electron beams. It favors perpendi-

polarized electromagnetic waves (of pulsation  $\omega$ ). The resonance equation writes

$$\omega = \frac{\omega_{ce}}{\Gamma} + k_{\parallel} v_{\parallel} \quad (1)$$

where  $\Gamma$  is the relativistic Lorentz factor and  $k_{\parallel}$  and  $v_{\parallel}$  are the projection of the wave  $\mathbf{k}$  vector and the electron velocity onto the direction of the magnetic field at the source [Hu and Lee, 1979; Wu, 1985].

[9] Here we study the dominant emission, generated on the X mode near its cutoff  $\omega_{ce}$ . As SKR sources likely lie in depleted plasma regions ( $\omega_{pe} \ll \omega_{ce}$ , where  $\omega_{pe}$  is the plasma frequency [see Galopau *et al.*, 1989]), we hereafter make the approximation  $\omega \sim \omega_X \sim \omega_{ce}$ . We also assume refraction effects to be negligible along the raypath, implying a refraction index  $N \sim 1$  ( $N$  is given by the Appleton-Hartree cold plasma dispersion equation) and consequently straight-line propagation from the source to the observer.

[10] The CMI amplifies radio waves at the expense of the energetic electrons perpendicular energy. This free energy may come from a loss cone or a shell distribution [see Treumann, 2006; Hess *et al.*, 2008]. Both cases are investigated here. A loss cone is obtained in the upgoing (magnetically mirrored) electrons distribution when part of the downgoing electrons are lost by collisions in the atmosphere. This type of distribution favors oblique radio emission [Galopau *et al.*, 2004]. The spectral variation of the radio beaming angle  $\theta(r)$  with respect to the local magnetic field line then writes

$$\theta = \arccos \left( \frac{v_{ce} - 1}{c} \frac{\omega_{ce}}{\omega} \frac{1}{\sqrt{1 - \omega_{ce}^2/\omega_{ce,max}^2}} \right) \quad (2)$$

where  $N$  is the refraction index,  $v_{ce}$  is the characteristic velocity of resonant electrons, and  $\omega_{ce,max}$  is the maximum gyropulsation at the field line atmospheric footprint.

[11] In the frame of the above assumptions ( $\omega \sim \omega_{ce}$  and  $N \sim 1$ ), equation (2) reduces to

$$\theta = \arccos \left( \frac{v_{ce} - 1}{c} \frac{1}{\sqrt{1 - \omega_{ce}^2/\omega_{ce,max}^2}} \right) \quad (3)$$

On the other hand, a shell distribution results from the adiabatic evolution of electron beams. It favors perpendi-

**Figure 1.** Observed and simulated SKR dynamic spectra during 2 days of year 2005: (a) and (b) SKR flux density  $S$  normalized to 1 AU and the normalized degree of circular polarization  $V$  (black for LH, white for RH), respectively. Dashed lines mark data gaps and arrows indicate the SKR rotational modulation. Yellow dotted lines highlight the thin double arcs discussed in section 3. (c) Simulated spectrum for two southern sources (each made of point sources aligned along a single magnetic field line, whose footprint latitude is  $\lambda_B = -70^\circ$ , distributed in altitudes according to the electron gyrofrequency in the range [10, 1200] kHz), see Table 1), and for a beaming angle  $\theta(r)$  computed with a loss cone electron distribution (see equation (3)). The grey arc results from a source fixed in LT at 0930 (belonging to the LT range swept by Cassini). The black arcs result from consecutive passages of a source fixed in longitude (i.e., in corotation with the planet) in front of the observer. (d) Simulated spectrum produced by the same loss-cone-driven conjugate southern and northern sources moving at  $\sim 90\%$  of the corotation rate. As in Figure 1b, southern sources are plotted in black and northern ones in white. (e) Spectrum produced by the same sources for shell-driven simulations and two different constant values of  $\theta(r)$ . The (1) and (2) refer to  $\theta(r) = 90^\circ$  (perpendicular emission) and  $\theta(r) = 55^\circ$  (oblique emission), respectively.

**Table 1.** Typical Sets (and Ranges) of Parameters Used in the Simulations

Radio Source Footprint Latitude $\lambda_B$	Radio Source Longitude	Aurora's Altitude (km)	Electron Distribution	Electron Velocity $v_{ce}$ (Kinetic Energy)	Beaming Angle $\theta$	Cone Thickness $\Delta\theta$	Observer's Location	Frequency Range (kHz)	Time (min)
$-70^\circ$	$0^\circ\text{--}360^\circ$	1000	Loss cone	$0.3\text{--}0.3\text{ c}$ (23 keV)	see equation (3)	$5^\circ$	Cassini	10–1200	3
$(-65^\circ\text{ to }-80^\circ)$	$0^\circ\text{--}360^\circ$	-	Shell	$(0.06\text{--}0.3\text{ c})$ (1–23 keV)	$55^\circ$	$(1\text{--}5^\circ)$	Cassini	10–1200	3
$(-65^\circ\text{ to }-80^\circ)$	$0^\circ\text{--}360^\circ$	-	Shell	-	$(55^\circ\text{--}90^\circ)$	$(1\text{--}5^\circ)$	Cassini	10–1200	3

cular radio emission, thus, in this case,  $\theta(r)$  is constant and in principle  $\sim 90^\circ$ .

[12] For both distributions, the actual beaming angle may be lower (by several degrees or even tens of degrees) than the above  $\theta(r)$  because of possible refraction effects at the edges of cold plasma depleted cavities surrounding radio sources as in the Earth's case [Lounan and Le Quéau, 1996]. Note, however, that we do not have any evidence of the existence of such cavities at Saturn.

## 2.2. Simulation Parameters

[13] The PRES code computes the geometrical visibility of selected radio sources for a given observer. Comparing the direction of the observer relative to the magnetic field vector at every point source with its predicted emission pattern, it merely determines whether the observer (here Cassini) detects (is in the beam of) or not (is not in the beam of) radio sources, and then generates a simulated dynamic spectrum. We have performed a parametric study and compared it to observational data. The parameters used in the following simulations and parametric studies are listed in Table 1.

[14] Magnetic field lines along which radio sources are distributed are defined by the coordinates of their footprint at the planetary surface. The footprint longitude has been investigated within the whole  $0^\circ\text{--}360^\circ$  range, whereas the footprint latitude, hereafter noted  $\lambda_B$ , has been studied within the typical range of UV aurora determined for the (most observed) southern oval (i.e.,  $-65^\circ$  to  $-80^\circ$ ). Southern and/or northern parts of each field line are individually populated by radio sources whose altitude range is defined by the typical SKR frequency range  $\sim 10\text{--}1200$  kHz (with the assumption  $f = f_{ce}$ ). Hereafter we simply call "source" the distribution of individual radio sources (or point sources) within this frequency range along a single field line in one hemisphere. Each individual radio source emits waves propagating in straight lines along a thin hollow conical sheet defined by its aperture angle  $\theta(r)$  (see section 2) and its sheet thickness  $\Delta\theta$ . The emission pattern is thus defined by  $\theta(r) \pm \Delta\theta/2$ .

[15] As mentioned above, the difference between loss cone and shell driven emissions only lies in the beaming angle,  $\theta(r)$ , which is constant in the shell case whatever the frequency or the resonant electron velocity. Following equation (3), the loss cone driven beaming angle depends on the resonant electron velocity and on  $\omega_{ce,max}$ . The latter corresponds to the maximal pulsation reached at the atmosphere limit where aurora can occur. It has been computed using the typical altitude of 1000 km found for the UV aurora [Gérard *et al.*, 2004]. Because of the 0.04  $R_S$  northward offset of the Kronian magnetic dipole, the result-

ing maximum frequency ( $f_{ce,max} = \omega_{ce,max}/2\pi$ ) is different in the two hemispheres for a magnetic field line with  $\lambda_B = -70^\circ$ :  $f_{ce,max} \sim 1500$  kHz in the southern hemisphere and  $f_{ce,max} \sim 1840$  kHz in the northern one). Then  $\theta(r)$  depends on the electron velocity, for which a large range of values is explored ( $\sim 0.06\text{--}0.3\text{ c}$  with  $c$  being the velocity of light).

