



HAL
open science

Contribution à l'étude des émissions radioélectriques des planètes extérieures : les décharges électrostatiques de Saturne, les émissions basses fréquences joviennes

Philippe Zarka

► **To cite this version:**

Philippe Zarka. Contribution à l'étude des émissions radioélectriques des planètes extérieures : les décharges électrostatiques de Saturne, les émissions basses fréquences joviennes. Planète et Univers [physics]. Université Paris 6, 1984. Français. NNT : . tel-02148131

HAL Id: tel-02148131

<https://hal.science/tel-02148131v1>

Submitted on 5 Jun 2019

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 présentée
pour l'obtention
du
DIPLOME de DOCTEUR de 3e CYCLE
à
L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE
- Paris 6 -

par
Philippe ZARKA

Sujet de la thèse :

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DES
EMISSIONS RADIOELECTRIQUES
DES PLANETES EXTERIEURES :**
LES DECHARGES ELECTROSTATIQUES DE SATURNE
LES EMISSIONS BASSES FREQUENCES JOVIENNES

Soutenue le 16 Avril 1984 devant la commission composée de :

M. J. UEBERSFELD Président
M. A. BOISCHOT
M. A. BRAHIC examinateurs
M. B.M. PEDERSEN

0007
212

THESE présentée
pour l'obtention
du
DIPLOME de DOCTEUR de 3e CYCLE
à
L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE
- Paris 6 -

par
Philippe ZARKA

Sujet de la thèse :

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DES
EMISSIONS RADIOELECTRIQUES
DES PLANETES EXTERIEURES :**
LES DECHARGES ELECTROSTATIQUES DE SATURNE
LES EMISSIONS BASSES FREQUENCES JOVIENNES

Soutenue le 16 Avril 1984 devant la commission composée de :

M. J. UEBERSFELD Président
M. A. BOISCHOT
M. A. BRAHIC examinateurs
M. B.M. PEDERSEN



TABLE DES MATIERES

	Page
INTRODUCTION GENERALE	
I - La mission Voyager	1
II - Plan de la Thèse	2
III - Description de l'expérience PRA	3
1. Références	5
 PREMIERE PARTIE : LES DECHARGES ELECTROSTATIQUES DE SATURNE	
I - Introduction	6
II - Etude statistique des SED	10
1. Durée	11
2. Périodicité	12
3. Spectre	15
4. Distribution des intensités	20
5. Polarisation	21
6. Conclusion de l'étude statistique	23
III - L'émission SED : Sonde naturelle de l'ionosphère de Saturne ?	25
1. Modèle géométrique de l'émission SED	27
2. Directivité de l'émission SED	30
3. Implications ionosphériques	32
IV - Discussion	36
V - Conclusion	41
Appendice	43
Références et Bibliographie complémentaire	47
 DEUXIEME PARTIE : INFLUENCE DU VENT SOLAIRE SUR LES EMISSIONS BASSES FREQUENCES JOVIENNES	
I - Introduction	50

II - Résultats antérieurs	51
III - Analyse des données et résultats obtenus	54
1. Description des données	54
2. Analyse des données Voyager-PRA	56
3. Comparaison avec les données de Nancay	59
4. Résultats	60
IV - Discussion	61
V - Conclusion	64
Références et Bibliographie complémentaire	66
CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES	69
ANNEXES : Articles de Thèse	71

INTRODUCTION GENERALE

I - LA MISSION VOYAGER.

Les sondes spatiales Voyager 1 et 2 ont permis de récolter en quelques années d'observations une quantité considérable d'information sur deux des planètes extérieures du système solaire (i.e. Jupiter et Saturne) notamment dans le domaine qui nous intéresse ici: les émissions radioélectriques de ces planètes.

Lancé s en 1977, ces deux engins identiques emportaient à leur bord 11 expériences scientifiques, dont celle de Radio Astronomie Planétaire (notée par la suite PRA pour "Planetary Radio Astronomy experiment"). L'expérience PRA, constituée d'un système d'antennes connecté à un récepteur basse fréquence spécialisé, était destinée à effectuer pour la première fois des mesures de flux directement à l'intérieur de la magnétosphère des planètes étudiées.

Les rencontres des deux sondes avec Jupiter ont eu lieu:

- Pour Voyager 1: le 5 Mars 1979
- Pour Voyager 2: le 9 Juillet 1979

et celles avec Saturne ont eu lieu:

- Pour Voyager 1: le 12 Novembre 1980
- Pour Voyager 2: le 26 Aout 1981.

Le terme "rencontre" désigne ici l'instant où la distance sonde-planète est minimale.

L'expérience PRA, que nous décrivons plus loin (c.f. section III), a permis d'obtenir les spectres des émissions radio de Jupiter et Saturne sur une large gamme de fréquences (1.2 KHz à 40.2 MHz) et une longue période de temps (plusieurs mois autour des rencontres). L'examen de ces spectres a d'une part révélé des phénomènes nouveaux, et d'autre part permis de compléter l'étude de problèmes jusque-là abordés à partir d'observations effectuées au sol. Ceci est

évidemment dû au fait que les sondes sont passées à proximité de Jupiter et Saturne, ce qui a permis de recevoir les émissions de ces planètes sous des angles de vue nouveaux (par exemple, du côté nuit), et avec une intensité de plusieurs ordres de grandeur supérieure à celle reçue sur Terre. De plus, l'obtention de ces données n'était pas soumise aux habituelles contraintes de l'observation terrestre: durée d'observation continue limitée à quelques heures, fréquence de coupure ionosphérique élevée (de l'ordre de 10 MHz), parasites locaux, présence de phénomènes de propagation dus à la traversée du milieu interplanétaire et de l'ionosphère, qui produisent des fluctuations de l'intensité reçue.

II - PLAN DE LA THESE.

Cette thèse est constituée de deux parties indépendantes. Dans la première partie, nous allons nous intéresser à une émission sporadique découverte près de Saturne par Voyager 1 et de nouveau observée par Voyager 2, correspondant à l'existence de décharges électrostatiques au voisinage de cette planète. Nous avons fait une étude statistique complète des caractéristiques des SED (pour "Saturn Electrostatic Discharges") à partir de laquelle cette émission a été interprétée comme la signature radio basse fréquence d'éclairs d'orages dans l'atmosphère équatoriale de Saturne (Kaiser et al., 1983). Nous confirmerons cette interprétation et déterminerons la position et le lobe d'émission de la source des SED. Nous exposerons ensuite les conséquences importantes qu'impliquent ces résultats sur l'ionosphère de Saturne (c.f. articles 1 et 3 en annexe).

La deuxième partie concerne l'influence du vent solaire sur les émissions radio joviennes. Nous avons étudié par analyse de Fourier les variations d'intensité à long terme (à l'échelle de quelques jours) des émissions joviennes aux très basses fréquences (longueurs d'onde kilométrique - KOM - et

hectométrique - HDM -), et avons montré qu'elles dépendent fortement de la structure en secteurs du vent solaire, révélée par la polarité du champ magnétique interplanétaire qu'il véhicule à Jupiter. Un résultat analogue avait été suggéré par de précédents auteurs (Terasawa et al., 1978; Barrow, 1978, 1979; Oya and Morioka, 1981; Pokorny, 1982) à partir de l'étude d'observations au sol dans la gamme décimétrique (DAM), moins bien adaptées, comme nous le verrons, à ce type d'étude de fluctuations à long terme. Nous apportons une confirmation définitive à ce résultat, et montrons que seule la composante de l'émission décimétrique jovienne non contrôlée par le satellite Io subit l'influence du vent solaire. Ces résultats nous permettent de proposer une vision plus synthétique des diverses émissions radio joviennes et de discuter la localisation de leurs sources d'émission dans la magnétosphère de Jupiter (c.f. article 2 en annexe).

Le tableau A résume les dates importantes de l'existence des deux sondes depuis le début de la mission Voyager, et montre les périodes d'observations dont nous avons utilisé les données pour chacune des deux parties de cette thèse.

III - DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE PRA.

Nous allons présenter brièvement l'instrument PRA embarqué à bord des sondes Voyager. Pour plus de précisions sur le sujet, le lecteur se reportera aux articles de Warwick et al., (1977) et Lang and Peltzer, (1977), dont les références sont données à la fin de ce chapitre.

Le système de réception PRA a été conçu par 12 scientifiques américains et français. Il était destiné à reconnaître les émissions radio planétaires grâce à leur polarisation caractéristique et à établir leur spectre dans une large gamme de fréquences.

SONDE	VOYAGER 1	VOYAGER 2
Jour de lancement	5 Septembre 1977	20 Août 1977
Rencontre >>> avec Jupiter >>>	<p>--- 15 Décembre 1978 ---</p> <p>5 Mars 1979</p> <p>--- 5 Juillet 1979 ---</p>	<p>6.7 mois</p> <p>5 Juillet 1979</p> <p>9 Juillet 1979</p> <p>Occultation par le soleil</p>
Rencontre >>> avec Saturne >>>	<p>--- 7 Novembre 1980 ---</p> <p>12 Novembre 1980</p> <p>--- 19 Novembre 1980 ---</p> <p>5 jours</p>	<p>11 jours</p> <p>24 Août 1981</p> <p>26 Août 1981</p> <p>28 Août 1981</p>
Rencontre avec Uranus >>>	-	Janvier 1986
Rencontre avec Neptune >>>	-	1990

Tableau A

L'antenne est constituée de deux monopôles métalliques minces orthogonaux de 10 mètres de long fixés symétriquement à la structure conductrice de la sonde. Le plan défini par les deux monopôles forme un angle de 40 degrés avec l'axe principal de la sonde (Figure 1). Les petites dimensions de cette antenne font que sa directivité est très faible, et il lui est donc très difficile de séparer les émissions planétaires du bruit de fond cosmique. Heureusement, ce bruit de fond n'est pas polarisé, contrairement aux émissions planétaires. Le principe de fonctionnement choisi pour le récepteur connecté à l'antenne PRA a donc été celui du spectropolarimètre à balayage de fréquences: durant le balayage de canaux successifs, l'instrument mesure alternativement les composantes polarisées circulairement à gauche et à droite de l'onde reçue. Ces deux composantes correspondent à la résultante des tensions de sortie des deux monopôles, additionnées en quadrature avance ou retard (déphasage $+\pi/2$). Les signaux polarisés apparaissent seulement dans les canaux correspondants, contrairement au fond qui donne une contribution égale dans tous les canaux, ce qui permet de le retrancher du signal utile. On obtient ainsi l'intensité totale et le sens de polarisation du signal reçu, qui constituent des informations utiles pour la localisation des sources d'émission et la détermination de leur mode d'émission.

La gamme de fréquences couverte par le récepteur PRA (1.2 KHz à 40.2 MHz) a été déterminée à partir des informations antérieures disponibles sur les émissions terrestres (jusqu'à des fréquences < 1 KHz) et joviennes (< 40 MHz). Elle est divisée en deux bandes:

- La bande basse couvre la gamme 1.2-1326. KHz et est divisée en 70 canaux de bande passante 1 KHz distribués avec un intervalle régulier de 19.2 KHz. Notons toutefois que le canal à 1.2 KHz a toujours été saturé de parasites, et n'a pas pu nous fournir de données utilisables. Nous considérerons donc dans la suite que la bande basse s'étend en pratique de 20.4 à 1326. KHz.

- La bande haute couvre la gamme 1.2-40.2 MHz et est divisée en 128 canaux de bande passante 200 KHz distribués avec un intervalle régulier de 307.2 KHz.

Le récepteur possède six modes de fonctionnement dont le mode de routine consiste

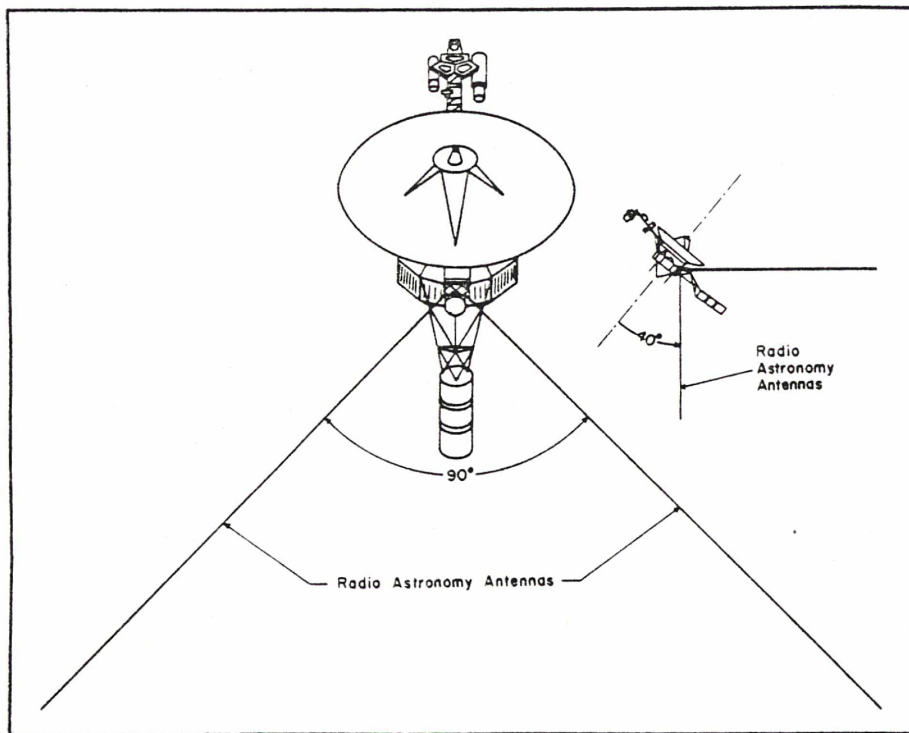


Figure 1 : Géométrie des antennes PRA. Vues schématiques de face et de côté de la sonde Voyager.

Parameter	LF Band	HF Band
Frequency range	1.2 kHz to 1.3 MHz	1.2 MHz to 40.5 MHz
Frequency steps	70	128
Step increment	19.2 kHz	307.2 kHz
IF Bandwidth	1 kHz/800 Hz at -3 dB	200 kHz at -3 dB
	1.2 kHz at -90 dB	900 kHz at -55 dB
Sensitivity	0.3 $\mu\text{V}/\sqrt{(\text{kHz})}$	0.1 $\mu\text{V}/\sqrt{(\text{kHz})}$
Polarization discrimination	20 dB	
Frequency stability	10^{-5}	
Commandable attenuation	0-90 dB in 15 dB steps	
Logarithmic dynamic range	Dual slope, 50 dB	
Overall dynamic range	140 dB	
Input impedance	22 M Ω + 12 pF	
Postdetection time constant	25 ms, 0.1 ms in high data rate mode	
Data rate	266 bps max in low data rate mode	
	115.2 kbps in high data rate mode	
Frequency range scan time	6 seconds	
Calibrator	3 levels + off (1.2 kHz to 40.5 MHz)	
Operating modes	6 primary	
Power	6.7 W (2.4 kHz, 50 V square wave)	
Radiation tolerance	5×10^{12} electrons/cm ² minimum	
Operating life goal	4 years in space environment	
Temperature range	-30 to 85 °C	

Tableau B : Caractéristiques du récepteur PRA.

en un balayage de période 6 secondes, des 198 canaux de mesure plus 2 canaux destinés au stockage d'informations sur le mode de fonctionnement. Le temps d'intégration, de 25 ms par canal de fréquence, est suivi de 5 ms réservées à la numérisation et à l'enregistrement du signal reçu. La date et l'heure sont relevées tous les 8 balayages.

Le tableau B résume les principales caractéristiques de l'expérience PRA. Le format d'enregistrement des données est décrit dans mon rapport de stage de DEA (Zarka, 1982).

III.1 - Références.

Lang, G.J. and R.G. Peltzer, Planetary radio astronomy receiver, IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst., AES13, 466, 1977.

Warwick, J.W., J.B. Pearce, R.G. Peltzer and A.C. Riddle, Planetary radio astronomy experiment for the Voyager missions, Space Sci. Rev., 21, 309, 1977.

PREMIERE PARTIE :

LES DECHARGES ELECTROSTATIQUES DE SATURNE

I - INTRODUCTION.

La première émission radio non-thermique de Saturne a été découverte en Janvier 1980, à une fréquence d'environ 200 KHz, par l'expérience PRA embarquée à bord de la sonde Voyager 1. Cette émission, appelée "Saturn Kilometric Radiation" (SKR), a été ensuite continuellement observée par Voyager 1 (V1) et Voyager 2 (V2), entre 100 KHz et 1 MHz. Elle est polarisée et corrélée à la rotation de la planète, de période $10h39.4mn \pm 0.1mn$.

En revanche, quelques jours seulement avant la rencontre V1-Saturne, un nouveau type d'émission complètement inattendu a été observé. C'est à cette émission que nous allons nous intéresser dans la suite de ce chapitre. C'est une émission très sporadique, constituée de brefs sursauts (quelques dizaines de millisecondes) apparemment distribués de manière aléatoire dans toute la gamme de fréquences du récepteur PRA (20.4 KHz à 40.2 MHz). Elle a été observée par les deux sondes pendant une dizaine de jours autour de chaque rencontre avec Saturne (voir le Tableau A de l'Introduction générale).

Je vais résumer ci-dessous les résultats des premières analyses des données Voyager-PRA, réalisées par Warwick et al. (1981, 1982) et Evans et al. (1981). La figure 1 est un exemple caractéristique de spectre dynamique obtenu peu après la rencontre V1, le récepteur fonctionnant dans le mode de routine décrit plus haut. Les sursauts étant distribués sur toute la gamme de fréquences du récepteur PRA, ils ont été immédiatement interprétés comme des phénomènes à large bande (au moins de quelques centaines de KHz à 40 MHz, le SKR couvrant les basses fréquences), qui du fait de leur impulsivité n'apparaissent sur les spectres dynamiques que dans les canaux balayés pendant la durée de l'émission. Cela explique qu'ils aient la forme de courts traits parallèles à l'axe des fréquences. Le balayage des fréquences s'effectuant à vitesse continue (30 ms par canal), la longueur du trait caractérisant un événement est donc proportionnelle à la durée de cet événement. Sur la figure 1, le SKR est détecté

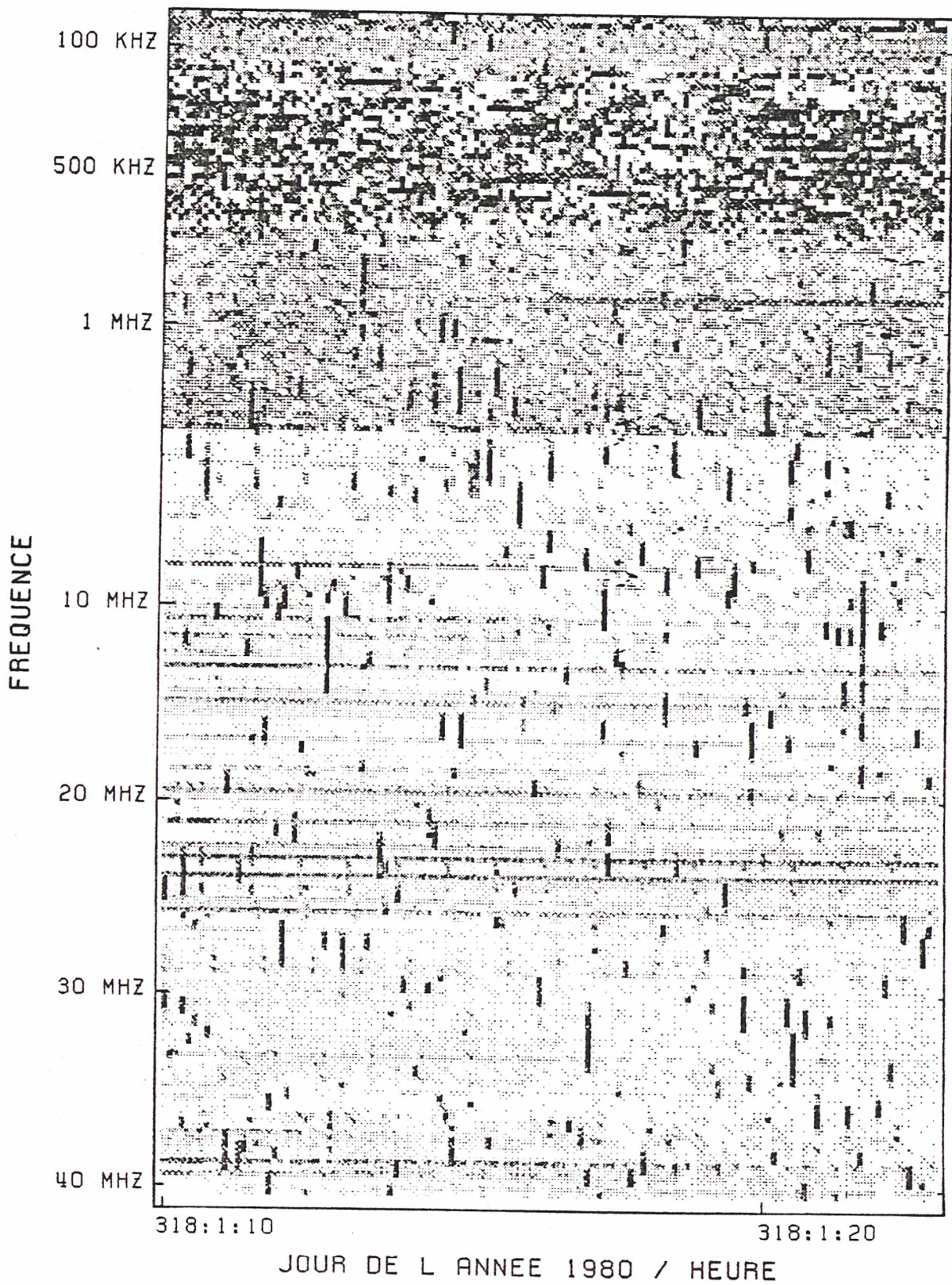


Figure 1 : Spectre dynamique obtenu ~ 1 h après la rencontre V1-Saturne, par l'expérience PRA. Les SED sont les courts traits parallèles à l'axe des fréquences. Le SKR apparait dans la gamme 100-700 KHz.

dans la gamme 100-700 KHz.

La possibilité que les sursauts observés soient dus à des parasites ou à des événements in situ, i.e. que les conditions présentes dans la magnétosphère de Saturne puissent avoir provoqué des décharges électrostatiques sur ou près de la sonde, a été rapidement rejetée pour plusieurs raisons :

- Aucune anomalie n'a été décelée dans le fonctionnement des instruments à bord de la sonde pendant les deux rencontres,
- Les données des autres expériences n'ont subi aucune perturbation due à la transmission, ce qui l'exclut également des causes possibles de parasites,
- Aucun phénomène de cette sorte n'a été observé dans la magnétosphère jovienne, sauf quelques rares décharges électrostatiques causées par des impacts de particules chargées sur les antennes PRA. Mais celles-ci avaient une constante de temps $< 140 \mu\text{s}$ (période d'échantillonnage du signal reçu dans le mode "haute résolution" décrit ci-dessous). Ce genre de collisions ne peut donc pas expliquer les sursauts observés près de Saturne puisque ces derniers ont une durée 10^2 à 10^3 fois plus grande.
- Enfin, aussi bien pour V1 que pour V2, les premiers sursauts ont été détectés plusieurs heures avant l'entrée de la sonde dans la magnétosphère Saturnienne (traversée du front de choc).

Il a donc été conclu que cette émission sporadique a une cause extérieure à la sonde.

Environ 4 heures après la rencontre V1-Saturne, 48 s de données PRA, reproduites sur la figure 2, ont été acquises dans un mode de fonctionnement différent du mode de routine du récepteur : le mode à haute résolution temporelle. Dans ce mode, 2 canaux adjacents, de fréquences 9.5 et 9.8 MHz, dans des états de polarisation orthogonaux (respectivement circulaire droite et circulaire gauche), ont été échantillonnés alternativement toutes les 70 μs . Avec cette résolution, la structure détaillée de l'émission est similaire à la signature radio des éclairs atmosphériques terrestres, dont un exemple est donné figure 3.

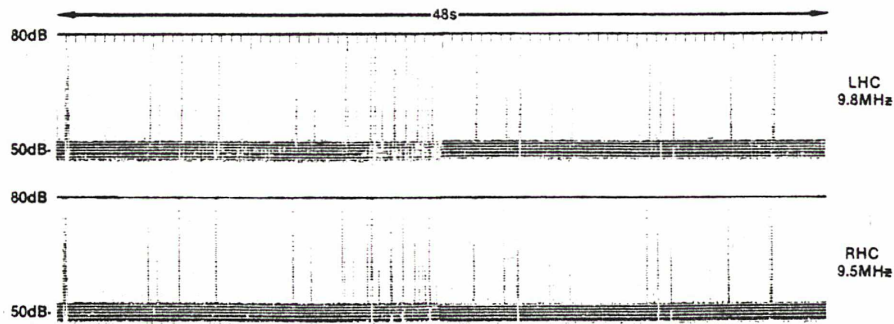


Figure 2 (d'après Warwick et al. (1981)) ; SED détectés dans le mode à haute résolution temporelle du récepteur PRA, simultanément à deux fréquences voisines dont les états de polarisation sont orthogonaux : Polarisation circulaire gauche (LHC pour "left hand circular") pour le canal de fréquence 9.8 MHz, et droite (RHC) pour le canal à 9.5 MHz. L'occurrence aléatoire des SED est simultanée, et leur apparence impulsive est identique, dans les deux états de polarisation.

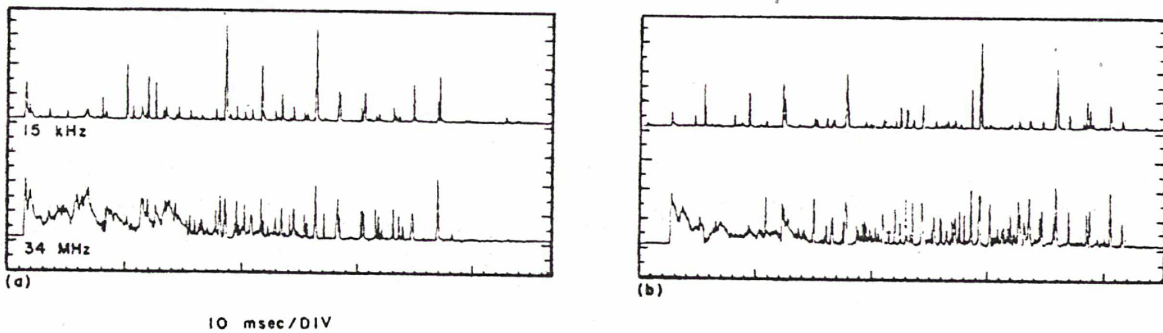


Figure 3 (d'après Warwick et al., (1979)) : Signature radio d'éclairs d'orages terrestres observés à hautes (34 MHz) et basses (15 KHz) fréquences.

Cette constatation et le fait que l'émission est sporadique et à large bande ont conduit à la conclusion que cette émission résulte de décharges électrostatiques dont l'origine se trouve à proximité de Saturne, d'où leur nom : "Saturn electrostatic discharges" ou SED.

La localisation de la source des SED, condition essentielle à la compréhension du phénomène et de ses mécanismes d'émission, a fait naître une controverse. En effet, les premières analyses des données Voyager-PRA ont permis de montrer que les SED apparaissaient regroupés en épisodes récurrents, avec une période approximative de 10h10mn (différente de la période de rotation du champ magnétique saturnien : 10h39.4mn). Le nombre d'évènements observés varie globalement comme l'inverse du carré de la distance sonde-Saturne (c.f. figure 4). Deux localisations sont donc possibles d'après la période d'occurrence des SED :

1) Dans l'anneau B, à 1.8 Rs (1 Rs = 1 rayon saturnien = 60300 km) où la période de révolution képlérienne est égale à 10h10mn (Warwick et al., 1981, 1982; Evans et al., 1981, 1982, 1983), ou

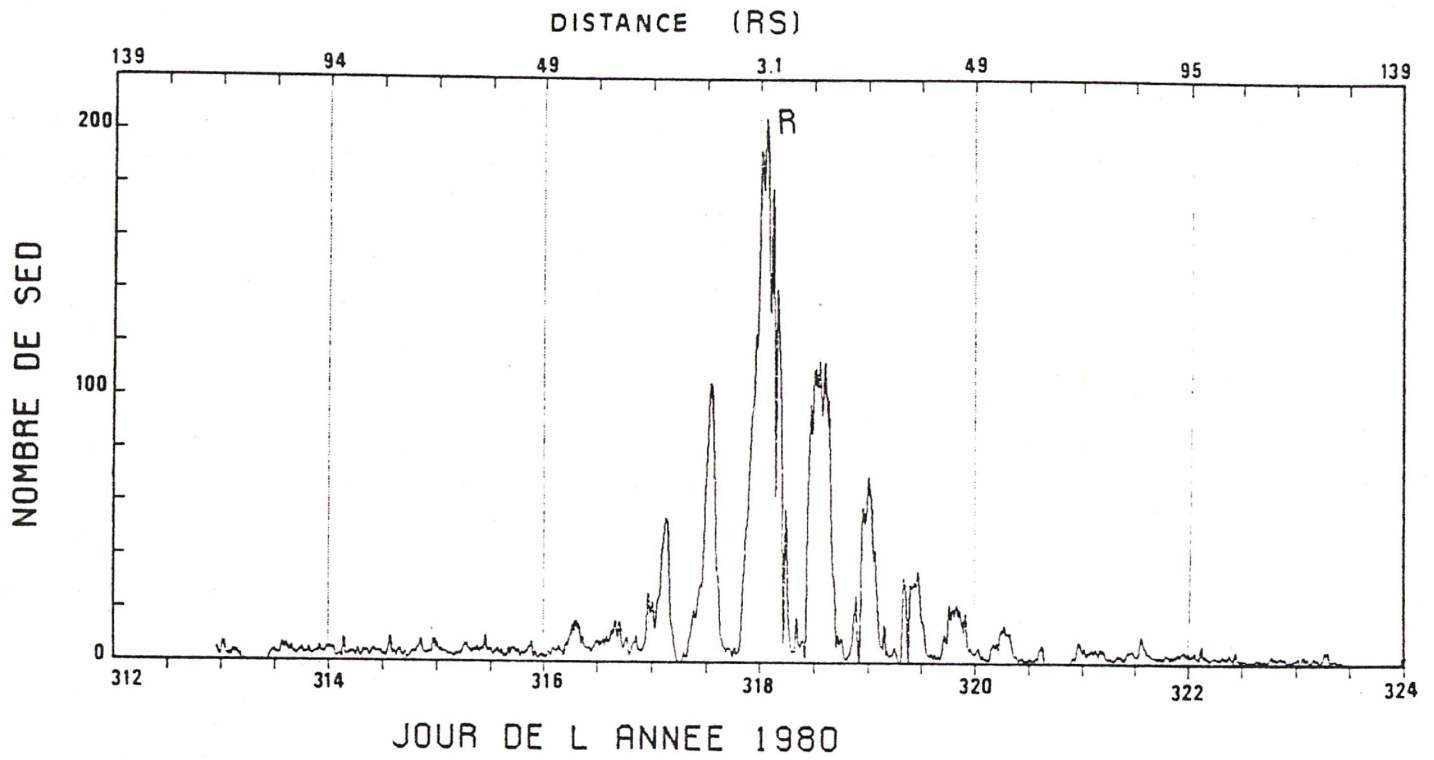
2) dans l'atmosphère équatoriale de Saturne, où la vitesse des nuages s'additionnant à la rotation de la planète correspond également à une période d'environ 10h10mn (Burns et al., 1983).

Dans le premier cas, la source d'émission serait un objet (par exemple un petit satellite) en orbite à 1.8 Rs et dont les collisions avec les particules de l'anneau B produiraient des décharges électrostatiques, par un mécanisme inexpliqué.

Dans le deuxième cas, les SED seraient la signature radio d'éclairs originaires d'orages équatoriaux.

Je vais, dans la section suivante, présenter les résultats de l'étude statistique des caractéristiques des SED (c.f. article 1 en annexe). Je citerai également quelques résultats utiles obtenus par d'autres auteurs. Puis, je m'intéresserai à la localisation de la source et à son diagramme d'émission, ce

VOYAGER 1



VOYAGER 2

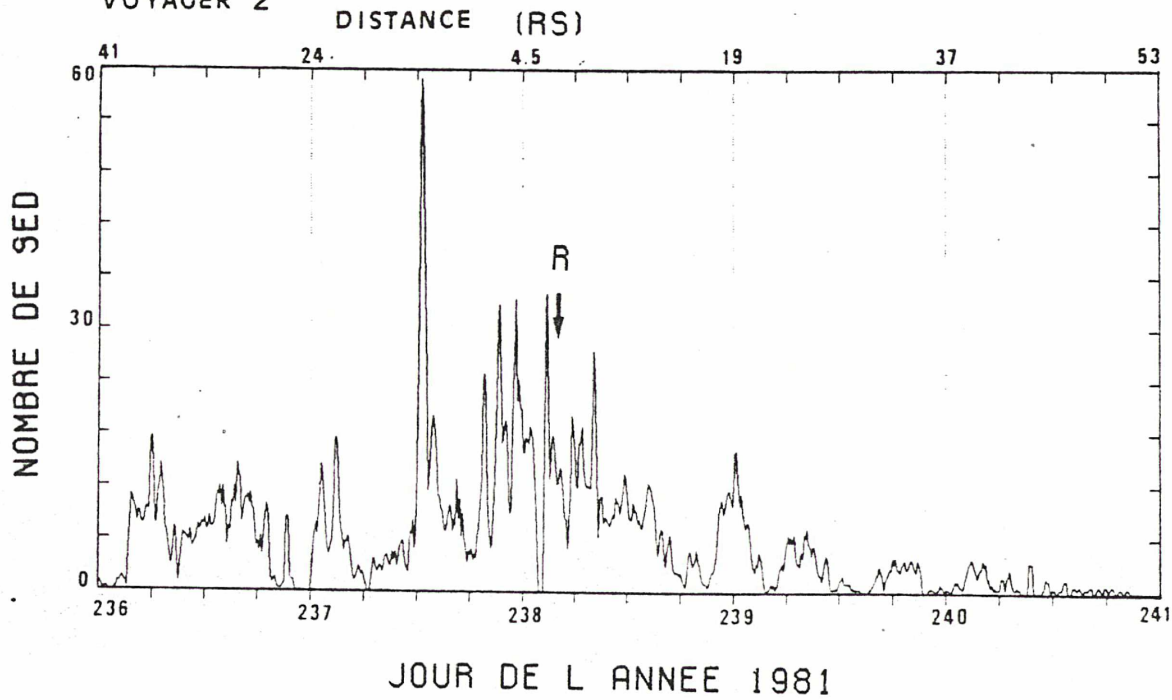


Figure 4 : Diagrammes d'occurrence des SED autour des deux rencontres Voyager-Saturne. Le nombre de SED détectés dans des intervalles successifs de 10 minutes est tracé en fonction du temps et de la distance au centre de Saturne. La lettre "R" indique les instants des rencontres Voyager-Saturne.

qui me permettra enfin d'en tirer des résultats intéressants sur l'ionosphère de Saturne et de répondre à plusieurs questions soulevées par l'analyse statistique des SED (c.f. article 3 en annexe).

II - ETUDE STATISTIQUE DES SED.

Les observations utilisées pour cette étude ont été réalisées par les expériences PRA :

- Pour Voyager 1 : du 7 Novembre (jour 312) 1980, à 22h, au 19 Novembre (jour 324) 1980, à 0h.
- Pour Voyager 2 : du 24 Août (jour 236) 1981, à 0h, au 28 Août (jour 240) 1981, à 22h.

En ce qui concerne les résultats quantitatifs, nous nous sommes limités à la bande haute du récepteur PRA (1.2 - 40.2 MHz) afin de ne pas confondre les SED apparaissant dans les canaux basses fréquences avec le SKR, qui est souvent sporadique. Bien que la largeur spectrale des canaux de la bande haute (200 KHz) soit supérieure à celle des canaux basses fréquences (1 KHz), la bande haute a toujours été très bruitée par des parasites engendrés par la sonde. C'est pourquoi la plus faible intensité détectable dans la bande haute n'est que de 3 à $6 \cdot 10^{-45} \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$ ($< 10^{-20} \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$ dans la bande basse).

Nous avons utilisé pour le dépouillement des données PRA un programme mis au point pendant mon stage de DEA, qui permet d'obtenir à partir des données brutes un catalogue complet des SED, comprenant pour chaque évènement la date et l'heure exacte, la fréquence de détection (numéro du canal), l'intensité du signal reçu (en millibels au-dessus de $1 \mu\text{V}$ à la sortie de l'antenne PRA) et son état de polarisation, ainsi que la valeur du fond à cet instant. L'algorithme utilisé (différenciation) a permis la reconnaissance des SED dont l'intensité est ≥ 1 dB au-dessus du fond, indépendamment des variations de ce fond, et l'élimination de la plus grande partie des parasites qui auraient pu être pris en compte pour des SED. Nous avons ainsi obtenu 2 catalogues de 18000 et 5000 évènements, respectivement pour V1 et V2.

II.1 - Durée.

Les SED ont une durée apparente de 30 à 450 ms, i.e. ils couvrent 1 à 15 canaux consécutifs sur les spectres dynamiques, avec une moyenne de 57 ms près des rencontres. Seules ces moyennes sont significatives. En effet, durant un sursaut (observé dans le mode à haute résolution temporelle), l'intensité croît à partir du fond jusqu'à une valeur maximale, puis décroît jusqu'à la valeur du fond. Du fait de notre seuil de détection à 1 dB au-dessus du fond, la durée apparente d'un évènement diminue donc quand la distance Voyager-Saturne augmente.

Nous avons déterminé la distribution de la durée des SED détectés pendant quelques heures autour des rencontres V1- et V2-Saturne (figure 5). Ces distributions suivent toutes deux une loi exponentielle identique, de temps caractéristique ~ 45 ms, la seule différence étant le nombre total de SED, 3.5 fois plus élevé dans le cas de V1 (cette différence est visible sur la figure 1 de l'article 1 en annexe, qui compare des spectres dynamiques obtenus près des deux rencontres Voyager-Saturne). Si on établit les mêmes distributions de durée pour l'ensemble des périodes étudiées par V1 et V2, et non plus seulement pour quelques heures autour de chaque rencontre, on obtient un excès de SED de courte durée (30 ms) par rapport à la loi exponentielle pour la raison exposée ci-dessus, et donc des valeurs plus courtes (et biaisées) de la moyenne et du temps caractéristique des SED (voir la figure 2 de l'article 1 en annexe).