[16] The observer's location is directly given by Cassini's ephemeris.

[17] Within this set of parameters, the source latitude and longitude, as well as the cone parameters  $\theta(r)$  (related to the electron velocity in the loss cone case) and  $\Delta\theta$  are poorly constrained. Appendix A, which presents simple simulations of radio sources moving with respect to a circular orbit, displays a parametric study investigating the influence of those parameters. As each of them strongly affects the visibility of the emissions, our aim is to constrain them by comparing observed and simulated dynamic spectral features.

## 3. Arc-Shaped Structures

[18] Arc-shaped structures in the  $(t, f)$  plane, discovered by Voyager [Boschor *et al.*, 1981], are also observed by Cassini. Figures 1a and 1b display typical dynamic spectrum of SKR including thin arcs detected when Cassini is located at low latitudes. They often reoccur with remarkable morphological similarity, as for the examples marked with yellow dotted lines on Figure 1b. This suggests that they could result from a single source observed twice. Moreover, the arc-shaped structure appears to shift relative to the overall SKR modulation pattern attributed to planetary rotation (here indicated by arrows) with a recurrence period of  $\sim 90\%$  of this rotation rate. On Figures 1a and 1b we also noticed that each marked arc is actually double, with nested components displaying opposite senses of circular polarization (this is quite clear above 400 kHz). Figure 1b shows that the RH component is slightly shifted toward higher frequencies relative to the LH one, consistent with Saturn's magnetic field offset and/or the existence of a magnetic anomaly. This latter point was already noted by Lamv *et al.* [2008] to be a systematic trend for observations from the neighborhood of the equator.

[19] Figures 1c and 1d display results of PRES simulations using a beaming angle determined by loss-cone-driven CMI for a source distributed along a single field line and input parameters listed in Table 1 that provide the best qualitative agreement with observations (see section 5).

[20] Figure 1c displays the two limiting cases for a southern source moving with respect to Cassini: the single grey arc corresponds to a source fixed in LT (as suggested by Voyager studies), whereas the black arcs correspond to a

**Table 2.** Influence of Footprint Latitude  $\lambda_B$  and Electron Velocity  $v_{e-}$  on the Maximum Frequency of Arcs Simulated With Loss-Driven CMI for Northern and Southern Conjugate Sources

$\lambda_B$	$v_{e-}$			
	0.1 c	0.2 c	0.3 c	0.4 c
-65°	RH > 1500 LH:1250	RH:1500 LH:1250	RH:1300 LH:900	RH:1000 LH:600
-70°	RH > 1500 LH:400	RH:1500 LH:1250	RH:1100 LH:1000	RH:750 LH:700
-75°	RH > 1500 LH:450	RH:1250 LH:1100	RH:650 LH:650	RH:350 LH:300

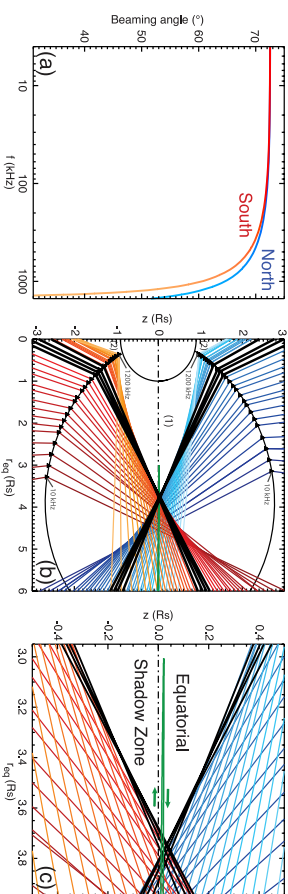
<sup>a</sup>Footprint latitude  $\lambda_B$  is one of the field line supporting the source, and maximum frequency is expressed in kHz. RH, northern; LH, southern. Since the observed maximum frequency may vary with time (with location of Cassini), values of  $f_{max}$  are listed for the specific arc at day 357.5 of year 2005 on Figure 1. To provide precise estimations of the maximal detected frequency, the source frequency range has been extended from [10,1200 kHz] (see Table 1) to [10,1500 kHz].

source fixed in longitude (i.e., in rigid corotation with the planet) observed several time in phase with the main SKR bursts (arrowed). These simulations illustrate that an arc-shaped structure in the  $(r, j)$  plane is obtained when a single source sweeps by the observer. Both types of arcs display the same maximum frequency around 1000 kHz, close to that of the observed arcs in Figure 1a, but they do not correctly reproduce neither the observed temporal width nor the recurrence period. Nevertheless, regarding the latter characteristics, the black arcs qualitatively resemble the observed ones, whereas the grey arc does not. The parametric study displayed in Appendix A investigates the dependence of the simulated arc morphology (in term of shape, temporal width and thickness and maximum frequency) with respect to input parameters. Table 2 quantitatively illustrates the strong influence of the pair of parameters (footprint latitude, electron velocity) on the maximum observed frequency of simulated arcs at a given

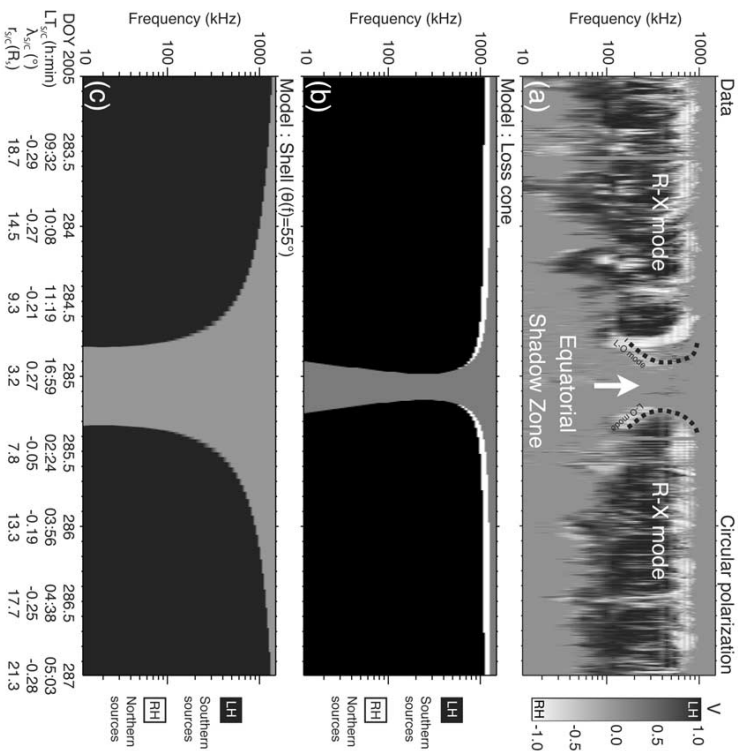
time. The pair  $(\lambda_B = -70^\circ, v_{e-} = 0.3 c)$  provides the best fit to the observations. The temporal width and the recurrence period of simulated arcs are directly related to the velocity of the source with respect to the observer.

[21] Figure 1d simulates a dynamic spectrum obtained with a southern source at  $\sim 90\%$  of rigid corotation. The modeled arcs display a temporal width (expanded relative to Figure 1c) in good agreement with individual arcs of Figures 1a and 1b. Moreover, this level of subcorotation provides the right phase of observed recurrent arcs, making plausible the observation of a single subcorotating source observed at least twice (other arc structures of Figures 1a and 1b are roughly in phase with modeled arcs). This agreement allows to investigate the cone thickness that directly affects the instantaneous duration (i.e., temporal thickness) of simulated arcs. Following the parametric study of Appendix A, we can determine that  $\Delta\theta \sim 5^\circ$ . Figure 1d also displays RH arcs from a northern source conjugate to the southern one and thus at the same subcorotation level. We obtain a well-defined modeled double arc structure in which the RH component is shifted toward higher frequencies relative to the LH one, consistent with Figures 1a and 1b.

[22] For comparison, PRES simulations based on the shell-driven CMI are displayed on Figure 1e for two different values of  $\theta(f) = 90^\circ$  (indicated by a (1)) and  $55^\circ$  (indicated by a (2)) and inputs parameters listed in Table 1. Only the oblique emission leads to modeled arcs resembling those observed: for  $\theta(f) = 55^\circ$ , we obtain arcs with the appropriate shape still with  $\lambda_B = -70^\circ$ . But this beaming angle largely differs the one predicted for perpendicular emission ( $90^\circ$ ), and would thus imply strong refraction at the source. Further, shell-modeled arcs show a large variation of their maximum frequency over the time interval of Figure 1j, and their double structure systematically displays the LH arc above the RH one, contrary to the observations.



**Figure 2.** (a) Loss-cone-driven beaming angle  $\theta(f)$  (see equation (3)) computed in both hemispheres along the field line defined by  $\lambda_B = -70^\circ$ , for an altitude of the aurora of 1000 km and a resonant electron velocity set to  $0.3 c$  (see Table 1). The abscissa extend from 4 to 1500 kHz;  $\theta_{north}$  and  $\theta_{south}$  are displayed in blue and red, respectively. (b) Meridian cross section of emission cones for northern and southern SKR sources (triangles) emitting between 10 and 1200 kHz along the magnetic field line defined by  $\lambda_B = -70^\circ$ . Black lines correspond to emission cones for frequencies between 200 and 400 kHz. The (1) and (2) indicate the equatorial and polar shadow zones. (c) A zoom of Figure 2b. The green line shows the projected Cassini trajectory for the time interval of Figure 3a.



**Figure 3.** (a) Observed dynamic spectrum of SKR circular polarization degree during a crossing of the ESZ (adapted from Figure 6a of Lamby *et al.* [2008]). (b) Simulated dynamic spectrum under the assumption of a loss-cone-driven CMI generation of southern (black) and northern (white) sources distributed at all LT around the planet (with a 30 s temporal resolution) on magnetic field lines defined by  $\lambda_B = -70^\circ$ . Regions of the  $(r, j)$  plane which are simultaneously illuminated by the RH and LH components are plotted in black in order to take the predominance of the LH emission into account. (c) Same as Figure 3b for shell-driven simulations using  $\theta(f) = 55^\circ$ . In this case, the RH component is systematically masked by the LH one.

[23] The latter point allows to discriminate between loss-cone-driven and shell-driven arcs. As the shell-driven case implies constant  $\theta(f)$ , the geometrical visibility of RH and LH components is symmetrical with respect to the magnetic equatorial plane. However, for an observer located in the longitudinal equatorial (rings) plane, the magnetic field northward offset induces an asymmetry which leads to the observation of double arcs with LH (southern) emissions observed at higher frequencies. In the loss-cone-driven case,  $\theta(f)$  depends on  $v_{e-}/v_{rms}$  which itself differs in both hemispheres (see section 2). As displayed in Figure 2a,  $\theta_{south}(f)$  falls more abruptly than  $\theta_{north}(f)$  at high frequencies. The resulting geometrical effect on the visibility in the equatorial plane competes with the previous

trend and favors the observation of RH emission at higher frequencies.

#### 4. Equatorial Shadow Zone

[24] Another important consequence of the anisotropy of the SKR beaming is the existence of regions of space which are never illuminated by any SKR beam. Figure 3a displays a typical example of SKR disappearance when Cassini crosses the ESZ. Again, the LH polarization dominates the dynamic spectrum below 600 kHz and the RH one above 600 kHz. The extent of the ESZ is frequency-dependent: it is minimum at  $\sim 4 R_S$  for  $f = 200$ –400 kHz, and up to  $6$ – $7 R_S$  at 80 and 900 kHz, as sketched by the dashed black lines on Figure 3a. Note that the RH

component observed just around ESZ below  $\sim 300$  kHz is attributed to ordinary (O) mode emission (B. Cecconi et al., Goniopolarimetry of the Rev. 29 perkeore using the Cassini/RPWS/HFR radio receiver, submitted to *Journal of Geophysical Research*, 2008). We must consequently not take this emission into account when comparing simulation and observations.

[54] Figures 3b and 3c display loss-cone- and shell-driven simulations, respectively, performed with the same parameters as above (see Table 1), except that southern and northern sources are now distributed at all longitudes. The LH component is assumed to dominate when both components are detected simultaneously. The simulated dynamic spectrum shows a very good qualitative agreement with the data for (and only for) the loss-cone-driven emission (Figure 3b): RH predominates at the highest frequencies and the extinction of the signal indeed occurs around DDOY 285.0 as observed. Its duration precisely fits the one of the observed extinction. The disappearance/reappearance of the emission displays a similar frequency dependency with a minimum ESZ extent observed at  $f = 200$ –400 kHz. In Figures 2b and 2c, the emission cones which correspond to point sources emitting between 200 and 400 kHz are plotted in black. They clearly determine the minimum ESZ extent at  $\sim 3.75 R_S$  (in the magnetic equatorial plane, thus at slightly northern latitude), consistent with the observations. This model based on a loss-cone-driven beaming angle also predicts the existence of polar shadow zones very close to the planet (below  $\sim 1.5 R_S$ , see zones labeled 2 in Figure 2b).

[56] Another modeled feature in Figure 3b is consistent with observations of Figure 3a: around ESZ crossing, the X mode RH emission (above 300–400 kHz, excluding thus O mode RH SKR) disappears before and reappears after the LH one. In other words, the LH component is observed closer to the planet. This is especially clear at reappearance (at disappearance, the LH emission is more sporadic and somewhat hides this effect). As illustrated by Figure 2c, this is due to the asymmetric visibility of both components along Cassini's near-equatorial trajectory (green line).

[27] As in the case of Figures 1c and 1d, in spite of a good qualitative match, the modeled high-frequency limit of the emission around ESZ slightly differs from the observed one (see also Table 2), whereas the low-frequency range (below  $\sim 100$  kHz) is poorly modeled. This is discussed in section 5.

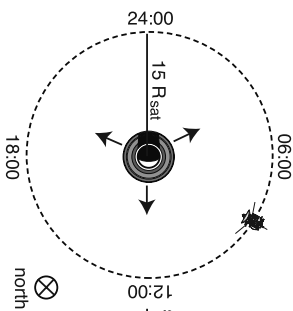
## 5. Discussion

[28] Modeling of SKR ( $i, j$ ) features observed by Cassini from low latitudes have revealed that (1) observed arc-shaped structures are consistent with CMI-driven radio emissions from sources moving with respect to the observer; (2) such arcs do not originate from SKR sources fixed in LT, but rather from sub-orbiting sources (here at  $\sim 90^\circ$  of corotation); (3) the observed double arc structure is correctly simulated (RH arc at higher frequencies than the LH one) when using a beaming angle determined by loss-cone-driven CMI; and (4) loss cone simulations of ESZ crossing are also consistent with data regarding the time of extinction, its approximate shape and size in the ( $i, j$ ) plane (corresponding to a minimum ESZ equatorial extent at  $f = 200$ –400 kHz), and the disappearance of RH emission at larger distances than for LH emissions (when observing from near the equator).

[29] Results 1 and 2 recall the sub-orbitation observed for UV auroral sources [Clarke et al., 2005]. More SKR arcs should be modeled for being able to obtain statistical results, but this first result confirms that SKR can be observed from a large range of LT, not restricted to the dawn-to-noon sector. This is not inconsistent with the fact that SKR (and UV aurora) is more active in the morning side, but suggests that although the emission can be produced in a broad range of LT, its intensity is enhanced when the source is located in the morning sector [Lamy et al., 2008; Farrell et al., 2005].