Une autre source d'erreur possible vient du fonctionnement du récepteur PRA, qui dans chaque canal intègre durant 25 ms le signal reçu avant de l'enregistrer en 5 ms. En effet, les signaux captés par l'antenne PRA durant ces 5 ms ne sont pas détectés par le récepteur, donc certains SED peuvent paraître plus courts qu'ils ne le sont réellement, ou même ne pas être du tout détectés s'ils durent moins de 5 ms. En revanche, un évènement intense mais de durée inférieure à 25 ms peut après intégration donner une contribution suffisante pour être compté comme un SED couvrant un canal, donc de durée 30 ms (c.f. figure 6). En pratique, on voit donc que ces deux sources d'erreur vont en sens contraire

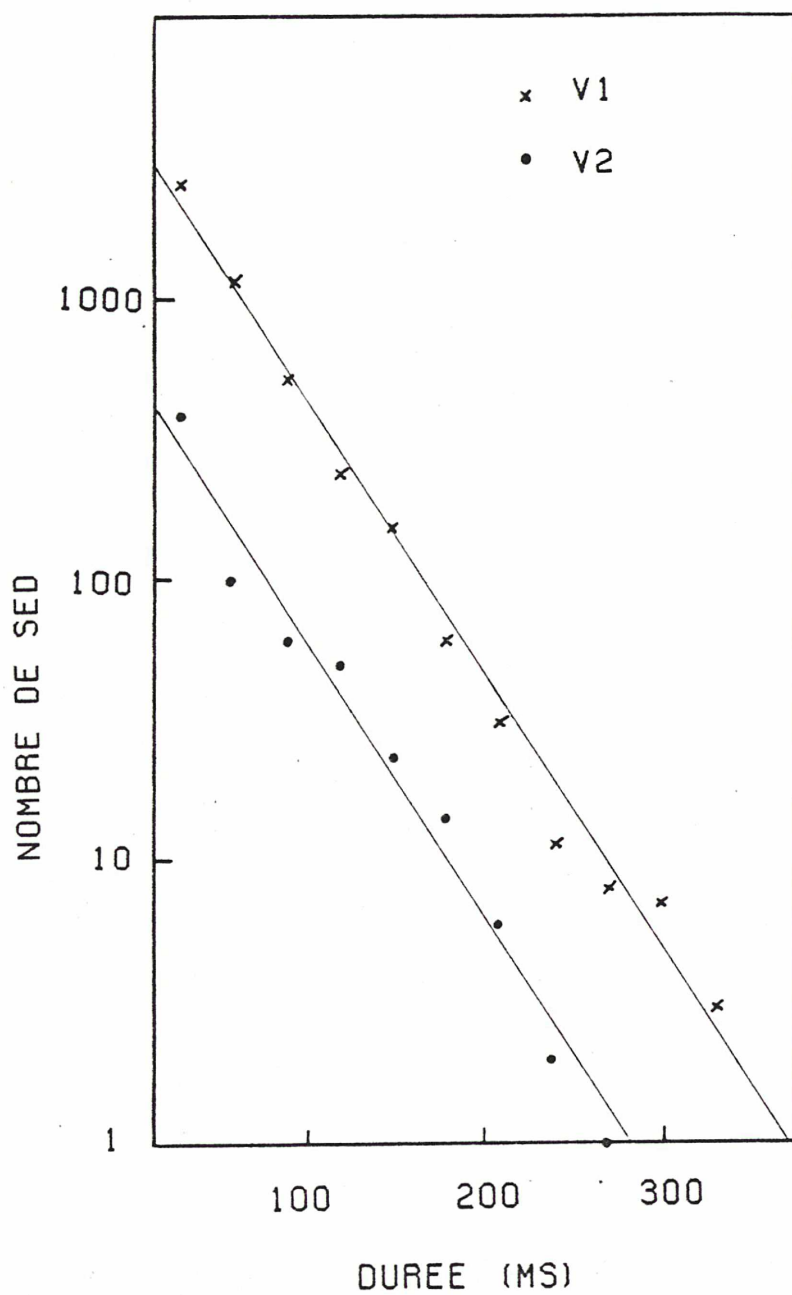


Figure 5 : Distribution de la durée des SED détectés pendant ~6 h autour de chaque rencontre. Les deux distributions sont décrites par une loi exponentielle de paramètre 45 ms. Le nombre total de SED est 3.5 fois plus élevé pour la rencontre V1-Saturne.

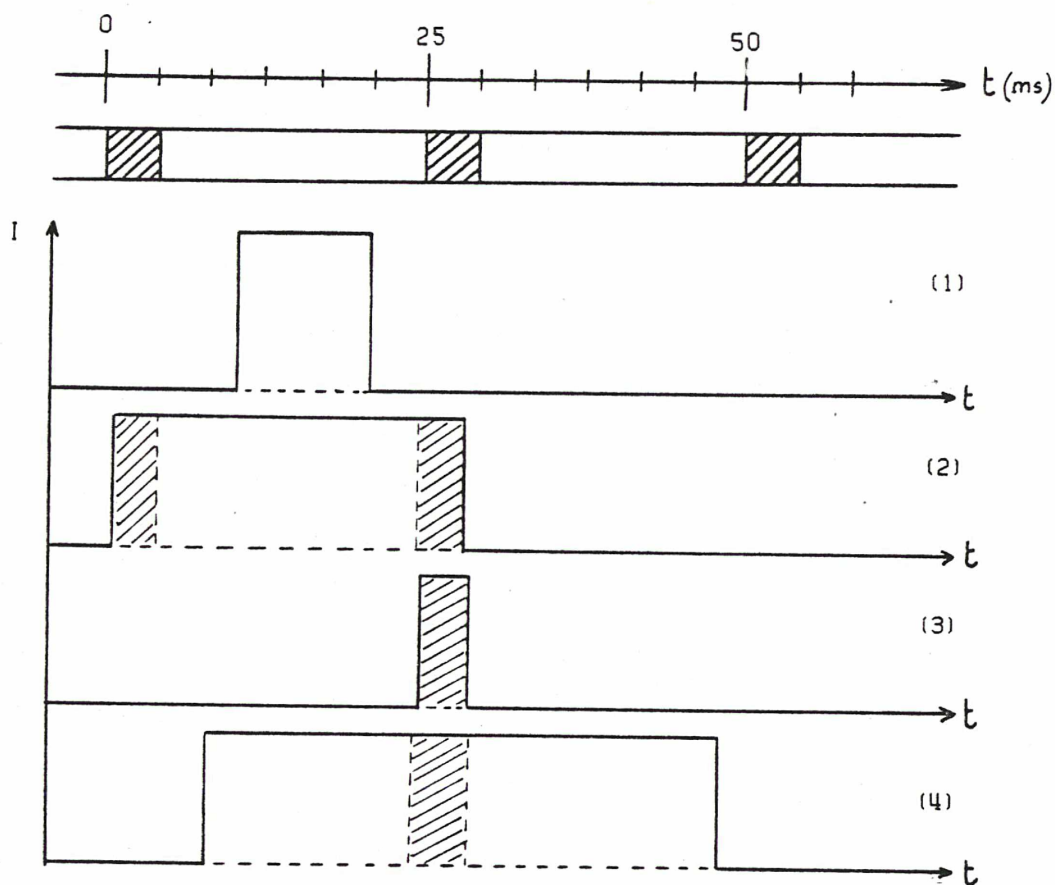


Figure 6 : Erreurs sur la détermination de la durée d'un SED. Le récepteur PRA intègre le signal reçu pendant 25 ms (zones vides \square), puis le numérise et l'enregistre en 5 ms durant lesquelles il ne détecte pas le flux reçu par les antennes (zones hachurées ▨). 4 cas d'erreurs possibles sont représentés (les SED sont supposés assez intenses pour donner un signal au-dessus du seuil de détection) :

- (1) la durée réelle d du SED ($d < 25$ ms) est inférieure à sa durée apparente (30 ms).
- (2) la durée réelle d du SED ($30 < d < 35$ ms) est supérieure à sa durée apparente (30 ms).
- (3) un SED de durée < 5 ms n'est pas du tout détecté.
- (4) un SED de durée < 55 ms est détecté avec une durée de 60 ms.

l'une de l'autre, et leur influence globale sur les résultats précédents n'excède pas quelques %.

Pendant une heure durant laquelle l'occurrence des SED était maximale, autour des rencontres Voyager-Saturne, nous avons calculé que les SED sont émis environ 1% du temps (1.4% pour V1 et 0.4% pour V2). Ceci correspond à un taux d'émission d'un SED toutes les 4 (resp. 13) secondes pour V1 (resp. V2). En étudiant le nombre de SED détectés dans la bande haute, pendant des groupes de 8 balayages successifs (48 s), Evans et al. (1983) ont montré qu'il était correctement décrit par une loi de Poisson de paramètre 5 s (figure 7).

Enfin, Warwick et al. (1981) ont constaté sur les données à haute résolution temporelle que durant un événement, des fluctuations de plusieurs dB de l'intensité reçue avaient lieu en 140 μ s (pas d'échantillonnage). Ils en ont déduit une limite supérieure à la taille de la radiosource instantanée des SED : $140 \cdot 10^{-6} \times c = 42$ km (c étant la vitesse de la lumière).

II.2 - Périodicité.

Une des propriétés les plus importantes des SED est leur occurrence en épisodes récurrents. La figure 8 montre l'occurrence des SED en fonction du temps et de la fréquence autour des rencontres V1 et V2. Le regroupement des SED en épisodes, ainsi que le nombre décroissant d'événements en fonction de la distance sonde-Saturne apparaissent clairement sur cette figure (de même que sur la figure 4), quoique de manière moins visible pour V2. Les premières déterminations de la période de ce phénomène à partir des données Voyager 1 et 2, par Evans et al. (1981) et Warwick et al. (1982), ont abouti à une valeur approximative de 10h10mn, clairement différente de la période de rotation de Saturne à 10h39.4mn \pm 0.1mn. La phase de la période de répétition des épisodes a été trouvée fixe par rapport à la direction sonde-planète, i.e. la source des SED est fixe (en longitude) dans un repère centré sur Saturne, d'origine arbitraire

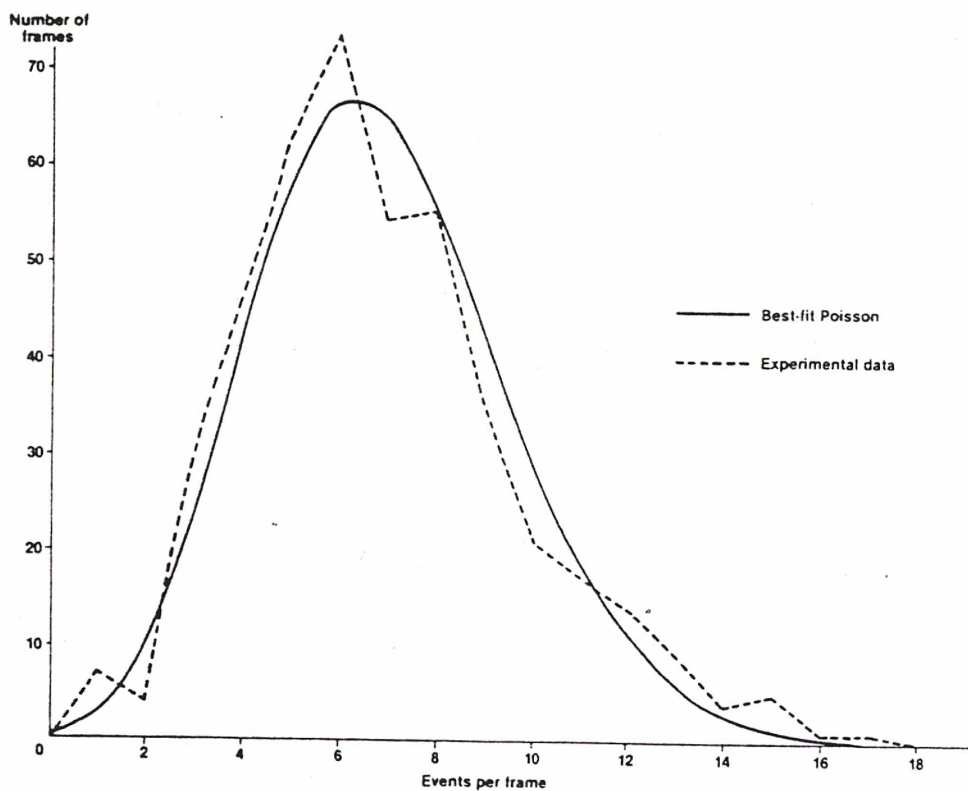


Figure 7 (d'après Evans et al. (1983)) : Nombre d'échantillons de 8 balayages successifs (48 ms = 1 "frame") en fonction du nombre de SED qu'ils contiennent ("events per frame"). La distribution expérimentale est correctement décrite par une loi de Poisson. L'écart moyen entre la détection de 2 SED successifs est 5 s.

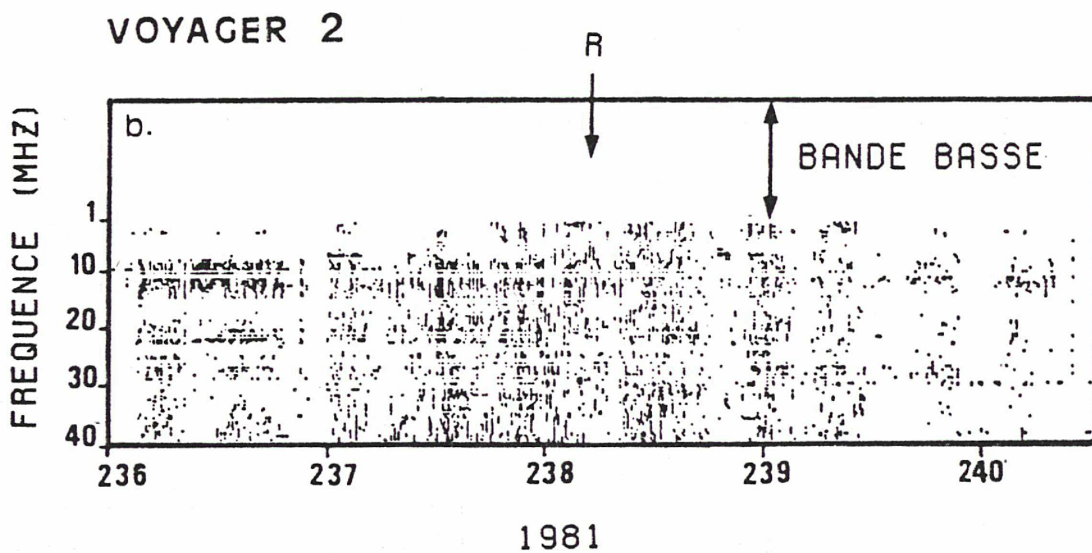
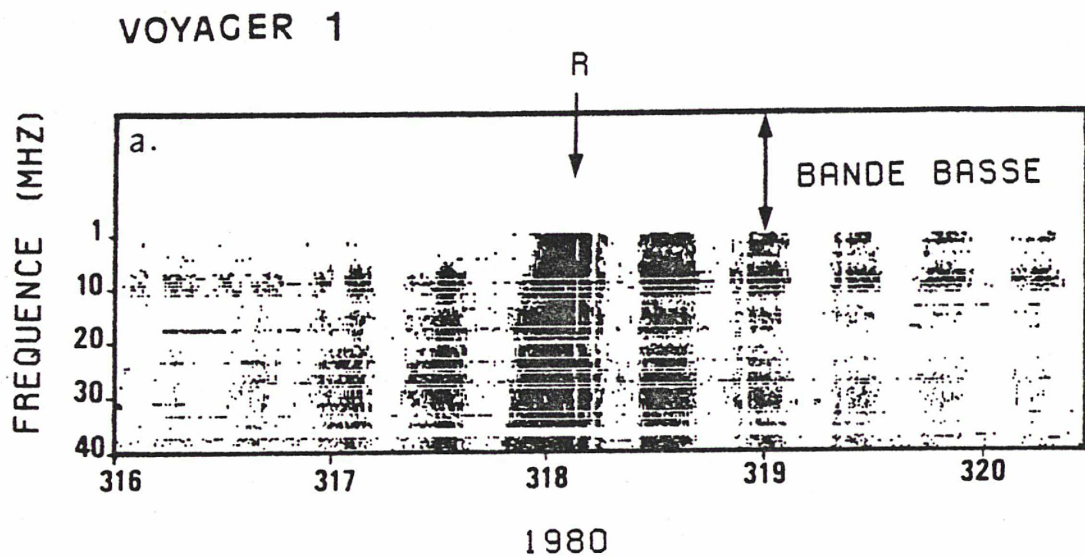


Figure 8 : Occurrence des SED en fonction du temps et de la fréquence, dans la bande haute du récepteur PRA (1.2-40.2 MHz) autour des deux rencontres V1- et V2-Saturne (désignées par la lettre "R").

et de période sidérale $\sim 10\text{h}10\text{mn}$. Ceci implique que la source des SED est en révolution autour de la planète et se comporte donc comme un phare par rapport à un observateur fixe, contrairement au SKR, par exemple, dont la source est fixe en temps local (i.e. par rapport à la direction du soleil). Ce comportement de phare explique donc le fait que l'épisode centré sur la rencontre, durant lequel le mouvement de la sonde compense partiellement la rotation de Saturne, soit plus long que les autres épisodes.

Il est très important, pour localiser la source, de connaître avec précision la période d'occurrence des SED et son éventuelle variation d'une rencontre à l'autre, aussi avons nous analysé ce problème en détails. Après sommation des données de la figure 8 sur toutes les fréquences, on obtient pour V1 et V2 les diagrammes d'occurrence de la figure 4. Nous avons normalisé ces diagrammes en éliminant leur enveloppe en $1/R^2$, de manière à donner un poids équivalent à tous les épisodes. Nous avons alors appliqué une analyse de Fourier à chacun des 2 diagrammes, séparément pour les périodes avant et après la rencontre et en excluant l'épisode central qui est le seul à être affecté par le mouvement de la sonde. Les spectres de puissance obtenus présentent tous un pic principal à une période d'environ 10h et quelques harmoniques plus faibles. Pour chaque diagramme, la valeur de la périodicité correspondant au centre du pic principal est identique avant et après la rencontre. En revanche, comme on peut le voir sur la figure 9, ces valeurs sont différentes pour les deux rencontres (10h10mn pour V1, et 10h00mn pour V2). Toutefois, le très petit nombre d'épisodes impliqués dans chaque analyse de Fourier ($\ll 7$) fait que les barres d'erreur associées aux valeurs précédentes sont énormes : $\pm 20\text{mn}$ pour V1 et $\pm 40\text{mn}$ pour V2). Nous avons essayé de réduire ces barres d'erreur en employant une autre méthode d'analyse, dite par "superposition de périodes" (ou analyse de Chree). Cette méthode consiste à "replier sur eux-mêmes" des diagrammes d'occurrence (identiques à ceux de la figure 4, mais obtenus en comptant le nombre de SED détectés dans des intervalles successifs de 1 mn) avec un intervalle de superposition que nous avons fait varier entre 590mn et 620mn, et à calculer dans chaque cas la somme des écarts à la moyenne de la courbe obtenue.