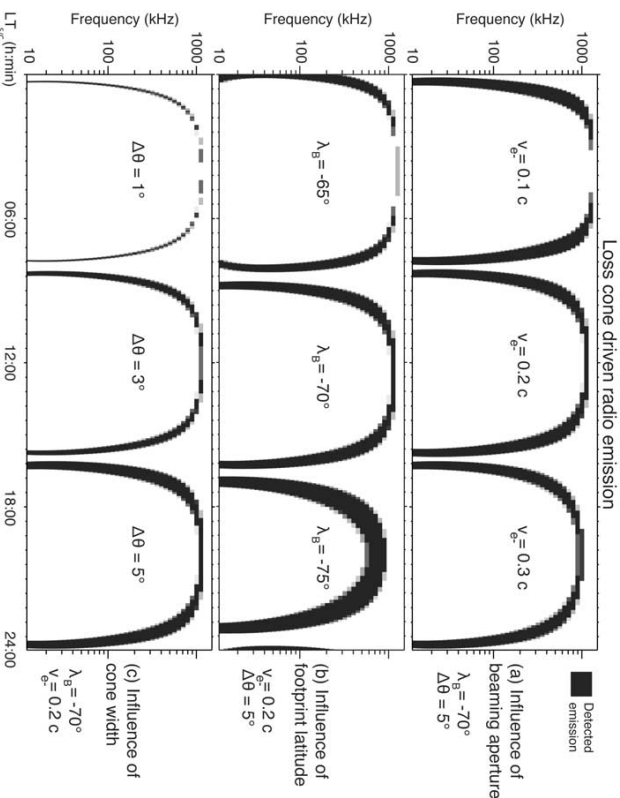
[30] In our model, the details of simulated arc shape, maximum frequency, and ESZ extent, are strongly sensitive to two key parameters: the footprint latitude of the magnetic field line hosting the source and the beaming angle variation along the field line (i.e., with frequency). A typical value of  $\lambda_B = -70^\circ$ , as deduced here, is consistent with that of the footprint latitude of quiet southern UV aurora [Badman et al., 2006, and references therein]. Then, according to results 3 and 4, best fits are obtained with  $\theta(f)$  decreasing from  $\sim 70^\circ$  to  $\sim 40^\circ$  with increasing frequency, the shape of this decrease being different in the two hemispheres and consistent with the radio beaming predicted by loss-cone-driven CMI. However, the kinetic energy of emitting electrons must be  $\geq 23$  keV ( $v_{\perp} \geq 0.3c$ , see Table 2) in order to get low enough values of  $\theta(f)$ , and accordingly low enough values of the maximum SKR frequency (observed at  $\sim 800$  kHz). This is at the upper end of previous estimates based on other types of observations and modeling. Typical energies of precipitating auroral electron inferred from UV studies are in the range 10 to 20 keV [Covley et al., 2004a, 2004b]. Much higher energies are also difficult to invoke for SKR generation, with the reminder that Galopau et al. [1989] successfully modeled the SKR spectrum using 1–10 keV electrons. Thus, if realistic electron kinetic energy ( $\leq 20$  keV) does not allow to compute low enough values of  $\theta(f)$ , leading to best simulations of SKR features, additional causes should be searched for (see below).

[31] In these first simulations, we have neglected refraction effects. They can intervene in two ways: first, a refraction index  $N \neq 1$  at the source implies a modification of the variation of the loss-cone-driven beaming angle  $\theta(f)$ , following equation (2); second, the apparent beaming angle of the radiation exiting the source may be affected by multiple refractions/reflections at the edges of the source region if this source is a plasma cavity as in the case of Earth [see Louarn and Le Quéau, 1996]. The latter effect may apply to both loss-cone- and shell-driven CMI, and should lead to lower  $\theta(f)$ . However, as previously mentioned, there is no evidence for the existence of such cavities until now. In addition, refraction should significantly affect the raypath of low-frequency emissions (typically below  $\sim 100$  kHz) propagating in the complex low-latitude plasma environment of Saturn (see, e.g., the plasma models of Galopau et al. [1989] and Persson et al. [2006]). Similar to the deviation of auroral radio waves at Earth by the plasmasphere [Hashimoto, 1984; Xiao et al., 2007, and references therein], refraction along the raypath should also result in lower apparent values of  $\theta(f)$ . This effect could explain the difference between modeled and observed dynamic spectra at low frequencies. It deserves a dedicated ray-tracing study, beyond the scope of this paper. Finally, a

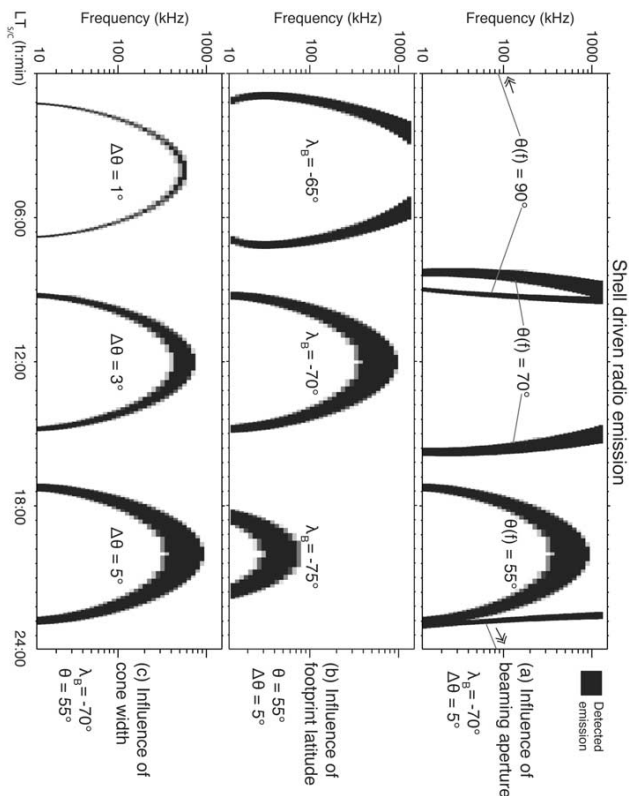


**Figure A1.** Schematic geometrical configuration for a spacecraft on a circular orbit at  $15 R_S$  in the equatorial plane, observing southern radio sources defined by  $\lambda_B = -70^\circ$  and  $LT = 0400, 1200,$  and  $2000$  (black arrows). Results of simulations of both loss-cone- and shell-driven emissions are displayed in Figures A2 and A3.

seasonal effect implying a difference in the plasma density (and thus of the refraction index  $N$ ) between both hemispheres might also lead to differences in LH and RH beaming (and thus in dynamic spectra).



**Figure A2.** Simulated dynamic spectra of loss-cone-driven emissions for a spacecraft in circular orbit as defined in Figure A1. The abscissa gives the spacecraft LT. (a), (b), and (c) The influence of the free parameters  $\theta(f)$  (related to  $v_{\perp}$ , see equation (3)),  $\lambda_B$  and  $\Delta\theta$ , respectively. Arcs are successfully simulated in all cases.



**Figure A3.** Same as Figure A2 but for shell-driven simulations. Arcs only appear for values of the beaming angle  $\theta(f)$  ( $\sim 55^\circ$ ) much lower than theoretically predicted values for shell electron distributions.

extent, beaming angle (...) and consequently improve simulation results.

#### Appendix A: Parametric Study of Loss-Cone-/Shell-Driven Arcs Simulated With PRIS

[34] Using both CMI loss-cone-/shell-driven simulations, we can simply simulate arcs generated by sources moving with respect to the observer. To estimate the influence of the parameters that most strongly affect the simulated arcs shape (see section 2), we present a parametric study for the simple case of a circular orbiter located in the equatorial plane (at  $15 R_S$ ) and observing southern sources fixed in LT as defined in Figure A1. Then, the influence of the source latitude  $\lambda_B$ , the beaming angle  $\theta(f)$  and the cone thickness  $\Delta\theta$  is investigated for loss-cone- (Figure A2) and shell- (Figure A3) driven simulations.

[35] As shown by Figure A2, loss-cone-driven simulations display clear concave arcs related to the decrease of the beaming angle  $\theta$  at high frequencies. Both  $\lambda_B$  and  $\nu_{ce}$  strongly affect the arc morphology (width, thickness, high-frequency limit, concave shape at lowest frequencies), whereas  $\Delta\theta$  essentially influences the arc thickness. Note that for each simulated arc, the visibility of its high-frequency limit is dependent on the distance between the planet and the observer.

[36] Figure A3 displays shell-driven simulations. An important result is shown on Figure A3a: a constant value of  $\theta(f) = 90^\circ$  leads to quasi-convex branches detected at 2000 and 1000 LT for a source located at 0400 LT. Strictly perpendicular emissions consequently do not allow to retrieve, even qualitatively, observed concave arcs (see Figures 1a and 1b). Further, oblique emissions using constant  $\theta(f)$  lead to arcs qualitatively similar to the one observed for  $\theta(f)$  as low as  $55^\circ$ . Then, Figures A3b and A3c show that similar to loss cone simulations,  $\lambda_B$  and  $\Delta\theta$  differently affect the arc shape.

[37] We performed such a parametric study for each simulation detailed in sections 3 and 4, allowing us to derive the parameters that best fit the observed features (see Table 1).

[38] **Acknowledgments.** We thank the Cassini Radio Plasma and Wave Science (RPWS) engineers at the University of Iowa and N. Lecomte of the Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique (LESIA) for processing the data. We acknowledge support from the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES).

[39] Wolfgang Baumjohann thanks the reviewers for their assistance in evaluating this paper.

#### References

Badman, S. V., S. W. H. Cowley, J.-C. Gérard, and D. Grodent (2006), A statistical analysis of the location and width of Saturn's southern aurora, *Ann. Geophys.*, **24**, 3533–3545.

Boschou, A., Y. Leblanc, A. Lecacheux, B. M. Pedersen, and M. L. Kaiser (1981), Arc structure in Saturn's radio dynamic spectra, *Nature*, **292**, 727–728.

Clarke, J. T., et al. (2005), Morphological differences between Saturn's ultraviolet aurora and those of Earth and Jupiter, *Nature*, **433**, 717–719.

Comery, J. E. P., M. H. Acuna, and N. F. Ness (1983), Currents in Saturn's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **88**, 8779–8787.

Cowley, S. E., B.unce, and R. Prangé (2004a), Saturn's polar ionospheric flows and their relation to the main auroral oval, *Ann. Geophys.*, **22**, 1379–1394.

Cowley, S. W. H., E. J. Bunce, and J. M. O'Rourke (2004b), A simple quantitative model of plasma flows and currents in Saturn's polar ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **109**, A05212, doi:10.1029/2003JA010375.

Davis, L. J., and E. J. Smith (1990), A model of saturn's magnetosphere based on all available data, *J. Geophys. Res.*, **95**, 15,257–15,261.

Farrrel, W. M., M. D. Desch, M. L. Kaiser, A. Lecacheux, W. S. Kurth, D. A. Gurnett, B. Cecconi, and P. Zarka (2005), A magnetospheric energy driver, *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L18107, doi:10.1029/2004GL023449.

Galopenc, P., P. Zarka, and D. Le Quang (1989), Theoretical model of Saturn's kilometric radiation spectrum, *J. Geophys. Res.*, **94**, 8739–8755.

Galopenc, P. H. M., P. Zarka, and D. Le Quang (1995), Source location of Saturn's kilometric radiation: The Kelvin-Helmholtz instability hypothesis, *J. Geophys. Res.*, **100**, 26,397–26,410.

Galopenc, P. H. M., M. Y. Boudjada, and H. O. Rucker (2004), Evidence of jovian active longitude: 1. Efficiency of cyclotron maser instability, *J. Geophys. Res.*, **109**, A12217, doi:10.1029/2004JA010459.

Gard, J.-C., D. Grodent, J. Gustin, A. Saglam, J. T. Clarke, and J. T. Ranger (2004), Characteristics of Saturn's FUV aurora observed with the Space Telescope Imaging Spectrograph, *J. Geophys. Res.*, **109**, A09207, doi:10.1029/2004JA010315.

Grodent, D., J.-C. Gérard, S. W. H. Cowley, E. J. Bunce, and J. T. Clarke (2005), Variable morphology of Saturn's southern ultraviolet aurora, *J. Geophys. Res.*, **110**, A07215, doi:10.1029/2004JA010985.

Gurnett, D. A., et al. (2001), The Cassini radio and plasma wave investigation, *Space Sci. Rev.*, **111**, 395–463.

Hadiou, J.-C. (1984), A reexamination of propagation modes of auroral kilometric radiation, *J. Geophys. Res.*, **89**, 7459–7466.

Hess, S., B. Cecconi, and P. Zarka (2008), Modeling of  $\nu$ -Jupiter decimeter arcs, emission beaming and energy source, *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L13107, doi:10.1029/2008GL033656.

Kaiser, M. L., M. D. Desch, W. S. Kurth, A. Lecacheux, F. Genova, B. M. Pedersen, and D. R. Evans (1984), Saturn as a radio source, in *Saturn*, pp. 378–415, Univ. of Ariz. Press, Tucson.

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: Measurement of beam widths, *J. Geophys. Res.*, **105**, 16,053–16,062.

Lamy, L., P. Zarka, B. Cecconi, R. Prangé, W. S. Kurth, and D. A. Gurnett (2008), Saturn kilometric radiation: Average and statistical properties, *J. Geophys. Res.*, **113**, A07201, doi:10.1029/2007JA012900.

Loumou, P., and D. Le Quang (1996), Generation of the auroral kilometric radiation in plasma cavities-II: The cyclotron maser instability in small size sources, *Planet. Space Sci.*, **44**, 211–224.

Peterson, A. M., D. A. Gurnett, W. S. Kurth, and J. B. Green (2006), A simple scale height model of the electron density in Saturn's plasma disk, *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L18106, doi:10.1029/2006GL027090.

Quemene, J., and P. Zarka (1998), 10-controlled decimeter arcs and  $\nu$ -Jupiter interaction, *J. Geophys. Res.*, **103**, 26,649–26,666, doi:10.1029/98JA02435.

Thiemann, J. R., and M. L. Goldstein (1981), Arcs in Saturn's radio spectra, *Nature*, **292**, 728–731.

Trunamann, R. A. (2006), The electron cyclotron maser for astrophysical application, *Astron. Astrophys. Rev.*, **13**, 229–315.

Wattwick, J. W., et al. (1981), Planetary radio astronomy observations from Voyager 1 near Saturn, *Science*, **212**, 239–243.

Wu, C. S. (1985), Kinetic cyclotron and synchrotron maser instabilities—Radio emission processes by direct amplification of radiation, *Space Sci. Res.*, **41**, 215–298.

Wu, C. S., and L. C. Lee (1979), A theory of the terrestrial kilometric radiation, *Astrophys. J.*, **230**, 621–626.

Xiao, F., L. Chen, H. Zhang, and S. Wang (2007), A parametric wave tracing study of superluminous auroral kilometric radiation wave modes, *J. Geophys. Res.*, **112**, A10214, doi:10.1029/2006JA012178.

Zarka, P. (1998), Auroral radio emissions at the outer planets: Observations and theories, *J. Geophys. Res.*, **103**, 20,159–20,174.

Zarka, P., B. Cecconi, and W. S. Kurth (2004), Jupiter's low-frequency radio spectrum from Cassini/Radio and Plasma Wave Science (RPWS) absolute intensity measurements, *J. Geophys. Res.*, **109**, A09S15, doi:10.1029/2003JA010260.