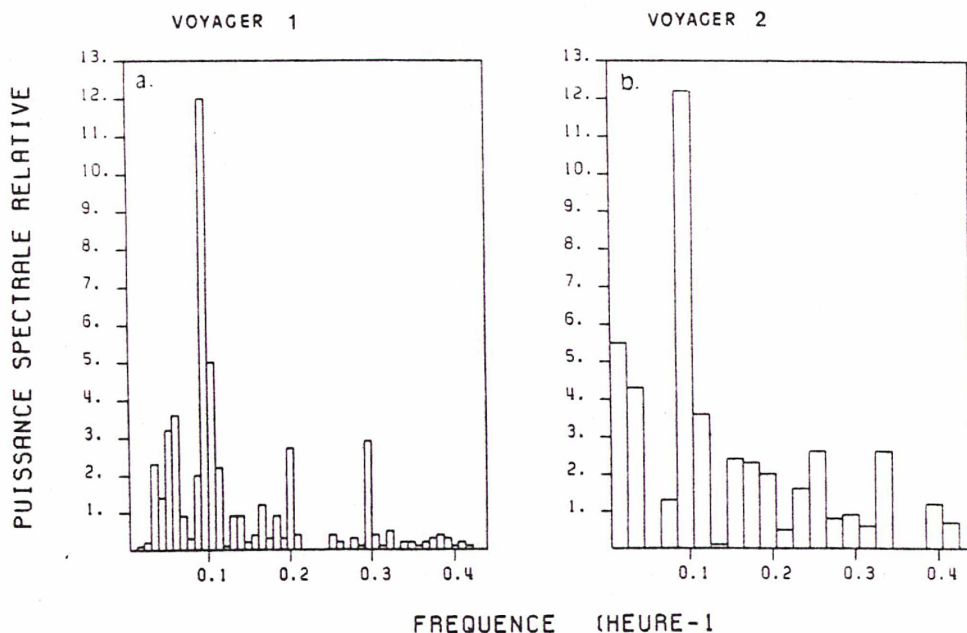


Figure 9 : Spectres de puissance de l'occurrence des SED pour V1 et V2 avant la rencontre (obtenus par application d'une T.F. discrète aux diagrammes d'occurrence de la figure 4, normalisés). Les deux pics sont à plus de 7σ au dessus du bruit. Du fait du petit nombre de périodes disponibles pour cette analyse (6 épisodes pour V1 et 5 pour V2), les pics consistent en fait en un unique point sur chaque spectre de puissance, d'où des barres d'erreur très élevées, que nous avons prises égales au demi-intervalle entre le pic et les points adjacents. Nous obtenons les valeurs : $10h10mn \pm 20mn$ pour V1 et $10h00mn \pm 40mn$ pour V2.

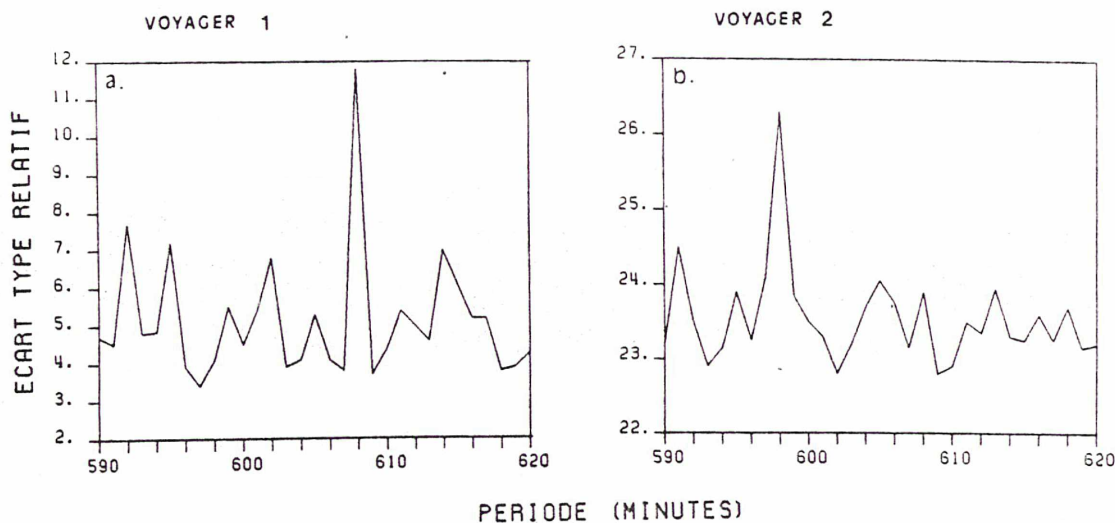


Figure 10 : Ecart-types des courbes obtenues par superposition de périodes (voir texte), en fonction de l'intervalle de superposition. Les deux figures correspondent aux résultats obtenus pour V1 et V2 avant la rencontre. Les valeurs des pics sont : $10h08mn$ pour V1 et $9h58mn$ pour V2.

La maximisation de cet écart-type correspond à la valeur la plus probable de la période cherchée. En effet, la superposition d'intervalles de durée différente de la période du phénomène étudié produit un lissage de la courbe finale, et donc un écart-type faible. La justification de l'utilisation de cette méthode, plutôt que par exemple l'ajustement de la courbe expérimentale à une courbe théorique, réside en le fait que nous ne connaissons pas a priori la forme de la courbe d'occurrence périodique des SED. Les valeurs obtenues pour la période d'occurrence des SED sont :

- 10h08mn pour V1 avant la rencontre,
- 10h10mn pour V1 après la rencontre,
- 09h58mn pour V2 avant la rencontre et
- 10h02mn pour V2 après la rencontre.

La figure 10 illustre les résultats obtenus avant chaque rencontre. Là encore, les valeurs obtenues pour un même diagramme sont comparables avant et après la rencontre avec Saturne, mais il y a une différence d'environ 9mn entre la période moyenne d'occurrence observée par V1 (10h09mn) et celle observée par V2 (10h00mn). Les barres d'erreur sont difficiles à déterminer car la méthode employée est très indirecte. Elles sont essentiellement dûes au faible nombre d'épisodes disponibles et aux fluctuations importantes de l'occurrence des SED. On peut néanmoins affirmer :

- que les pics obtenus aux périodes ci-dessus sont significatifs ($\geq 4\sigma$) et
- que les erreurs de détermination des périodes sont supérieures à $\pm 1mn$ pour V1 et $\pm 2mn$ pour V2 (écarts à la moyenne des valeurs obtenues avant et après les rencontres).

Nous conclurons donc que les périodes d'occurrence observées par V1 et V2 diffèrent de quelques minutes.

Notons enfin quatre faits qui étaient encore récemment inexplicables (mais qui le sont dans la suite de cette thèse) :

- Sur les diagrammes d'occurrence des SED en fonction du temps et de la fréquence (figure 8), aussi bien pour V1 que pour V2, les SED qui couvrent toute la bande haute et au moins une partie de la bande basse du récepteur PRA après la

rencontre, ne sont pas détectés au dessous d'environ 6 MHz avant la rencontre.

- De plus, pour V1, l'épisode centré sur la rencontre apparaît d'abord à la limite haute fréquence du récepteur (40 MHz) puis progressivement à des fréquences de plus en plus basses. Le début et la fin des autres épisodes semble indépendant de la fréquence. Ce fait n'apparaît pas clairement dans le cas de V2.

- Sur le diagramme d'occurrence des SED en fonction du temps pendant la rencontre V1-Saturne (figure 4), les deux épisodes précédant la rencontre semblent être formés de deux pics accolés. Ce fait avait déjà été remarqué par Evans et al. (1981) qui suggéraient la présence possible de deux sources pour expliquer ce phénomène. Nous y reviendrons plus loin.

- Ces auteurs tiraient aussi d'une première analyse des données PRA-V1 la conclusion que les SED étaient observés durant 3 fois plus de temps après la rencontre V1-Saturne qu'avant. Nous voyons sur la figure 4 qu'il n'en est pas exactement ainsi, mais que les SED restent détectables seulement un peu plus longtemps après la rencontre qu'avant (resp. 5 jours et 4 jours).

II.3 - Spectre.

Nous avons déjà vu plus haut que dans la bande haute, les SED apparaissent n'importe où sur les spectres dynamiques entre 1.2 et 40.2 MHz. De plus, les données à haute résolution obtenues ~ 4 h après la rencontre V1-Saturne ne montrent pas de dérive en fréquence. Ceci, ainsi que l'impulsivité de l'émission, a conduit à la conclusion que les SED sont des phénomènes à large bande (au moins 40 MHz). Les analyses spectrales faites par les précédents auteurs (Evans et al. (1981, 1983)) se sont limitées à un comptage des SED par canal, dans la bande haute du récepteur PRA, autour de la rencontre V1, qui suggère que le spectre des SED ne présente pas de fortes variations entre 1 et 40 MHz.

Nous avons déterminé le spectre en puissance réelle de l'émission SED, en tenant compte de la calibration du récepteur, et de sa courbe de réponse en fonction de la fréquence déterminée par Ortega-Molina et Daigne (1984). Tout d'abord, nous avons utilisé la calibration du récepteur PRA (A. Boischot, Rapport interne du Groupe Décamétrique, 1979) pour établir la relation entre la densité de flux du signal reçu à l'antenne (en $W.m^{-2}.Hz^{-1}$) et les intensités (en mB) du signal et du fond enregistrées sur notre catalogue. Ces dernières ont préalablement été calculées par notre programme de dépouillement à partir de la valeur brute enregistrée sur les bandes de données, qui correspond au voltage à la sortie de l'antenne. Les calculs sont détaillés dans l'article 1 en annexe (section 2.3 + appendice). Nous avons alors établi pour V1 et V2 des spectres de l'émission SED qui consistent en la densité de flux moyenne (apparente) détectée dans chaque canal de la bande haute du récepteur PRA durant 1 heure au centre de chaque épisode. Les spectres obtenus pour les épisodes juste avant et juste après la rencontre V1 sont présentés sur la figure 11. Ces deux spectres sont identiques, exceptée la coupure à 6 MHz avant la rencontre, déjà notée au paragraphe précédent. Ils présentent une évidente dépendance en fréquence, et les pics à ~ 10 , 23 et 37.5 MHz sont caractéristiques de tous les spectres obtenus. Il a été prouvé par des calibrations en vol que le gain du récepteur ne varie presque pas entre 1 et 40 MHz.

Sur la même figure, nous avons aussi tracé la réponse du système antennes + récepteur PRA, modélisée par Ortega-Molina et Daigne (1984) entre 1 et 26 MHz. Dans ce modèle, qui a été développé tout à fait indépendamment de notre étude des SED, les auteurs tiennent compte de la géométrie réelle du problème, et notamment du fait que cette antenne n'est pas équivalente à l'antenne qui serait formée de 2 dipôles croisés de longueur double de celle des monopoles (i.e. 20 mètres) car la surface de la sonde est loin d'être un plan infini conducteur perpendiculaire à l'axe de symétrie de ces monopoles. De plus, vers les hautes fréquences (> 15 MHz), les antennes n'étant plus courtes par rapport à la longueur d'onde, des lobes multiples apparaissent dans les diagrammes d'antenne et sont distordus par la présence du mât du magnétomètre. Néanmoins, il ressort

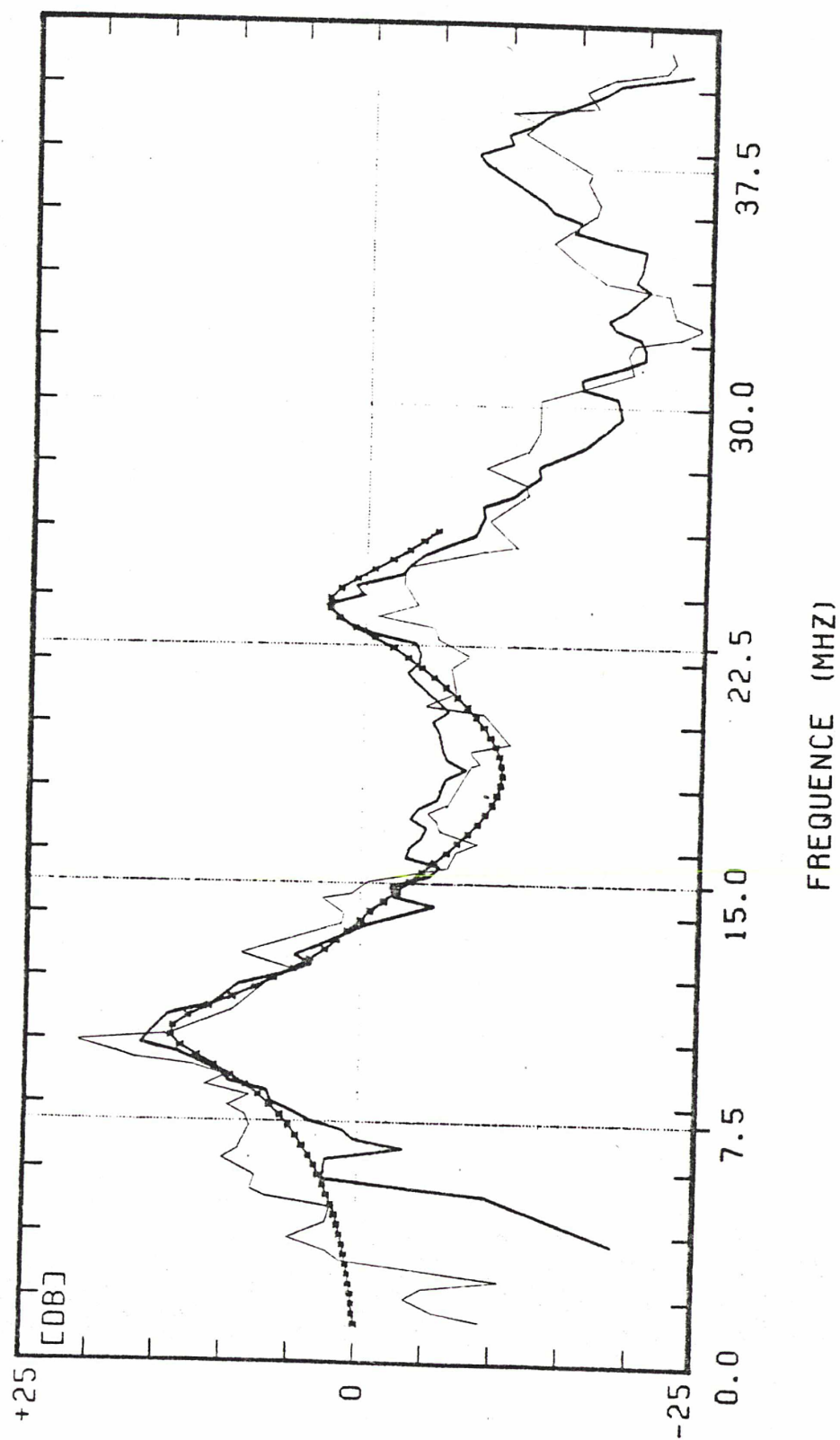


Figure 11 : Spectres de l'émission SED obtenus à partir d'une heure de données au centre de l'épisode précédant (trait gras) et suivant (trait fin) la rencontre U1-Saturne. La densité de flux moyenne apparente est tracée en fonction de la fréquence. L'erreur statistique sur la valeur de l'intensité à chaque fréquence est de ± 5 dB, du fait du faible nombre de SED détectés dans chaque canal (~ 10). La réponse théorique du système PRA (antennes + récepteur), modélisée par Ortega-Molina et Daigne (1984), est tracée dans la gamme 1-26 MHz.

de ce modèle théorique que si l'influence des paramètres ci-dessus sur la courbe de réponse en fréquence du système de réception PRA n'est pas négligeable, elle est secondaire à celle du facteur d'adaptation entre les antennes et le circuit du récepteur. C'est ce facteur d'adaptation qui induit des résonances dans le circuit formé par les antennes et leur charge, et qui est donc la cause de la présence des deux pics de la figure 11. L'effet des diagrammes d'antenne ne fait que modifier légèrement les positions et les hauteurs relatives des pics. La gamme de validité du modèle, due à des limites sur la détermination de la longueur effective des antennes PRA, s'étend entre 1 et 26 MHz, mais d'autres pics devraient être présents aux fréquences plus élevées.

La valeur de la capacité du circuit de charge de l'antenne a été calculée de manière à ajuster la position des pics théoriques avec celle des pics expérimentaux sur la figure 11. On peut constater que l'ajustement de ce seul paramètre permet d'obtenir un très bon accord entre les courbes, dans le domaine 1-26 MHz. Le même travail fait pour d'autres épisodes et pour les deux rencontres (donc dans d'autres configurations géométriques) a donné les mêmes résultats. Ces résultats impliquent que les pics observés sur les spectres expérimentaux de l'émission SED sont d'origine purement instrumentale, et donc que le spectre des SED est "plat" (à des fluctuations de quelques dB près) dans la gamme 1.2-40.2 MHz.

On peut alors estimer la puissance spectrale réelle (en $W.Hz^{-1}$) émise par la source des SED, à partir des valeurs de la densité de flux obtenues dans la gamme 1.2-3.0 MHz, où les antennes sont courtes devant la longueur d'onde et donc où la calibration absolue des données est fiable (voir article 1, appendice). C'est ce que nous avons fait à partir des données dont nous nous sommes servi pour établir les spectres : si on appelle $\langle S \rangle$ la densité de flux moyenne correspondant aux SED reçus pendant un intervalle de temps Δt dans la gamme 1.2-3.0 MHz, $\langle R \rangle$ la distance V1-Saturne moyennée sur cet intervalle Δt , et si l'on suppose que les SED ont un diagramme d'émission isotrope, on peut évaluer la puissance spectrale P_s émise pendant un sursaut :

$$P_{\nu} = \langle S \rangle \cdot 4\pi \cdot \langle R \rangle^2$$

On obtient P_{ν} de l'ordre de 60 W.Hz⁻¹ pour V1 et une puissance spectrale deux fois plus faible pour V2 (~ 30 W.Hz⁻¹). Ce résultat nous permet de calibrer en puissance réelle le spectre des SED, que l'on peut alors tracer dans la gamme 1-26 MHz en divisant les courbes expérimentales par le modèle théorique (figure 12). On constate sur cette figure que la puissance spectrale moyenne émise durant un sursaut dans la gamme 1-26 MHz est de l'ordre de 100 W.Hz⁻¹. En considérant maintenant que les puissances spectrales que nous venons de déterminer sont émises sur une largeur de bande de 40 MHz au moins, on peut estimer la puissance instantanée P émise durant un sursaut par :

$$P = P_{\nu} \cdot B \quad (B=40 \text{ MHz})$$

donc $P = 4 \cdot 10^9$ W pour V1 (~ $2 \cdot 10^9$ W pour V2). Du fait de notre hypothèse d'une émission isotrope, et du fait que la source des SED n'est certainement pas située au centre de Saturne et donc que $\langle R \rangle$ a été légèrement surestimé, ces valeurs sont probablement supérieures à la réalité. Toutefois, elles donnent un bon ordre de grandeur de la puissance émise durant un SED. Durant les sursauts les plus intenses, qui peuvent l'être jusqu'à 5 fois plus que la moyenne, cette puissance peut donc dépasser 10^{10} W. La densité de flux correspondante à l'orbite de la terre est (en moyenne) de 400 unités de flux pour V1 (environ 200 pour V2), et peut donc atteindre 1000 à 2000 unités de flux. Ces résultats sont compatibles avec ceux obtenus par Evans et al. (1983) à partir des données à haute résolution temporelle.

Précisons enfin que les SED étant émis 1.4% du temps pour V1 et 0.4% pour V2, la puissance moyenne globale de l'émission SED est ~ $6 \cdot 10^7$ W pour V1 (~ $3 \cdot 10^7$ W pour V2) et correspond à environ 6 Jy à la distance de la terre (~ 3 Jy pour V2).