B. Cecconi, S. Hess, L. Lamy, R. Prangé, and P. Zarka, LESIA, Observatoire de Paris, 5 Place Jules Janssen, F-92190 Meudon, France. (lamby.lamy@obspm.fr)

---

## Bibliographie

---

- S. V. Badman, S. W. H. Cowley, J.-C. Gérard, et D. Grodent. A statistical analysis of the location and width of Saturn's southern aurora. *Annales Geophysicae*, 24 :3533–3545, 2006.
- S. V. Badman, S. W. H. Cowley, L. Lamy, B. Cecconi, et P. Zarka. Relationship between solar wind corotating interaction region compressions and the phasing and intensity of Saturn kilometric radiation bursts. *Annales Geophysicae*, 26 :3641–3651, Novembre 2008.
- Baptiste Cecconi. *Etude Goniopolarimétrique des émissions radio de Jupiter et Saturne à l'aide du récepteur radio de la sonde Cassini*. PhD thesis, Observatoire de Paris-Université Paris 7, Meudon, France, avril 2004.
- E. A. Benediktov, G. G. Getmantsev, et N. A. Mitjakov. Intensity measurements of radiation at frequencies 725 and 1525 Kc, by means of the receiver of the satellite 'Electron-2'. *Space Research*, page 581 [in russian], 1965.
- R. F. Benson. Ordinary mode auroral kilometric radiation, with harmonics observed by ISIS 1. *Radio Science*, 19 : 543–550, 1984.
- A. Boischoit, Y. Leblanc, A. Lecacheux, B. M. Pedersen, et M. L. Kaiser. Arc structure in Saturn's radio dynamic spectra. *Nature*, 292 :727–+, 1981.
- A. L. Broadfoot, B. R. Sandel, D. E. Shemansky, J. B. Holberg, G. R. Smith, D. F. Strobel, J. C. McConnell, S. Kumar, D. M. Hunten, S. K. Atreya, T. M. Donahue, H. W. Moos, J. L. Bertaux, J. E. Blamont, R. B. Pumphrey, et S. Linick. Extreme ultraviolet observations from Voyager 1 encounter with Saturn. *Science*, 212 : 206–211, 1981.
- E. J. Bunce, S. W. H. Cowley, I. I. Alexeev, C. S. Arridge, M. K. Dougherty, J. D. Nichols, et C. T. Russell. Cassini observations of the variation of Saturn's ring current parameters with system size. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 112(A11) :10202–+, Octobre 2007.
- 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 antennas. *Radio Science*, 40 :RS3003, Mai 2005a.
- B. Cecconi et P. Zarka. Model of a variable radio period for Saturn. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 110(A9) :12203–+, Décembre 2005b.

- B. Cecconi, P. Zarka, et W. S. Kurth. Skr polarization and source localization with the cassini/rpws/hfr instrument : First results. In *Planetary Radio Emissions 6*, H. O. Rucker, W. S. Kurth, et G. Mann, éditeurs, pages 37–49. Austrian Academy of Sciences Press, Graz, Austria, 2006.
- B. Cecconi, P. Zarka, L. Lamy, R. Prangé, W. S. Kurth, et P. Louarn. Goniopolarimetric study of the rev 29 perikrone using thecassini/rpws/hfr radio receiver. *Journal of Geophysical Research*, 114 :A03215, Mars 2009.
- J. T. Clarke, J.-C. Gérard, D. Grodent, S. Wannawichian, J. Gustin, J. Connerney, F. Crary, M. Dougherty, W. Kurth, S. W. H. Cowley, E. J. Bunce, T. Hill, et J. Kim. Morphological differences between Saturn’s ultraviolet aurorae and those of Earth and Jupiter. *Nature*, 433 :717–719, 2005.
- J. T. Clarke, H. W. Moos, S. K. Atreya, et A. L. Lane. IUE detection of bursts of H Ly-alpha emission from Saturn. *Nature*, 290 :226–+, 1981.
- J. T. Clarke, J. Nichols, J.-C. Gérard, D. Grodent, K. C. Hansen, W. S. Kurth, G. R. Gladstone, J. Duval, S. Wannawichian, E. Bunce, S. W. H. Cowley, F. Crary, M. Dougherty, L. Lamy, B. Cecconi, P. Zarka, D. Mitchell, W. Pryor, K. Retherford, T. Stallard, et B. Zieger. The response of Jupiter’s and Saturn’s auroral activity to the solar wind. *Journal of Geophysical Research*, 114 :A05210, Mai 2009.
- K. E. Clarke, N. André, D. J. Andrews, A. J. Coates, S. W. H. Cowley, M. K. Dougherty, G. R. Lewis, H. J. McAndrews, J. D. Nichols, T. R. Robinson, et D. M. Wright. Cassini observations of planetary-period oscillations of Saturn’s magnetopause. *Geophysical Research Letter*, 33 :23104–+, 2006.
- J. E. P. Connerney, M. H. Acuna, et N. F. Ness. Currents in Saturn’s magnetosphere. *Journal of Geophysical Research*, 88 :8779–87, 1983.
- S. Cowley, E. Bunce, et R. Prangé. Saturn’s polar ionospheric flows and their relation to the main auroral oval. *Annales Geophysicae*, 22 :1379–1394, 2004a.
- S. W. H. Cowley, S. V. Badman, E. J. Bunce, J. T. Clarke, J.-C. Gérard, D. Grodent, C. M. Jackman, S. E. Milan, et T. K. Yeoman. Reconnection in a rotation-dominated magnetosphere and its relation to Saturn’s auroral dynamics. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 110(A9) :2201–+, 2005.
- S. W. H. Cowley, E. J. Bunce, et J. M. O’Rourke. A simple quantitative model of plasma flows and currents in Saturn’s polar ionosphere. *Journal of Geophysical Research*, 109 :5212–+, 2004b.
- F. J. Crary, J. T. Clarke, M. K. Dougherty, P. G. Hanlon, K. C. Hansen, J. T. Steinberg, B. L. Barraclough, A. J. Coates, J.-C. Gérard, D. Grodent, W. S. Kurth, D. G. Mitchell, A. M. Rymer, et D. T. Young. Solar wind dynamic pressure and electric field as the main factors controlling Saturn’s aurorae. *Nature*, 433 :720–722, 2005.
- L. J. Davis et E. J. Smith. A model of saturn’s magnetic field based on all available data. *Journal of Geophysical Research*, 95 :15257–15261, 1990.
- H. de Feraudy, A. Bahnsen, et M. Jaspersen. Observations of nightside and dayside auroral kilometric radiation with viking. In *Planetary Radio Emissions 2*, H. O. Rucker, S. J. Bauer, et B. M. Pedersen, éditeurs, pages 41–49. Austrian Academy of Sciences Press, Graz, Austria, 1988.
- M. D. Desch. Evidence for solar wind control of Saturn radio emission. *Journal of Geophysical Research*, 87 :4549–4554, Juin 1982.
- M. D. Desch. Radio emission signature of Saturn immersions in Jupiter’s magnetic tail. *Journal of Geophysical Research*, 88 :6904–6910, 1983.
- M. D. Desch et M. L. Kaiser. Voyager measurement of the rotation period of Saturn’s magnetic field. *Geophysical Research Letter*, 8 :253–256, Mars 1981.

- M. D. Desch et H. O. Rucker. The relationship between Saturn kilometric radiation and the solar wind. *Journal of Geophysical Research*, 88 :8999–9006, Novembre 1983.
- L. Dressel, S. Holfeltz, et J. Kim Quijano. *STIS Data Handbook, Version 5.0*. Space Telescope Science Institute, Baltimore, Juillet 2007.
- J. W. Dungey. Interplanetary magnetic field and the auroral zones. *Physical Review Letters*, 6 :47–48, 1961.
- G. Fischer, S. Ye, D. A. Gurnett, W. S. Kurth, et Z. Zang. On the polarization of saturn narrowband emissions. *Poster at the EGU General Assembly*, Avril 2008.
- P. Galopeau, P. Zarka, et D. Le Queau. Theoretical model of Saturn's kilometric radiation spectrum. *Journal of Geophysical Research*, 94 :8739–8755, 1989.
- P. Galopeau, P. Zarka, et A. Ortega-Molina. Evidence of Saturn's magnetic field anomaly from Saturnian kilometric radiation high-frequency limit. *Journal of Geophysical Research*, 96 :14129–+, 1991.
- P. H. M. Galopeau, M. Y. Boudjada, et H. O. Rucker. Evidence of jovian active longitude : 1. Efficiency of cyclotron maser instability. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 109(A18) :12217–+, Décembre 2004.
- P. H. M. Galopeau et A. Lecacheux. Variations of Saturn's radio rotation period measured at kilometer wavelengths. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 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. *Journal of Geophysical Research*, 100 :26397–26410, 1995.
- J. C. Gérard, V. Dols, D. Grodent, J. H. Waite, G. R. Gladstone, et R. Prangé. Simultaneous observations of the saturnian aurora and polar haze with the HST/FOC. *Geophysical Research Letter*, 22 :2685–2688, 1995.
- J.-C. Gérard, D. Grodent, J. Gustin, A. Saglam, J. T. Clarke, et J. T. Trauger. Characteristics of Saturn's FUV aurora observed with the Space Telescope Imaging Spectrograph. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 109 :9207–+, 2004.
- J. L. Green, S. Boardsen, L. Garcia, S. F. Fung, et B. W. Reinisch. Seasonal and solar cycle dynamics of the auroral kilometric radiation source region. *Journal of Geophysical Research*, 109 :5223–+, Mai 2004.
- D. Grodent, J.-C. Gérard, S. W. H. Cowley, E. J. Bunce, et J. T. Clarke. Variable morphology of Saturn's southern ultraviolet aurora. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 110 :7215–+, 2005.
- D. A. Gurnett, W. S. Kurth, G. B. Hospodarsky, A. M. Persoon, T. F. Averkamp, B. Cecconi, A. Lecacheux, P. Zarka, P. Canu, N. Cornilleau-Wehrin, P. Galopeau, A. Roux, C. Harvey, P. Louarn, R. Bostrom, G. Gustafsson, J.-E. Wahlund, M. D. Desch, W. M. Farrell, M. L. Kaiser, K. Goetz, P. J. Kellogg, G. Fischer, H.-P. Ladreiter, H. Rucker, H. Alleyne, et A. Pedersen. Radio and Plasma Wave Observations at Saturn from Cassini's Approach and First Orbit. *Science*, 307 :1255–1259, Février 2005.
- 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-Wehrin, 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 Science Reviews*, 114(1–4) :395–463, 2004.
- D. A. Gurnett, A. M. Persoon, W. S. Kurth, J. B. Groene, T. F. Averkamp, M. K. Dougherty, et D. J. Southwood. The Variable Rotation Period of the Inner Region of Saturn Plasma Disk. *Science*, 316 :442–, Avril 2007.



- S. Hess, B. Cecconi, et P. Zarka. Modeling of io-jupiter decameter arcs, emission beaming and energy source. *Geophysical Research Letter*, 35 :L13107+, 2008.
- J. H. Horne et S. L. Baliunas. A prescription for period analysis of unevenly sampled time series. *Astrophysical Journal*, 302 :757–763, Mars 1986.
- R. L. Huff, W. Calvert, J. D. Craven, L. A. Frank, et D. A. Gurnett. Mapping of auroral kilometric radiation sources to the aurora. *Journal of Geophysical Research*, 93 :11445–11454, 1988.
- D. L. Judge, F.-M. Wu, et R. W. Carlson. Ultraviolet photometer observations of the Saturnian system. *Science*, 207 :431–434, 1980.
- 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. University of Arizona Press, Tucson, Arizona, 1984.
- M. L. Kaiser, M. D. Desch, J. W. Warwick, et J. B. Pearce. Voyager Detection of Nonthermal Radio Emission from Saturn. *Science*, 209 :1238–1240, 1980.
- 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. *Journal of Geophysical Research*, 105 :16053–16062, 2000.
- Y. Kasaba, H. Matsumoto, K. Hashimoto, et R. R. Anderson. Angular distribution of auroral kilometric radiation observed by the GEOTAIL spacecraft. *Geophysical Research Letter*, 24 :2483, 1997.
- H. Khan, S. W. H. Cowley, E. Kolesnikova, M. Lester, M. J. Brittner, T. J. Hughes, W. J. Hughes, W. S. Kurth, D. J. McComas, L. Newitt, C. J. Owen, G. D. Reeves, H. J. Singer, C. W. Smith, D. J. Southwood, et J. F. Watermann. Observations of two complete substorm cycles during the cassini earth swing-by : Cassini magnetometer data in a global context. *Journal of Geophysical Research*, 106 :30141–30176, Décembre 2001.
- M. G. Kivelson et W. J. Hughes. On the threshold for triggering substorms. *Planetary Space Sciences*, 38 : 211–220, 1990.
- M. G. Kivelson et C. T. Russel. *Introduction to space physics*. Cambridge university press, Los Angeles, 1965.
- J. D. Kraus. *Radio Astronomy*. McGraw-Hill, New York, 1966.
- W. S. Kurth, T. F. Averkamp, D. A. Gurnett, J. B. Groene, et A. Lecacheux. An update to a Saturnian longitude system based on kilometric radio emissions. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 113(A12) : 5222+, Mai 2008.
- W. S. Kurth et D. A. Gurnett. Auroral kilometric radiation integrated power flux as a proxy for  $a_e$ . *Advances in Space Research*, 22 :73–77, 1998.
- W. S. Kurth, D. A. Gurnett, J. T. Clarke, P. Zarka, M. D. Desch, M. L. Kaiser, B. Cecconi, A. Lecacheux, W. M. Farrell, P. Galopeau, J.-C. Gérard, D. Grodent, R. Prangé, M. K. Dougherty, et F. J. Crary. An Earth-like correspondence between Saturn's auroral features and radio emission. *Nature*, 433 :722–725, 2005.
- W. S. Kurth, A. Lecacheux, T. F. Averkamp, J. B. Groene, et D. A. Gurnett. A Saturnian longitude system based on a variable kilometric radiation period. *Geophysical Research Letter*, 34 :2201+, Janvier 2007.
- L. Lamy, P. Zarka, B. Cecconi, S. Hess, et R. Prangé. Modeling of saturn kilometric radiation arcs and equatorial shadow zone. *Journal of Geophysical Research*, Octobre 2008a.