VOYAGER 1

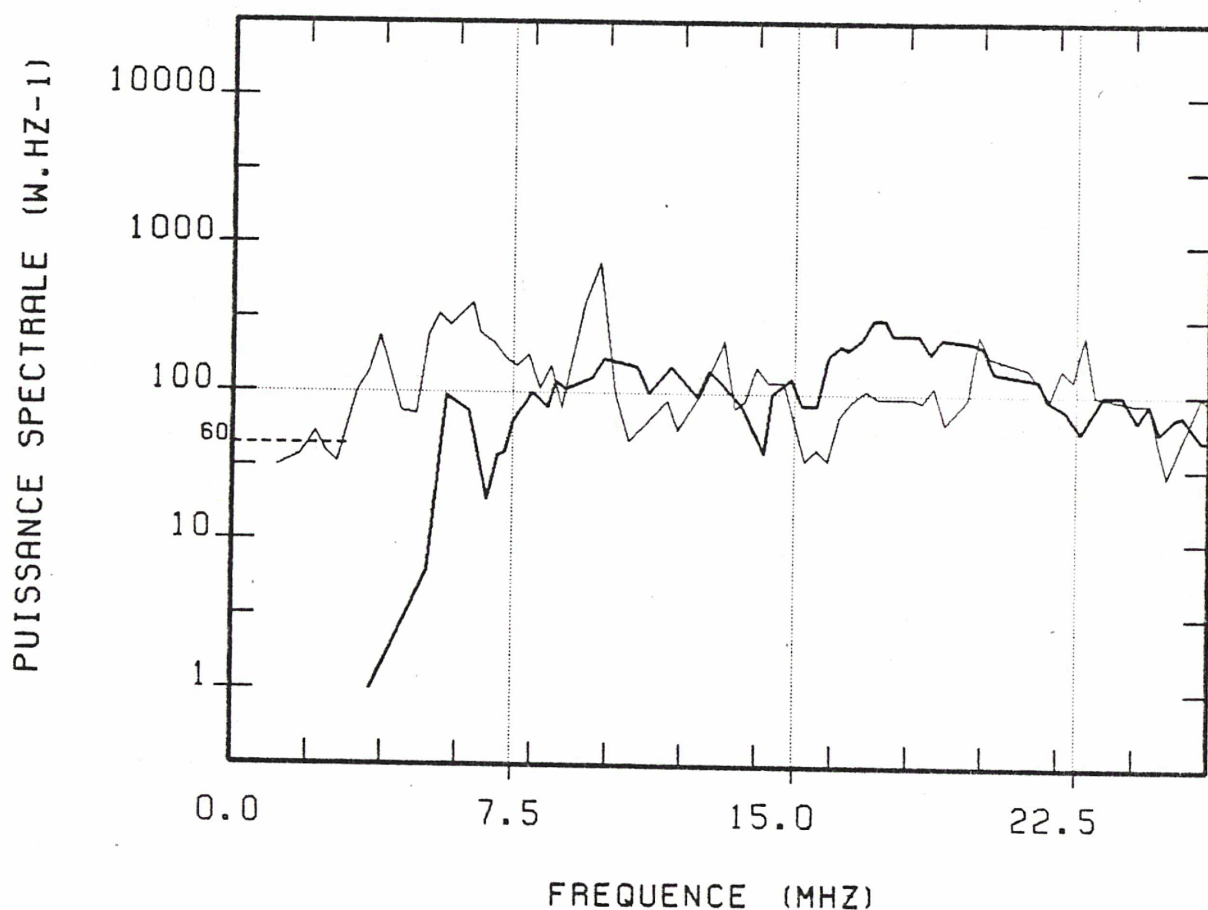


Figure 12 : Spectre réel de l'émission SED dans la gamme 1-26 MHz. Les unités absolues ont été ajustées à partir de la gamme 4-8 MHz, dans laquelle la calibration est fiable. Les barres d'erreur sont similaires à celles de la Figure 11. La coupure BF à 6 MHz est visible seulement sur le spectre obtenu pour l'épisode précédant la rencontre V1 (trait épais). Le spectre obtenu pour l'épisode suivant la rencontre est "plat" (aux fluctuations statistiques près) dans la gamme 1-26 MHz (trait fin).

On voit donc que les SED les plus intenses, dans la gamme 1-40 MHz, doivent être facilement détectables à partir d'instruments au sol. Une tentative de détection a été faite par Lecacheux et Biraud (1982) à 1420 MHz (21 cm), avec le radiotélescope de Nancay, autour de l'opposition de Saturne en Avril 1981 et pendant la rencontre V2-Saturne en Aout 1981. Les résultats de ces observations ont été négatifs et imposent donc une limite supérieure égale à 1 Jy (à la terre) pour la densité de flux provenant des SED à 1420 MHz. Ceci implique que le spectre des SED subit une décroissance moyenne au moins de l'ordre de f^{-2} au-delà de 40 MHz (figure 13).

Bien que notre étude statistique ne porte que sur les données recueillies dans la bande haute du récepteur PRA, nous avons essayé de déterminer la limite d'apparition des SED vers les basses fréquences. Du fait de la présence du SKR, qui lui aussi est sporadique et intense, la détection des SED au-dessous de 700-800 KHz est impossible quand la limite BF du SKR atteint 20 KHz. Heureusement, durant plus de 30 heures autour de la rencontre V1, le SKR ne couvrait pratiquement pas la gamme 20-100 KHz (5 canaux). Un premier examen qualitatif des données a permis d'identifier plusieurs sursauts dans cette gamme, dont certains très intenses et couvrant plusieurs canaux consécutifs (figure 14). Nous avons donc appliqué notre algorithme de détection des SED à cette période, mais en ne tenant compte que des événements de durée > 120 ms (couvrant 4 canaux ou plus) de manière à ne pas détecter trop de fluctuations parasites. Nous avons alors établi un diagramme d'occurrence des événements détectés entre 20 et 100 KHz (figure 15a). L'absence quasi-totale d'événements avant la rencontre et la périodicité de leur occurrence avec une période d'environ 10h après la rencontre sont évidents sur ce diagramme. Cette constatation est confirmée si on ne considère de la même manière que la gamme 20-60 KHz où les SED sont moins nombreux, mais où le SKR est totalement absent (figure 15b). On en conclut donc que ces événements sont bien des SED et que leur spectre se poursuit jusqu'à 20 KHz. Nous infirmons du même coup les conclusions de Kurth et al. (1983) qui mettaient en doute l'existence des SED aux basses fréquences car l'expérience d'ondes de plasma de Voyager ne les avait pas détectés à 56.2 KHz. Les détails

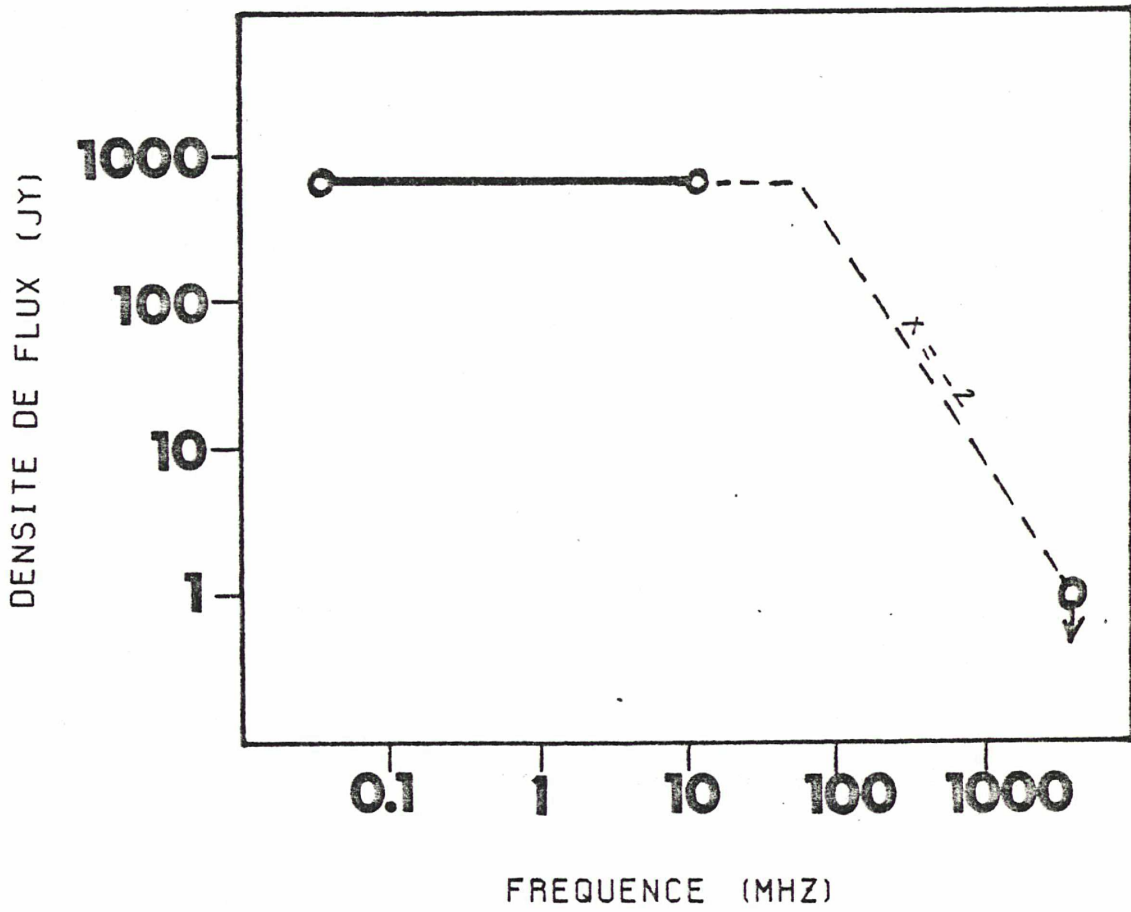


Figure 13 (d'après Lecacheux et Binaud (1982)) : Spectre composite des SED. La partie 1-40 MHz est tracée d'après les observations Voyager-PRA. La limite supérieure imposée sur la valeur du flux à 1420 MHz implique une pente de l'ordre de f^{-2} au moins.

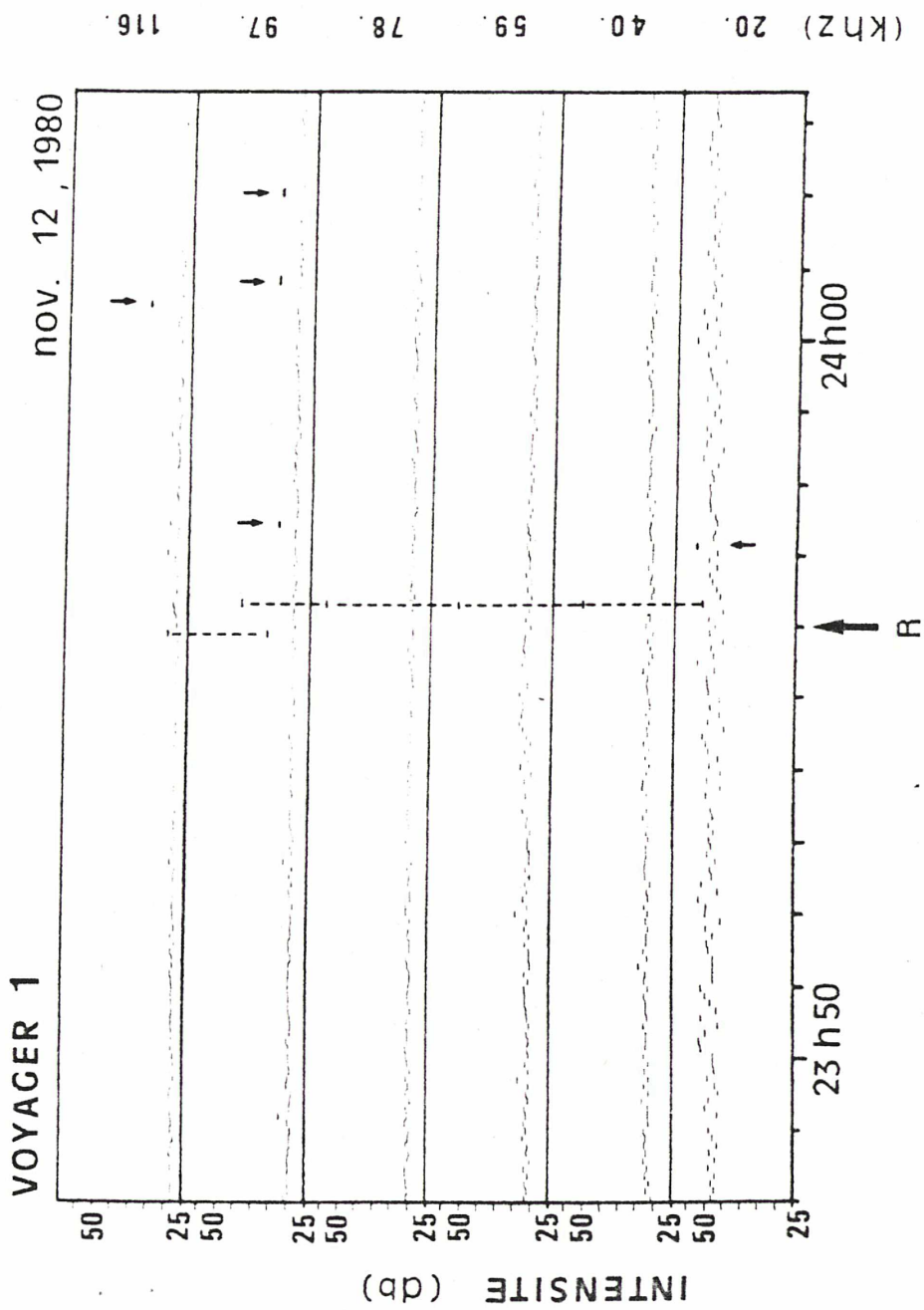


Figure 14 : Intensité reçue à 6 fréquences fixes entre 20 et 120 KHz autour de la rencontre V1-Saturne (indiquée par la lettre "R"). 7 SED sont visibles dans cet intervalle. 2 d'entre eux sont très intenses et couvrent plusieurs canaux.

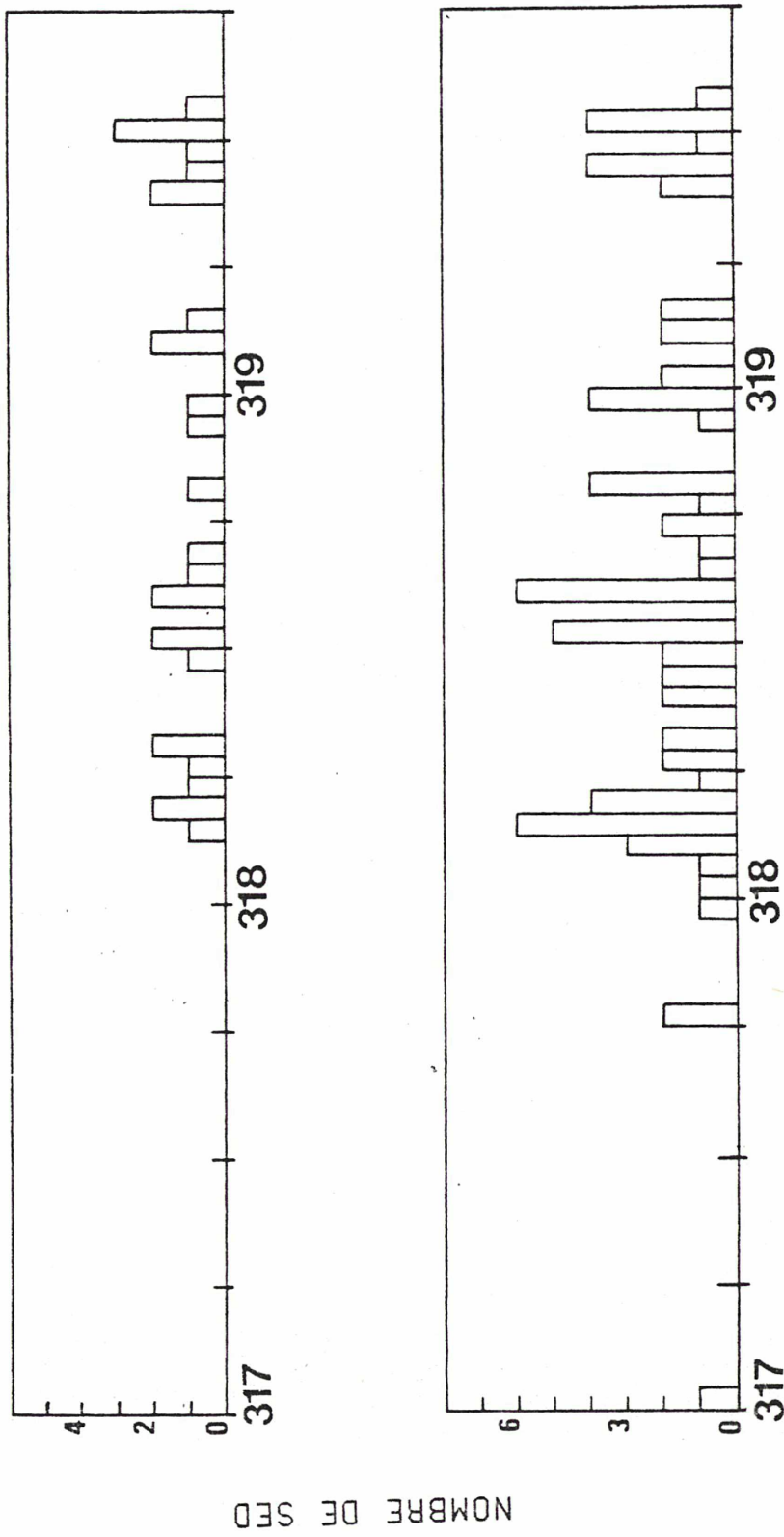


Figure 15 : Diagrammes d'occurrence des SED à basses fréquences autour de la rencontre V1. Les sursauts pris en compte dans cette figure couvrent au moins 4 canaux consécutifs. Ils sont observés (a) dans la gamme 20-60 KHz, et (b) dans la gamme 20-100 KHz. Les événements du jour 317 à 0h et 18h sont probablement dus au SKR.

de cette discussion sont dans l'article 1, section 3.6, en annexe. L'intensité des SED détectés dans la bande basse est sensiblement la même que dans la gamme 1.2-3.0 MHz, ce qui suggère que le spectre de l'émission SED est "plat" entre 20 KHz et au moins 40 MHz, mais les mesures d'intensité au-dessous de 100 KHz sont peu fiables car le bruit instrumental augmente à ces fréquences (Lang and Peltzer, 1977).

II.4 - Distribution des intensités.

Nous avons représenté sur la figure 16 la distribution d'intensité des SED en fonction du temps pour la majeure partie des périodes d'observation étudiées autour des rencontres V1 et V2. La densité de flux correspondant à chaque SED détecté dans la bande haute du récepteur PRA (1.2-40.2 MHz) est représentée en fonction du temps, après avoir été corrigée des effets instrumentaux décrits au paragraphe précédent (réponse du système de réception PRA en fonction de la fréquence). La correction appliquée aux événements détectés entre 1 et 26 MHz consiste à diviser la densité de flux apparente de ces événements par la réponse théorique du système PRA, la correction étant nulle pour les fréquences inférieures à 3 MHz. Entre 26 et 40 MHz, nous avons extrapolé la méthode précédente en supposant que le spectre des SED reste plat jusqu'à 40 MHz. La correction appliquée aux SED détectés dans cette gamme de fréquences est égale au rapport entre la densité de flux moyenne reçue à la fréquence de détection et celle reçue dans la gamme 1.2-3.0 MHz.

Par exemple, si on appelle S_a la densité de flux apparente détectée dans un canal donné, et S_r la densité de flux réelle reçue dans ce canal :

- pour un SED détecté à 10 MHz, on aura

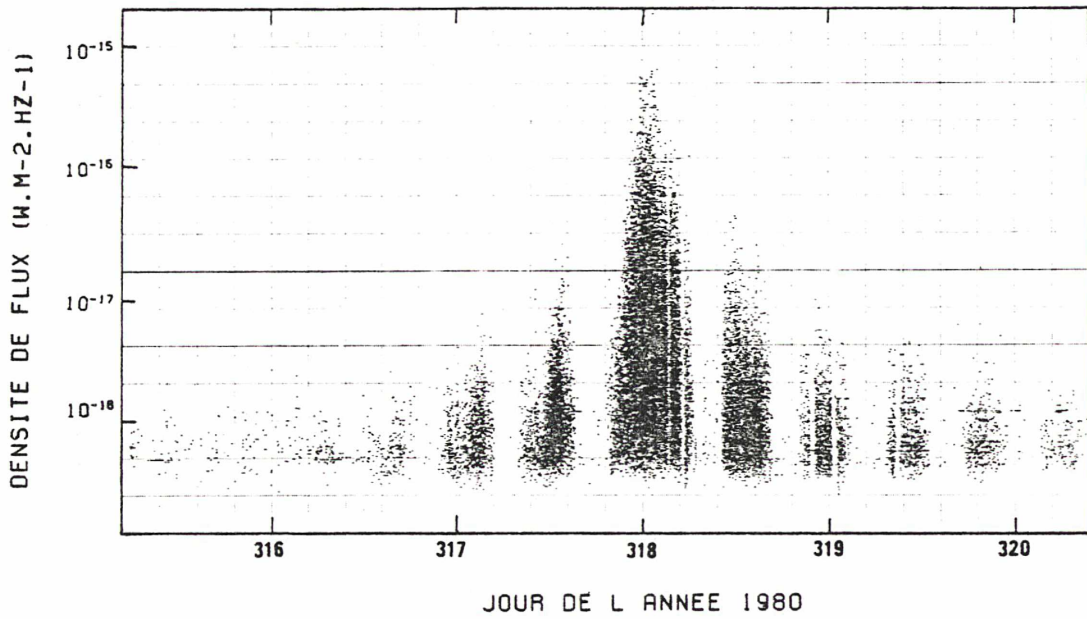
$$S_r = S_a - 13 \text{ dB} \quad (\text{d'après la figure 11})$$

- pour un SED détecté à 30 MHz, on aura

$$S_r = S_a \cdot \left(\frac{\langle S_0 \rangle}{\langle S_a \rangle} \right)$$

$\langle S_a \rangle$ étant la densité de flux moyenne détectée à 30 MHz pendant une période donnée, et $\langle S_0 \rangle$ la densité de flux moyenne détectée dans la gamme 1.2-3.0 MHz

VOYAGER 1



VOYAGER 2

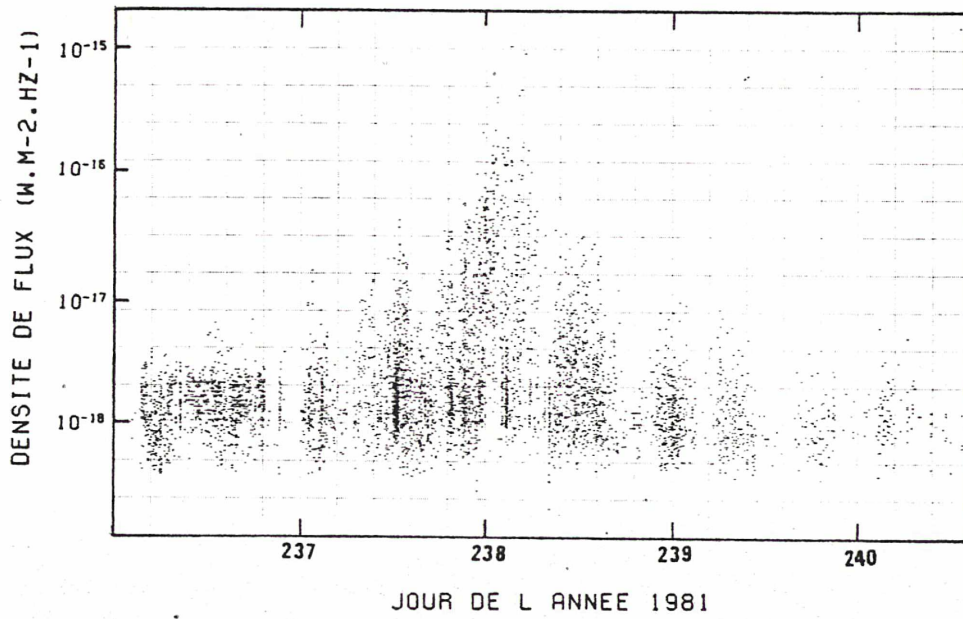


Figure 16 : Distribution des intensités des SED (corrigée des effets instrumentaux) en fonction du temps, autour des rencontres V1- et V2-Saturne.

pendant la même période.

Nous avons vérifié que cette méthode appliquée dans la gamme 1-26 MHz conduit aux mêmes corrections que celles obtenues par division par la réponse théorique du système PRA. De plus, après correction, les distributions d'intensité des SED obtenues à chaque fréquence se superposent exactement sur la figure 16, ce qui confirme la validité de notre hypothèse d'un spectre plat jusqu'à 40 MHz. On obtient ainsi les distributions de la figure 16, sur lesquelles la variation en $1/R^2$ de l'intensité maximum reçue apparaît clairement. Le seuil à 3.10^{-19} W.m⁻².Hz⁻¹ pour V1 (6.10^{-19} pour V2) correspond à la limite de détection des SED, 1 dB au-dessus du fond.

On remarque sur cette figure la dispersion des intensités des SED sur plus de 20 dB, et là encore la meilleure définition des épisodes et le plus grand nombre d'évènements dans le cas de V1. L'intensité des sursauts détectés par V2 apparaît en moyenne 3 dB plus faible que celle des SED détectés par V1. Enfin, de même que pour les diagrammes d'occurrence, les épisodes précédant la rencontre V1-Saturne semblent être formés de deux pics accolés (l'un faible et l'autre plus intense; ce fait est surtout visible pour les 2 épisodes avant la rencontre). Au début de l'épisode centré sur la rencontre, les SED apparaissent aux basses intensités, juste au-dessus du fond, puis s'étendent progressivement à des intensités de plus en plus fortes. Ce phénomène n'apparaît ni à la fin de cet épisode, ni aux extrémités des autres épisodes.

II.5 - Polarisation.

De précédents auteurs (Evans et al. (1981) et Warwick et al. (1982)) ont tenté d'étudier la polarisation des SED en définissant un indice de polarisation $P(i)$ pour le canal i par :

$$P(i) = \frac{G(i) - D(i)}{G(i) + D(i)}$$

où $D(i)$ (resp. $G(i)$) représente le nombre d'échantillons de polarisation circulaire droite (resp. gauche) du canal i dans lesquels un SED a été détecté. Les résultats de ces auteurs sont très divers, quoique non interprétés : absence de polarisation avant la rencontre $V1$, plus de 90% de polarisation circulaire gauche au-dessus de 15 MHz après la rencontre $V1$, 10 à 15% de polarisation également répartie entre circulaire gauche et droite au-dessous de 5 MHz avant et après la rencontre $V2$.

En fait, ces résultats n'ont aucune signification physique pour deux raisons essentielles. D'une part, l'indice défini dépend beaucoup de facteurs instrumentaux, comme l'ont montré Ortega-Molina et Daigne (1984). L'orientation des antennes PRA par rapport à la source peut modifier la polarisation apparente de l'onde reçue, et même dans certaines configurations faire apparaître 100% polarisée à droite ou à gauche une onde qui ne l'est pas du tout. De plus, aux fréquences > 15 MHz, où les diagrammes d'antenne présentent des lobes multiples, le sens apparent de polarisation s'inverse quand la direction de la source passe d'un lobe à l'autre du fait du mouvement relatif de la sonde. D'autre part, la proportion de SED couvrant un seul canal est très élevée ($> 65\%$), particulièrement quand Voyager est loin de Saturne (à plus de 24h de la rencontre) où elle atteint 100%. Dans ce cas les SED, même non polarisés, apparaissent polarisés à droite ou à gauche suivant le canal PRA balayé durant leur occurrence. Ce fait peut notablement fausser l'indice de polarisation tel qu'il a été défini plus haut. En effet, pour un épisode durant lequel N événements non polarisés couvrant un seul canal sont détectés dans la bande haute, $\sim N/100$ sont détectés à chaque fréquence, dont $N/200 + \sqrt{N/100}$ dans chaque état de polarisation. Pour $V1$, à l'exception de l'épisode central, N varie d'environ 3000 (épisode suivant la rencontre) à quelques centaines (~ 24 h avant ou après la rencontre). L'erreur statistique sur l'indice $P(i)$ est donc :

$$\pm 2 \cdot \frac{\sqrt{N/100}}{N/100} = \pm \frac{20}{\sqrt{N}}$$

et est $> 35\%$ (jusqu'à 100%, selon le nombre de SED impliqués dans le calcul, qui dépend lui-même de l'intervalle de temps considéré et de la distance

sonde-Saturne).

A la lumière de ces considérations, nous avons essayé de réduire au maximum cette deuxième source d'erreur, afin d'obtenir un résultat au moins qualitatif sur la polarisation de l'émission SED. Nous avons donc tout d'abord utilisé le même indice $P(i)$ pour étudier épisode par épisode la polarisation des SED de durée $\gg 60$ ms (i.e. couvrant 2 canaux ou plus). Comme on peut le voir sur la figure 17 pour un épisode caractéristique (rencontre V1), les SED semblent être complètement non polarisés. Pour avoir une autre confirmation de ce fait, nous avons refait la même analyse, mais en définissant cette fois un nouvel indice de polarisation moins qualitatif que le précédent, et moins sensible aux fluctuations statistiques :

$$P(i) = \frac{\langle I_G(i) \rangle - \langle I_D(i) \rangle}{\langle I_G(i) \rangle + \langle I_D(i) \rangle}$$

où $\langle I_G(i) \rangle$ (resp. $\langle I_D(i) \rangle$) représente l'intensité moyenne du signal reçu dans le canal i en polarisation gauche (resp. droite), pendant l'intervalle de temps étudié. Les résultats, présentés sur la figure 18, confirment parfaitement le résultat précédent : l'émission SED n'est pas polarisée.

II.6 - Conclusion de l'étude statistique.

Alors que les caractéristiques intrinsèques des SED (durée, spectre) sont restées inchangées entre les deux rencontres Voyager-Saturne, la variabilité des caractéristiques globales de l'émission est remarquable à plusieurs échelles de temps. A courte échelle (quelques minutes), l'occurrence des SED est très fluctuante et leurs intensités couvrent une gamme instantanée >20 dB. A l'échelle de 9 mois, intervalle de temps entre les 2 rencontres, la période de l'émission a diminué, ainsi que le nombre de SED détectés (d'un facteur 3.5) et leur intensité (d'environ 3 dB). De plus, les fluctuations à court terme de l'émission semblent avoir augmenté d'une rencontre à l'autre. Les épisodes, notamment, sont moins bien définis pour V2 que pour V1.

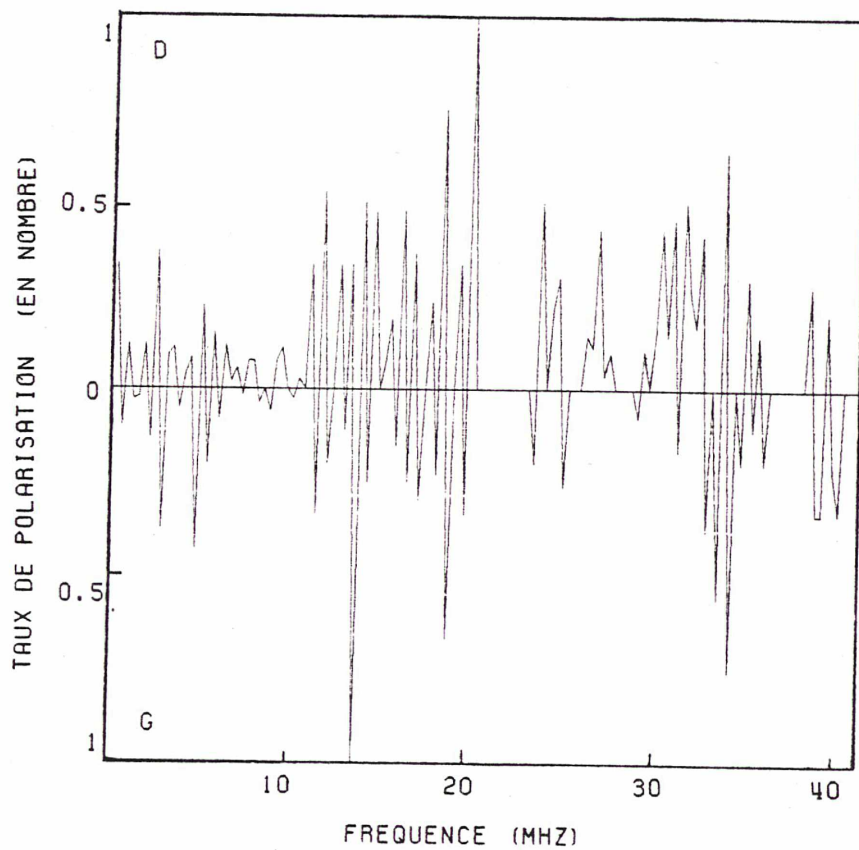


Figure 17 : Taux de polarisation (D = circulaire Droite, G = circulaire Gauche) de l'émission SED en fonction de la fréquence pour un épisode caractéristique (rencontre V1-Saturne). Il est déterminé à partir du nombre de SED détectés dans chaque canal, dans chacun des deux états de polarisation (voir texte). Seuls les SED couvrant 2 canaux ou plus sont pris en compte.

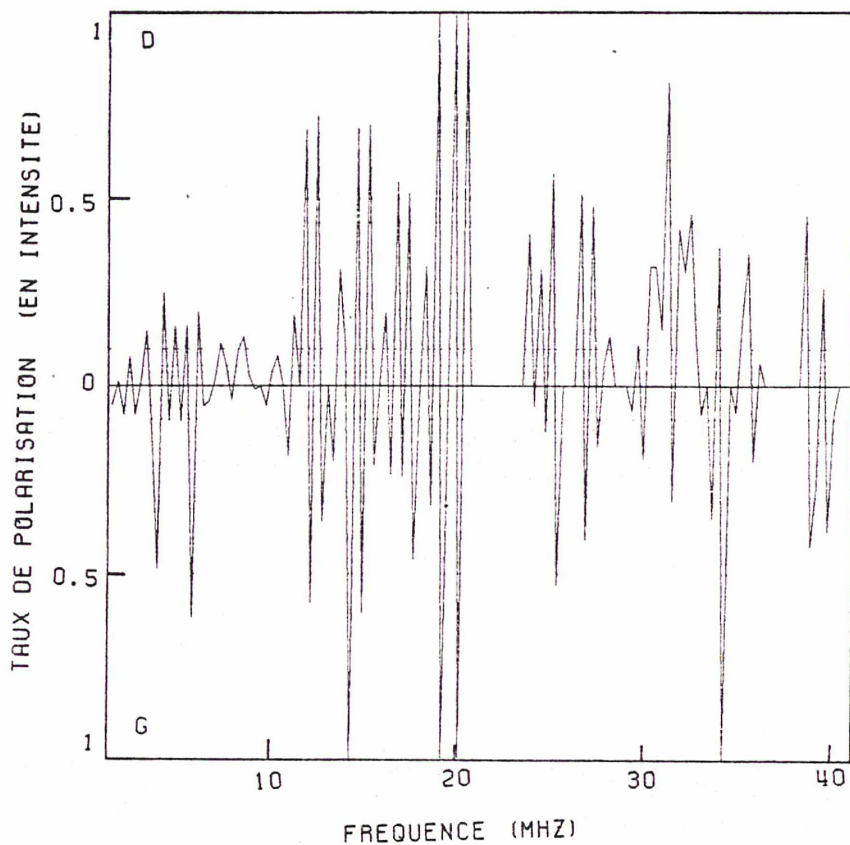


Figure 18 : même figure que 17, mais le taux de polarisation est cette fois défini à partir de la densité de flux détectée dans chaque canal, dans chacun des deux états de polarisation (voir texte).

Nous allons, dans la section suivante, étudier plus en détails la distribution d'intensité des SED en fonction du temps pour la rencontre V1-Saturne. Nous la comparerons à un modèle géométrique dont l'un des paramètres est la distance entre la source des SED et le centre de la planète, ce qui nous aidera à trancher entre les 2 localisations possibles pour la source des SED.

III - L'EMISSION SED : SONDE NATURELLE DE L'IONOSPHERE DE SATURNE ?

Comme nous l'avons vu plus haut, deux hypothèses sont en compétition pour la localisation de la source des SED : l'anneau B ou l'atmosphère équatoriale de Saturne. L'observation des SED à des fréquences aussi basses que 20-100 KHz a tout d'abord conduit Warwick et al. (1981, 1982) et Evans et al. (1981) à rejeter l'hypothèse atmosphérique car la densité électronique dans l'ionosphère de Saturne mesurée au limbe de la planète par l'expérience "Radio Science" de Voyager impliquait une coupure basse fréquence à environ 1 MHz. Ce résultat les a conduit à proposer comme source des SED, sans toutefois en expliquer le mécanisme, un objet unique (par exemple un petit satellite) qui, par suite de collisions avec les particules environnantes de l'anneau B, donnerait naissance à des décharges électrostatiques.

Mais d'autres auteurs ont montré que la fréquence de coupure ionosphérique à 1 MHz n'éliminait pas fatalement la possibilité d'éclairs atmosphériques comme source des SED car :

- L'ombre projetée par les anneaux sur l'atmosphère équatoriale de Saturne pouvait être à l'origine d'une zone de très basse densité électronique dans l'ionosphère de Saturne, du fait de l'occultation par les anneaux du rayonnement U.V. solaire ionisant (Burns et al., 1983). Cette zone pourrait peut-être permettre l'échappement de SED de fréquence aussi basse que 20-100 KHz.
- Comme nous l'avons montré sur la figure 8, les SED ne sont observés aux basses fréquences qu'après la rencontre. Ceci a permis à Kaiser et al. (1983) de remarquer qu'ils provenaient du côté nuit de la planète, où la densité électronique peut être beaucoup plus basse que celle mesurée au limbe. Ces derniers auteurs ont comparé la largeur des épisodes observés sur le diagramme d'occurrence de la rencontre V1-Saturne avec celle qui serait produite par une source isotrope dans l'atmosphère équatoriale ou dans les anneaux. Ils ont trouvé un meilleur ajustement de cette largeur dans le cas d'une source atmosphérique large d'environ 60° (en longitude).