- L. Lamy, P. Zarka, B. Cecconi, et R. Prangé. Diurnal modulation of auroral kilometric radiation discovered by cassini-rpws. *Geophysical Research Letter*, submitted 2008b.
- L. Lamy, P. Zarka, B. Cecconi, R. Prangé, W. S. Kurth, et D. A. Gurnett. Saturn kilometric radiation : Average and statistical properties. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 113(A12) :7201–+, 2008c.
- D. Le Quéau, R. Pellat, et A. Roux. The maser synchrotron instability in an inhomogeneous medium Application to the generation of the auroral kilometric radiation. *Annales Geophysicae*, 3 :273–291, 1985.
- A. Lecacheux. Polarization aspects from planetary radio emissions. In *Planetary Radio Emissions 2*, H. O. Rucker, S. J. Bauer, et B. M. Pedersen, éditeurs, pages 311–325. Austrian Academy of Sciences Press, Graz, Austria, 1988.
- A. Lecacheux et F. Genova. Source localization of Saturn kilometric radio emission. *Journal of Geophysical Research*, 88 :8993–8998, 1983.
- T. Livengood. *The jovian ultraviolet aurora observed with the IUE spacecraft : brightness and color distribution with longitude*. PhD thesis, John Hopkins University, Baltimore, Maryland, USA, 1991.
- N. R. Lomb. Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. *Astrophysics and Space Science*, 39 : 447–462, Février 1976.
- P. Louarn, W. S. Kurth, D. A. Gurnett, G. B. Hospodarsky, A. M. Persoon, B. Cecconi, A. Lecacheux, P. Zarka, P. Canu, A. Roux, H. O. Rucker, W. L. Farrell, M. L. Kaiser, N. André, C. C. Harvey, et M. Blanc. Observation of similar radio signatures at saturn and jupiter, implications for the magnetospheric dynamics. *Geophysical Research Letter*, 34 :20113–+, Octobre 2007.
- P. Louarn et D. Le Quéau. Generation of the Auroral Kilometric Radiation in plasma cavities-I. Experimental study. *Planetary Space Sciences*, 44 :199–210, 1996.
- P. Louarn et D. Le Quéau. Generation of the Auroral Kilometric Radiation in plasma cavities-II. The cyclotron maser instability in small size sources. *Planetary Space Sciences*, 44 :211–224, Mars 1996.
- D. B. Melrose et G. A. Dulk. On the elliptical polarization of Jupiter’s decametric radio emission. *Astronomy and Astrophysics*, 249 :250–257, Septembre 1991.
- J. D. Menietti, O. Santolik, A. M. Rymer, G. B. Hospodarsky, A. M. Persoon, D. A. Gurnett, A. J. Coates, et D. T. Young. Analysis of plasma waves observed within local plasma injections seen in Saturn’s magnetosphere. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 113(A12) :5213–+, 2008.
- J. I. Moses, B. Bézard, E. Lellouch, G. R. Gladstone, H. Feuchtgruber, et M. Allen. Photochemistry of Saturn’s Atmosphere. I. Hydrocarbon Chemistry and Comparisons with ISO Observations. *Icarus*, 143 :244–298, Février 2000.
- R. L. Mutel, I. W. Christopher, et J. S. Pickett. Cluster multispacecraft determination of AKR angular beaming. *Geophysical Research Letter*, 35 :7104–+, 2008.
- P. T. Newell, T. Sotirelis, J. P. Skura, C.-I. Meng, et W. Lyatsky. Ultraviolet insolation drives seasonal and diurnal space weather variations. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107(A10) :15–1, 2002.
- A. Ortega-Molina et A. Lecacheux. Polarization response of the Voyager-PRA experiment at low frequencies. *Astronomy & Astrophysics*, 229 :558–568, 1990.
- M. Panchenko, M. Khodachenko, A. Kislyakov, H. O. Rucker, J. Hanasz, M. L. Kaiser, S. D. Bale, L. Lamy, B. Cecconi, et P. Zarka. Daily variations of auroral kilometric radiation observed by stereo. *Geophysical Research Letter*, 36 :L06102, Mars 2009.

- Pline l'ancien. "on a vu pendant la nuit, sous le consulat de c. caecilius et de c. papirius (an de rome 641), et d'autres fois encore, une lumière se répandre dans le ciel, de sorte qu'une espèce de jour remplaçait les ténèbres.". *Histoire naturelle*, Livre II([2,33] XXXIII), 641.
- R. Prangé. Des aurores polaires sur saturne. In *Au plus près de Saturne*, P. Morel, éditeur. Vuibert / Société astronomique de France, Paris, 2005.
- R. Prangé, L. Pallier, K. C. Hansen, R. Howard, A. Vourlidas, R. Courtin, et C. Parkinson. An interplanetary shock traced by planetary auroral storms from the Sun to Saturn. *Nature*, 432 :78–81, 2004.
- R. Prangé, P. Zarka, G. E. Ballester, T. A. Livengood, L. Denis, T. Carr, F. Reyes, S. J. Bame, et H. W. Moos. Correlated variations of UV and radio emissions during an outstanding Jovian auroral event. *Journal of Geophysical Research*, 98 :18779–+, 1993.
- W. H Press et G. B. Rybicki. Fast algorithm for spectral analysis of unevenly sampled data. *Astrophysical Journal*, 338 :277–280, Mars 1989.
- J. Queindec et P. Zarka. Io-controlled decameter arcs and Io-Jupiter interaction. *Journal of Geophysical Research*, 103 :26649–26666, 1998.
- D. Rego, R. Prangé, et L. Ben Jaffel. Auroral Lyman alpha and H2 bands from the giant planets 3. Lyman alpha spectral profile including charge exchange and radiative transfer effects and H2 color ratios. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 104 :5939–5954, Mars 1999.
- C. T. Russell et R. L. McPherron. The Magnetotail and Substorms. *Space Science Reviews*, 15 :205–+, 1973.
- J. D. Scargle. Studies in astronomical time series analysis. ii. statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. *Astrophysical Journal*, 263 :26649–26666, Décembre 1982.
- T. Stallard, M. Lystrup, et S. Miller. Emission-Line Imaging of Saturn's H3+ Aurora. *Astrophysical Journal*, 675 : L117–L120, 2008.
- C. Tao, R. Kataoka, H. Fukunishi, Y. Takahashi, et T. Yokoyama. Magnetic field variations in the Jovian magnetotail induced by solar wind dynamic pressure enhancements. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 110(A9) :11208–+, Novembre 2005.
- J. R. Thieman et M. L. Goldstein. Arcs in Saturn's radio spectra. *Nature*, 292 :728–731, 1981.
- J. T. Trauger, R. E. Griffiths, J. J. Hester, J. G. Hoessel, J. A. Holtzman, J. E. Krist, J. R. Mould, R. Sahai, P. A. Scowen, K. R. Stapelfeldt, et A. M. Watson. Saturn's hydrogen aurora : Wide field and planetary camera 2 imaging from the Hubble Space Telescope. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 103 :20237–20244, 1998.
- R. A. Treumann. The electron cyclotron maser for astrophysical application. *Astronomy & Astrophysics Reviews*, 13 :835–853, Août 2006.
- M. B. Vincent, J. T. Clarke, G. E. Ballester, W. M. Harris, R. A. West, J. T. Trauger, R. W. Evans, K. R. Stapelfeldt, D. Crisp, C. J. Burrows, J. S. Gallagher, R. E. Griffiths, J. Jeff Hester, J. G. Hoessel, J. A. Holtzman, J. R. Mould, P. A. Scowen, A. M. Watson, et J. A. Westphal. Jupiter's Polar Regions in the Ultraviolet as Imaged by HST/WFPC2 : Auroral-Aligned Features and Zonal Motions. *Icarus*, 143 :205–222, Février 2000.
- S. Wannawichian, J. T. Clarke, et D. H. Pontius. Interaction Evidence between Enceladus' atmosphere and Saturn's magnetosphere. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, (in press), 2008.

- J. W. Warwick, D. R. Evans, J. H. Romig, J. K. Alexander, M. D. Desch, M. L. Kaiser, M. G. Aubier, Y. Leblanc, A. Lecacheux, et B. M. Pedersen. Planetary radio astronomy observations from Voyager 2 near Saturn. *Science*, 215 :582–587, 1982.
- J. W. Warwick, J. B. Pearce, D. R. Evans, T. D. Carr, J. J. Schauble, J. K. Alexander, M. L. Kaiser, M. D. Desch, M. Pedersen, A. Lecacheux, G. Daigne, A. Boischot, et C. H. Barrow. Planetary radio astronomy observations from Voyager 1 near Saturn. *Science*, 212 :239–243, 1981.
- C. S. Wu. Kinetic cyclotron and synchrotron maser instabilities - Radio emission processes by direct amplification of radiation. *Space Science Reviews*, 41 :215–298, 1985.
- C. S. Wu et L. C. Lee. A theory of the terrestrial kilometric radiation. *Astrophysical Journal*, 230 :621–626, 1979.
- P. Zarka. Auroral radio emissions at the outer planets : Observations and theories. *Journal of Geophysical Research*, 103 :20159–20194, 1998.
- P. Zarka. Champ magnétique et magnétosphère des planètes géantes. In *Le système solaire*, M. Leduc, éditeur. EDP Sciences / CNRS Editions, Paris, 2003.
- P. Zarka, B. Cecconi, et W. S. Kurth. Jupiter's low-frequency radio spectrum from Cassini/Radio and Plasma Wave Science (RPWS) absolute flux density measurements. *Journal of Geophysical Research*, 109 :A09S15, 2004.
- P. Zarka, L. Lamy, B. Cecconi, R. Prangé, et H. O. Rucker. Modulation of Saturn's radio clock by solar wind speed. *Nature*, Novembre 2007.
- P. Zarka, B. Manning, et P. Fédou. Operating modes for the meudon high frequency receiver (hfr) of the cassini/rpws experiment. Technical report, LESIA, Observatoire de Paris, 2000.