Ils en ont déduit que la coupure basse fréquence avant la rencontre (qu'ils situaient à ~ 5 MHz) pouvait alors être due au fait que, pendant cette période, les SED sont observés du côté jour de Saturne, donc à travers une ionosphère de forte densité électronique. Considérant la fréquence de plasma proche de 5 MHz, ils en ont tiré, d'après la formule : f_p (KHz) = $9\sqrt{N_e}$ (cm^{-3}), une valeur de la densité électronique $N_e = 3 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ côté jour. En revanche, après la rencontre, les SED sont observés à travers l'ionosphère nocturne de la planète, de plus faible densité électronique. Le fait que des événements soient observés à des fréquences aussi basses que 20-100 KHz implique une densité électronique côté nuit de 5 à 100 cm^{-3} . L'apparition progressive des SED à des fréquences décroissantes au début de l'épisode centré sur la rencontre s'expliquerait alors par le fait que la fréquence de coupure d'une ionosphère de densité électronique N_e pour une onde incidente faisant un angle θ avec la normale à l'ionosphère est :

$$f_c = f_p / \cos(\theta) = 9\sqrt{N_e} / \cos(\theta)$$

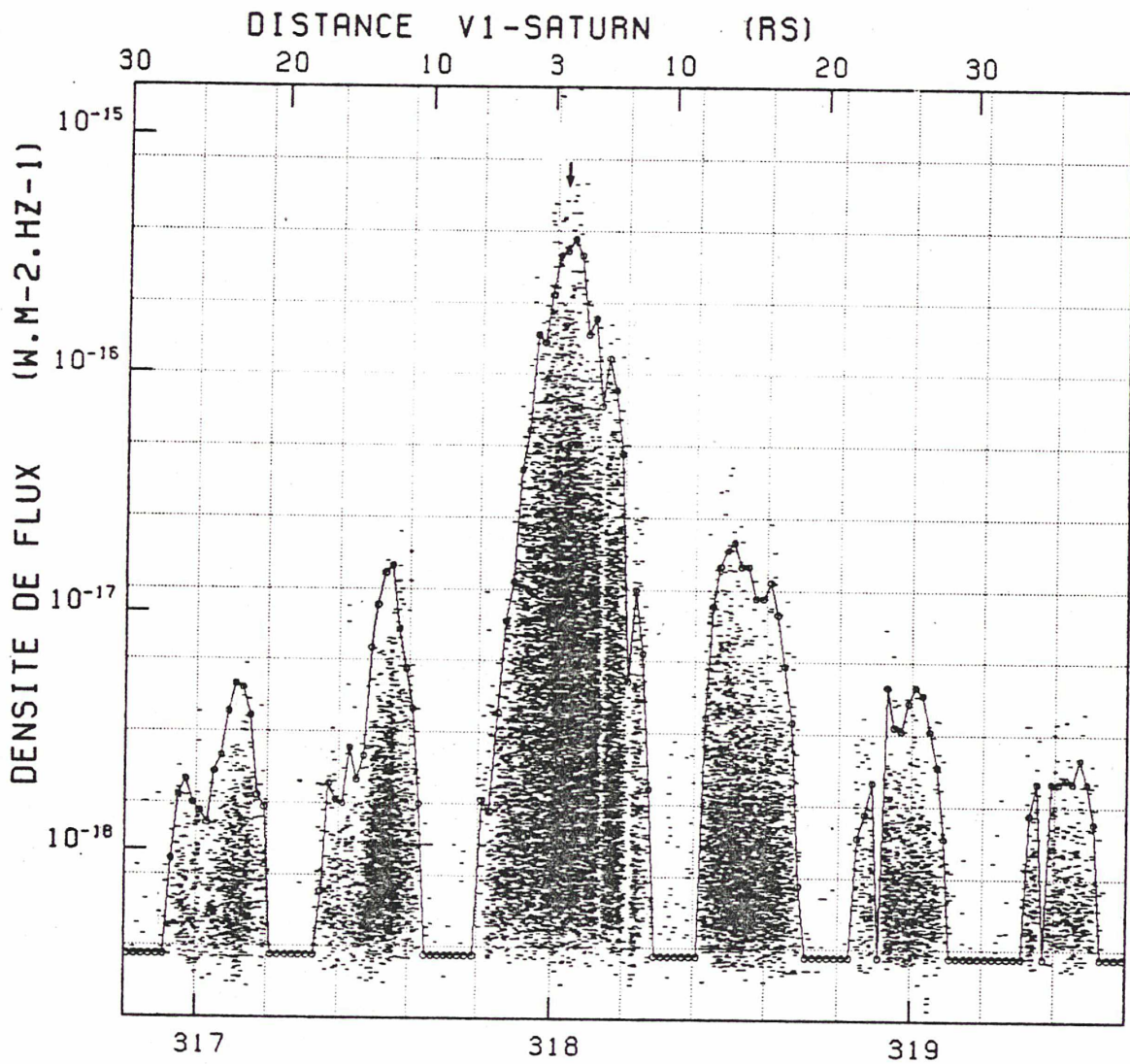
Or, lors de l'apparition de la source au limbe de la planète, θ passe progressivement de 90° (incidence rasante) à 0° (incidence normale). La fréquence de coupure balaie donc toute la gamme de fréquences PRA, de 40 MHz à f_p à l'apparition de la source. Ce phénomène devrait se produire à chaque apparition de la source, ainsi que le phénomène symétrique à chaque disparition (i.e. la disparition progressive des SED à des fréquences croissantes, de f_p à 40 MHz, quand θ passe de 0° à 90°). Le fait que l'on observe cet effet seulement au début de l'épisode centré sur la rencontre vient du fait que, la source des SED ayant une période de révolution de 10h09mn (pour V1), la durée d'une apparition (resp. disparition) complète de la source n'est que d'environ 20mn pour un observateur fixe, ce qui correspond à une dérive en fréquence $> 1.5 \text{ MHz.mn}^{-1}$. Du fait de la relative rareté des SED, une dérive de cet ordre n'est pas discernable sur les spectres dynamiques. Toutefois, au début de l'épisode centré sur la rencontre, le mouvement de la sonde compensait presque la rotation de Saturne. Aussi, la source des SED a-t-elle mis un temps beaucoup plus grand à apparaître au limbe de la planète (3-4 heures), ce qui correspond à une dérive en fréquence de 0.2 MHz.mn^{-1} , cette fois parfaitement observable. A la fin de cet

épisode, V1 était déjà redevenu un observateur presque fixe en temps local par rapport à Saturne. Ces deux caractéristiques de l'émission SED, difficilement explicables dans le cadre d'une source située dans les anneaux, constituent des arguments importants en faveur d'une source atmosphérique.

III.1 - Modèle géométrique de l'émission SED.

Dans l'espoir de trancher définitivement entre les 2 hypothèses, nous avons étudié en détail la distribution d'intensité des SED en fonction du temps sur une période d'environ 3 jours autour de la rencontre V1 (figure 19). La présence d'un seuil de détection fixe introduit un biais systématique qui nous empêche d'étudier la variation temporelle de l'intensité moyenne des SED. Aussi avons nous étudié les variations de l'intensité maximum des SED en fonction du temps (et de la distance sonde-planète), c'est-à-dire, en pratique, l'enveloppe de la distribution de la figure 19. La détermination précise de cette enveloppe, que nous avons superposée à la distribution elle-même sur la figure 19, est détaillée dans l'article 3 (section 2) en annexe. Pour la suite, nous avons fixé la valeur 0 dB égale au seuil de détection des SED. La variation globale en $1/R^2$ de l'enveloppe de la distribution d'intensité des SED est évidente sur la figure 19.

Nous avons calculé les variations temporelles de l'intensité des SED qui seraient détectés par l'expérience PRA de V1 pendant la période de ~ 3 jours étudiée, en faisant l'hypothèse d'une source équatoriale située à la distance R_0 du centre de Saturne, de largeur angulaire L (en longitude), en révolution autour de Saturne avec une période de 10h09mn et occultée par la planète à chaque révolution. Notre modèle est purement géométrique et nous supposons que la source est isotrope et que la propagation des ondes radio de la source aux antennes PRA est rectiligne, i.e. non affectée par la réfraction. Cette dernière hypothèse est justifiée sauf quand la source est observée au limbe de la planète, mais ces occasions couvrent des durées très courtes (quelques minutes) devant la



1980

Figure 19 : Distribution des intensités des SED en fonction du temps et de la distance à Saturne, corrigée des effets instrumentaux autour de la rencontre V1-Saturne. La détermination de l'enveloppe de cette distribution, i.e. les variations de l'intensité maximum reçue, est expliquée dans le texte. Il y a un trou dans les données ("data-gap") dans chacun des deux derniers épisodes.

durée des épisodes sauf au début de la rencontre où le mouvement de la sonde accompagne la rotation de la planète.

A l'instant t, la distance d de la sonde au point médian M de la source des SED est :

$$(1) \quad d = \left(R_0^2 + R^2 - 2 \cdot R \cdot R_0 \cdot \cos(\ell) \cdot \cos \left[\frac{2\pi}{T} (t - t_0) + H_0 - H \right] \right)^{1/2}$$

où R0 = distance de la source des SED au centre de Saturne,

T = période de révolution de la source des SED = 10h09mn,

H0, t0 = paramètres de phase, H0 étant la position en temps local de la source au temps t0 (nous avons pris : t0 = jour 318.00 de l'année 1980),

R = distance de V1 au centre de la planète,

H, l = position en temps local, et latitude de la sonde par rapport à Saturne.

Ces notations sont illustrées par la figure 20 qui représente la géométrie du problème en projection sur le plan équatorial de Saturne à la rencontre (t = 318.00). La distance de la sonde à un point quelconque de la source, séparé de

ΔL du point médian M est :

$$(2) \quad D = \left(R_0^2 + R^2 - 2 \cdot R \cdot R_0 \cdot \cos(\ell) \cdot \cos \left(\frac{2\pi}{T} (t - t_0) + H_0 - H + \Delta L \right) \right)^{1/2}$$

Aussi, si P est la puissance spectrale maximale émise par chaque point de la source, l'intensité maximum S recue par V1 en provenance d'une source de largeur L est :

$$(3) \quad S = \underset{\Delta L = -\frac{L}{2}, +\frac{L}{2}}{\text{Max.}} \left(P / 4\pi D^2 \right)$$

ou encore :

$$(4) \quad \log(S) = \log(P) - \log(4\pi) - 2 \cdot \underset{\Delta L = -\frac{L}{2}, +\frac{L}{2}}{\text{Min.}} \log(D)$$

En combinant aux équations (2) et (4) les occultations de la source par la planète, nous obtenons un modèle géométrique de l'enveloppe de la distribution d'intensité des SED en fonction du temps. Les paramètres indépendants sont : R0 qui dans notre cas peut valoir 1 ou 1.8 Rs (source dans l'atmosphère ou l'anneau B), log(P) qui translate verticalement la courbe calculée, H0 et L.

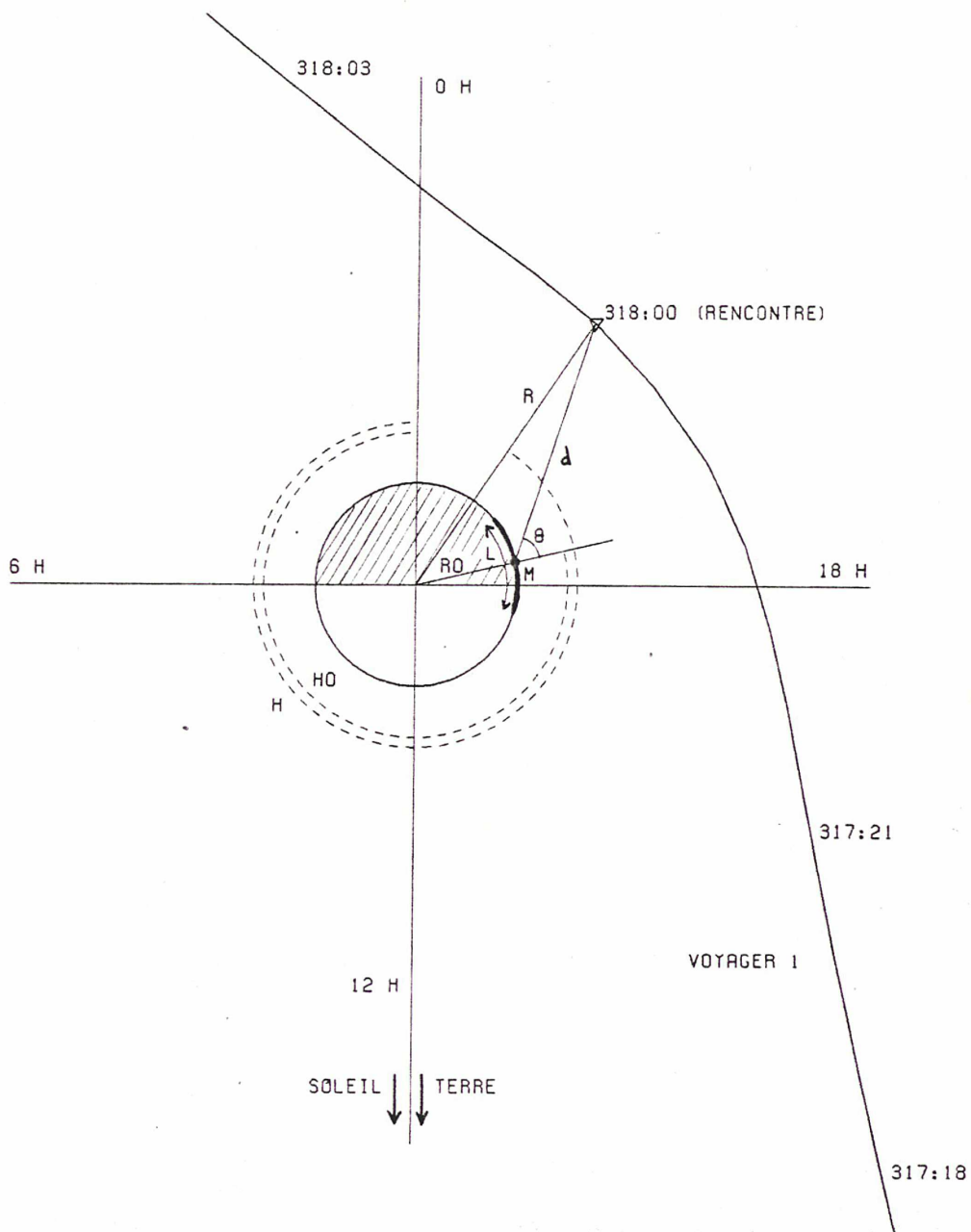


Figure 20 : Configuration géométrique à la rencontre V1-Saturne, en projection sur le plan équatorial de Saturne (pôle Nord vers le haut). M est le point médian de la source des SED de 55° de largeur angulaire, située à $1 R_s$ du centre de la planète. Les paramètres notés sur cette figure sont ceux utilisés dans le texte.

Les figures 21 a et b montrent les meilleurs ajustements réalisés entre les observations et le modèle pour les 2 valeurs possibles de R_0 .

- Pour $R_0 = 1 R_s$, on trouve : $H_0 = 283^\circ \pm 3^\circ = 18h52mn \pm 12mn$ (pour $t_0 = 318.00$) et $L = 55^\circ \pm 5^\circ$. Avec notre choix du niveau 0 dB, la valeur correspondante de P ($10 \cdot \log(P)$) est 27.7 dB. La valeur réelle de P peut être tirée de la section II.3 (300 à 500 W.Hz⁻¹).

- Pour $R_0 = 1.8 R_s$, le meilleur ajustement est obtenu pour les mêmes valeurs de H_0 et P , mais $L = 0^\circ$ (source ponctuelle).

La comparaison de ces 2 figures suggère fortement que la source des SED se trouve dans l'atmosphère de Saturne. En effet, pour une source dans l'anneau B, les courbes expérimentales et théoriques sont en désaccord non seulement en ce qui concerne les occultations, mais aussi en ce qui concerne les valeurs de l'intensité maximum reçue près de la rencontre comme on peut le voir sur la figure 21b (loin de la rencontre, la différence entre les 2 valeurs de R_0 devient négligeable devant R). Avec une source non ponctuelle, le désaccord entre les deux courbes augmente encore.

Nous obtenons donc de très fortes présomptions en faveur d'une source des SED située dans l'atmosphère équatoriale de Saturne, de largeur angulaire longitudinale 55° , et dont la position moyenne en temps local était : $283^\circ \pm 3^\circ$ (18h52mn \pm 12mn) le 13/11/1980 à 0h. Elle est probablement constituée d'un système orageux étendu, dont l'extension en latitude est faible du fait de la détermination relativement précise de la période de révolution de la source. Une période de 10h09mn \pm 5mn correspond, d'après les profils de vitesse des nuages (c.f. figure 22), à une zone de 4° de large centrée à la latitude $+2^\circ$. Ces résultats vont, dans la section suivante, connaître une confirmation supplémentaire tout en nous permettant de déterminer le lobe d'émission de la source des SED et d'en déduire des résultats très intéressants sur l'ionosphère équatoriale de la planète.

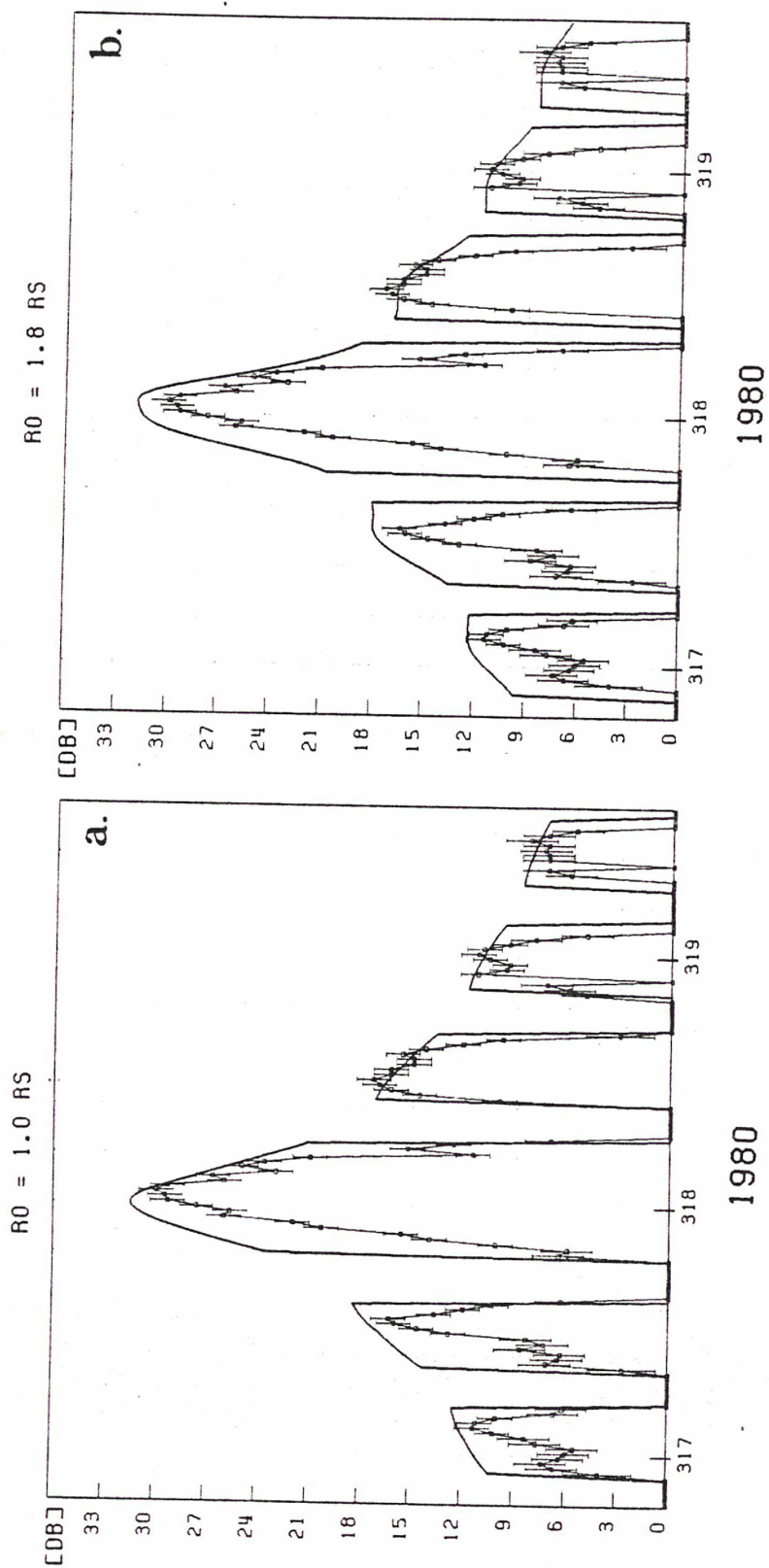


Figure 21 : Meilleurs ajustements des variations temporelles observées et calculées de l'intensité maximum des SED: (a) pour $R0=1 \text{ Rs}$ et (b) pour $R0=1.8 \text{ Rs}$, confirmant la localisation de la source des SED dans l'atmosphère équatoriale de Saturne.

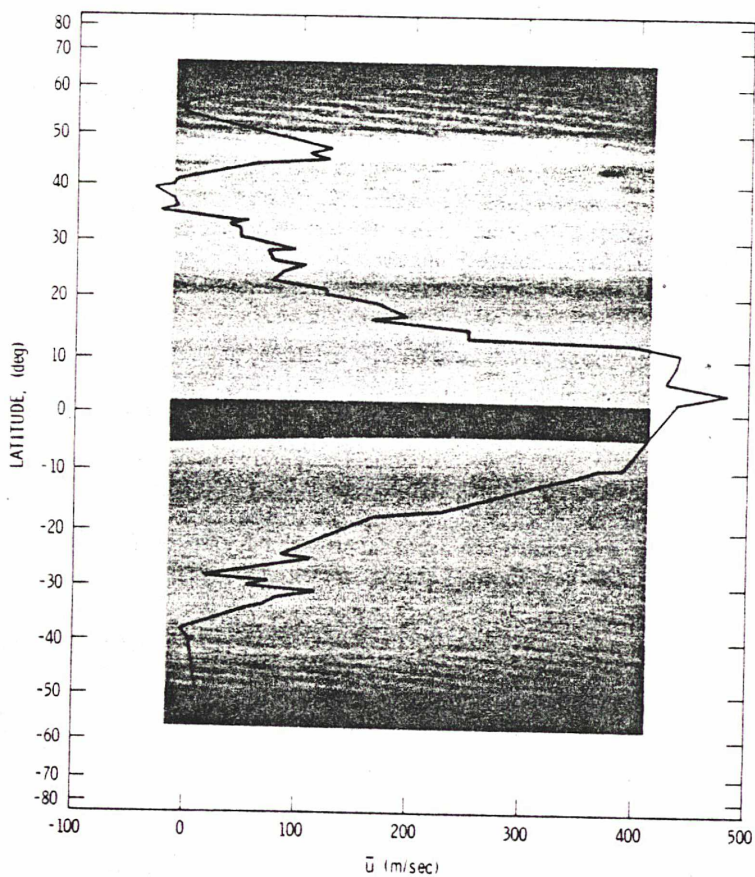


Figure 22 (d'après Smith et al., (1981)) : Profil de la vitesse \bar{u} des vents, mesurée par rapport à la période de rotation radio de Saturne de 10h39.4mn. Ce profil est superposé à une photo de l'atmosphère. La bande sombre à l'équateur est due à l'ombre projetée par les anneaux. Les vents étant dans la même direction que la rotation de Saturne, les nuages sont en super-rotation par rapport à la planète.

III.2 - Directivité de l'émission SED.

Sur la figure 21a, on peut remarquer que l'accord entre le modèle et la courbe expérimentale est très bon après la rencontre (sauf aux extrémités des épisodes), tandis qu'avant la rencontre, il y a une différence systématique entre les valeurs mesurées et calculées de l'intensité des SED. En effet, pendant la première moitié des épisodes précédant la rencontre, et au début de celui centré sur la rencontre, l'intensité effectivement détectée par V1 est environ 6 dB plus faible que celle calculée à l'aide du modèle géométrique. Cette différence atteint plus de 10 dB aux basses fréquences (< 10 MHz), mais n'est que d'environ 3 dB aux hautes fréquences (> 30 MHz). Durant la seconde moitié de ces épisodes, la différence entre les 2 courbes n'est que de 1 dB (hautes fréquences) à 3 dB (basses fréquences).

Nous avons tenté d'expliquer ces caractéristiques étonnantes. Tout d'abord, il est très irréaliste d'invoquer un changement soudain du lobe d'émission de la source des SED, précisément lors de la rencontre V1-Saturne, pour expliquer la différence entre les épisodes précédant et suivant la rencontre. De plus, la forme des épisodes précédant la rencontre requerrait un lobe d'émission très exotique et asymétrique. Cette forme est tout à fait comparable aux "doubles pics" exhibés par les épisodes précédant la rencontre V1 sur le diagramme d'occurrence des SED (figure 4), et dont l'origine est encore inexpliquée. Les précédents auteurs proposaient une explication possible des doubles pics par l'existence de 2 sources de SED dont les périodicités seraient légèrement différentes, la plus rapide "rattrapant" l'autre. Cette hypothèse n'a toutefois jamais été confirmée, et elle impliquerait trop de contraintes pour l'explication de nos observations: les 2 sources devraient émettre des puissances différentes (l'une faible et l'autre intense), dans des lobes très directifs de manière à ce que l'émission plus intense ne couvre pas la plus faible. De plus, le changement intervenant à partir de la rencontre dans la forme des épisodes impliquerait une expansion longitudinale de la source intense et une disparition

de l'autre, car la distribution des intensités des SED après la rencontre ne révèle pas d'excès d'évènements faibles (c.f. article 3, figure 3, en annexe), ce qui devrait pourtant être le cas si 2 distributions étaient superposées. Nous avons également vérifié que les variations de la géométrie d'observation dues au mouvement de la sonde durant un épisode ne pouvaient pas être responsables des caractéristiques observées: sauf pour l'épisode centré sur la rencontre, la latitude de la sonde au-dessus du plan équatorial de Saturne et sa position en temps local ne changent pas significativement durant un épisode. Aussi en avons nous déduit que la différence entre les intensités calculées et mesurées, et son évolution pendant la période étudiée, doivent être dues à la propagation des ondes radio de la source aux antennes PRA à travers l'ionosphère équatoriale de Saturne, dont les paramètres caractéristiques sont les seuls à avoir significativement changé après la rencontre. Nous allons, dans la section suivante, développer ce résultat et en tirer des implications importantes sur l'ionosphère équatoriale de Saturne, mais il nous permet tout d'abord de déterminer le lobe d'émission de la source des SED.

Après la rencontre, nous avons montré plus haut que les SED ont souvent été détectés au-dessous de 100 KHz, et quelquefois à des fréquences aussi basses que 20 KHz. Puisque les ondes radio ne peuvent pas se propager à une fréquence inférieure à la fréquence de plasma f_p locale, ces valeurs représentent une limite supérieure à la valeur de f_p sur le trajet de ces ondes, et impliquent donc une densité électronique de 5 à 100 cm^{-3} , au moins dans certaines zones de l'ionosphère nocturne de Saturne. En effet, la relative rareté des SED détectés au dessous de 100 KHz (c.f. figure 15) ne nous permet pas d'affirmer que la densité électronique est aussi faible que 5-100 cm^{-3} dans toute l'ionosphère nocturne. Néanmoins, ces valeurs donnent un ordre de grandeur de la densité électronique moyenne dans cette partie de l'ionosphère ($N_e < \text{quelques centaines de } \text{cm}^{-3}$). En conséquence, les SED détectés après la rencontre dans la bande haute du récepteur PRA (à des fréquences $> 1 \text{ MHz} \gg f_p$) ne sont pas affectés par leur propagation jusqu'à la sonde, à travers l'ionosphère nocturne de Saturne. Nous pouvons donc, à partir de la seconde moitié de la figure 21a (après la

rencontre), déduire le lobe d'émission des SED, qui est le seul paramètre à ne pas avoir été pris en compte dans notre modèle.

Pour ce faire, nous avons déterminé pour chacun des 3 épisodes suivant la rencontre la différence (en dB) entre les courbes expérimentale et calculée, que nous avons reportée en coordonnées polaires (M, θ) sur la figure 23. Nous obtenons ainsi le lobe d'émission de la source des SED, ou plus précisément sa projection le long de la trajectoire de V1. Comme on pouvait s'y attendre en examinant la figure 21a, ce lobe est presque isotrope sur le demi-espace extérieur à la planète, sauf pour les valeurs élevées de θ ($\theta > 70^\circ$). Ce résultat est en accord avec la sporadicité de l'émission SED. Il apporte un argument expérimental en faveur de l'hypothèse, toujours faite implicitement dans la littérature, de l'isotropie de l'émission radio associée aux éclairs d'orages, notamment terrestres.

III.3 - Implications ionosphériques.

Ce résultat nous permet maintenant d'expliquer la forme des épisodes précédant la rencontre en termes de propagation ionosphérique. L'ionosphère a deux principaux effets sur la propagation des ondes radio :

- La réfraction (réflexion) des ondes de fréquence inférieure à $f_p / \cos(\theta)$, où θ est l'angle que fait la direction de l'onde incidente avec la normale à l'ionosphère (c.f. figure 20), et f_p est la fréquence de plasma locale. On a la relation $f_p(\text{KHz}) = 9 \cdot (N_e)^{1/2}$, où $N_e(\text{cm}^{-3})$ est la densité électronique locale.
- L'absorption (atténuation) des ondes de fréquence supérieure à la fréquence de coupure ci-dessus, qui se propagent à travers l'ionosphère. L'absorption augmente avec la densité électronique N_e .

L'enveloppe de la figure 19 a été obtenue en tenant compte des SED apparaissant à toutes les fréquences entre 1 et 40 MHz. Comme le spectre des SED est plat dans cette gamme de fréquences, le fait que les SED détectés pendant la

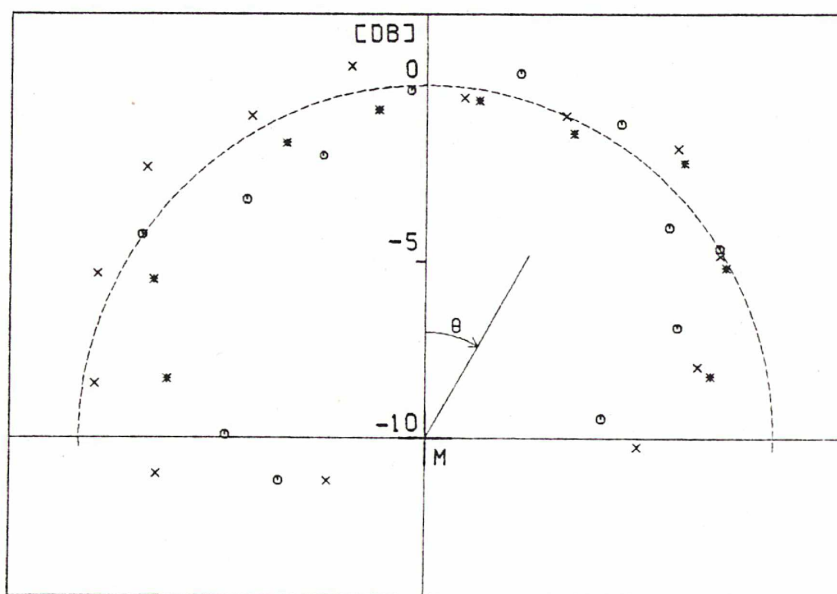


Figure 23 : Lobe d'émission de la source des SED dérivé des 3 épisodes suivant la rencontre. Les symboles utilisés sont respectivement x, o et * pour le premier, second et troisième épisode. La courbe en pointillés représente le lobe d'émission d'une source isotrope. M et θ sont, comme sur la figure 20, le point médian de la source et l'angle entre la direction de V1 (vue de la source) et la normale à la source en M (rayon vecteur).

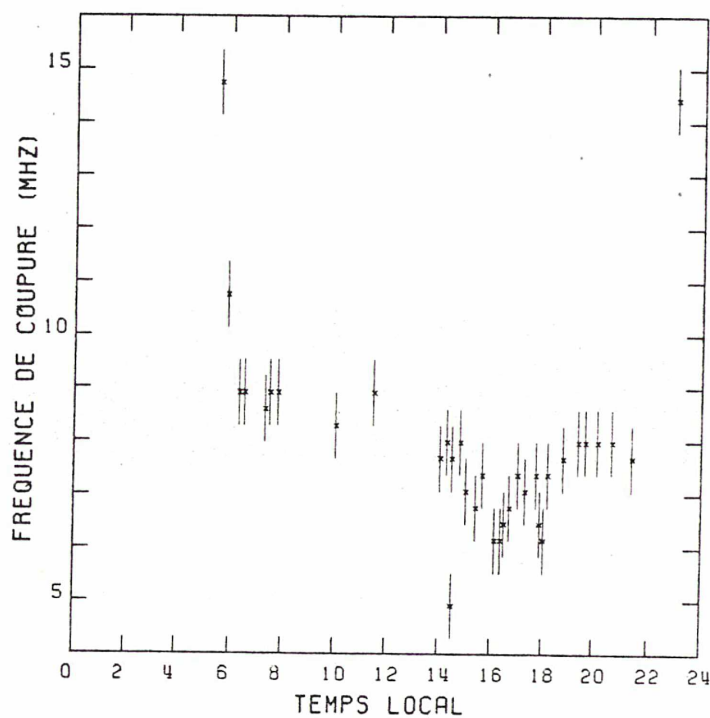


Figure 24 : Coupure basse fréquence observée pendant l'épisode précédant la rencontre, en fonction de la position de la source en temps local. Les barres d'erreur représentent ± 300 KHz, ce qui correspond à l'espacement de deux canaux adjacents dans la bande haute du récepteur PRA.

première moitié des épisodes précédant la rencontre aient une intensité plus faible que ceux apparaissant dans la seconde moitié de ces épisodes ne peut pas être dû à un effet de coupure. En effet, les SED apparaissant aux hautes fréquences (30-40 MHz) ne devraient pas être affectés par cette coupure, et donc l'intensité maximum détectée devrait rester la même durant tout l'épisode. La forme des épisodes précédant la rencontre résulte donc certainement d'un effet d'absorption. Cela implique un premier résultat qualitatif : la densité électronique ionosphérique doit être plus élevée dans la région sous laquelle passe la source des SED pendant la première moitié de ces épisodes (région 1) que dans la région "sondée" pendant la deuxième moitié de ces épisodes (région 2). D'après les valeurs de H_0 , t_0 et T déterminées dans la section III.1, ces régions correspondent respectivement à 6h-12h30mn TL (temps local) et 14h30mn-18h30mn TL avec une zone de transition entre 12h30mn et 14h30mn TL. Ce résultat qualitatif va dans le même sens les mesures de l'expérience "Radio Science" de Voyager qui, bien qu'effectuées à latitude non nulle, ont déterminé des valeurs plus élevées du pic de densité électronique ionosphérique un peu avant l'aube (lors de l'émission de V_1 et V_2 de l'ombre de Saturne : $N_e = 1.6 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ et $2.3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ respectivement) qu'au début de la nuit (immersion V_2 , $N_e = 6 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$) (Tyler et al., 1981, 1982).

Dans le but d'obtenir des valeurs quantitatives de ces densités électroniques, nous avons examiné les variations temporelles fines de la coupure basse fréquence (que nous situons globalement à 6 MHz) durant l'épisode juste avant la rencontre (qui contient beaucoup plus d'évènements et donc est moins bruité que le précédent). La fréquence de coupure observée est tracée sur la figure 24 en fonction de la position de la source des SED en temps local, et confirme nos conclusions qualitatives précédentes. La fréquence de coupure dans la région 1 déterminée ci-dessus est en effet plus élevée que dans la région 2. Les valeurs très élevées de cette coupure ($> 15 \text{ MHz}$) aux bords de l'épisode sont obtenues quand la source est vue au limbe de la planète par V_1 ($\theta > 90^\circ$). Elles s'expliquent par le fait que la fréquence de coupure f_c s'exprime en fonction de la fréquence de plasma f_p et de l'angle d'incidence θ par : $f_c = f_p / \cos(\theta)$.

Entre 8h et 18h TL, $\cos(\theta) \simeq 1$, donc les valeurs de Ne que nous tirons de la figure 24 sont :

- $N_e = 9 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ dans la région 1 (où $f_c = 8.6 \text{ MHz}$) et
- $N_e = 4.5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ dans la région 2 (où $f_c = 6.1 \text{ MHz}$).

Ces valeurs de Ne sont beaucoup plus élevées que celles mesurées par l'expérience "Radio Science" (d'un facteur 50 environ), bien que dans un rapport identique, mais celles-ci ont été obtenues avant l'aube et au crépuscule local, et à des latitudes élevées (U1 a mesuré le profil d'ionisation de l'ionosphère à des latitudes polaires Sud, tandis que U2 avait une latitude de 36.5°N à l'immersion et 31°S à l'émersion). On peut s'attendre pour l'ionosphère de Saturne à des variations diurnes très importantes de la densité électronique, comme dans le cas de la Terre (Davies, 1965), et donc à une valeur beaucoup plus élevée près de 12h TL qu'aux terminateurs où ont été faites les mesures. De plus, les variations de la densité électronique avec la latitude peuvent être très importantes, comme c'est le cas pour Jupiter (Eshleman et al., 1979). Nos valeurs de Ne sont donc tout à fait plausibles, et de plus compatibles avec les prévisions découlant du modèle théorique d'une ionosphère saturnienne contrôlée par le rayonnement EUV (extrême ultra violet) par Atreya and Waite (1981).

Pour tester notre hypothèse, nous avons calculé avec les valeurs de Ne déterminées ci-dessus l'atténuation entre 10 et 40 MHz (au-dessus des fréquences de coupure) résultant des collisions des électrons avec les ions et les molécules dans l'ionosphère de Saturne (absorption non-déviative). Nos calculs sont détaillés dans l'appendice. Nous avons ainsi obtenu les courbes d'atténuation de la figure 25. Du côté nuit, en prenant $N_e = 100 \text{ cm}^{-3}$, l'atténuation est négligeable comme nous l'avons supposé plus haut, même pour des fréquences de l'ordre de 100 KHz. Du côté jour, au-dessus de 15 MHz, les valeurs calculées de l'atténuation sont compatibles avec celles observées : de -3 à -10 dB (selon la fréquence) dans la région 1, et de -1 à -3 dB dans la région 2. Au-dessous d'environ 15 MHz, les valeurs d'atténuation calculées sont plus élevées que les observations, mais restent du même ordre de grandeur. Nous constatons donc que des calculs d'absorption ionosphérique simples permettent de rendre compte

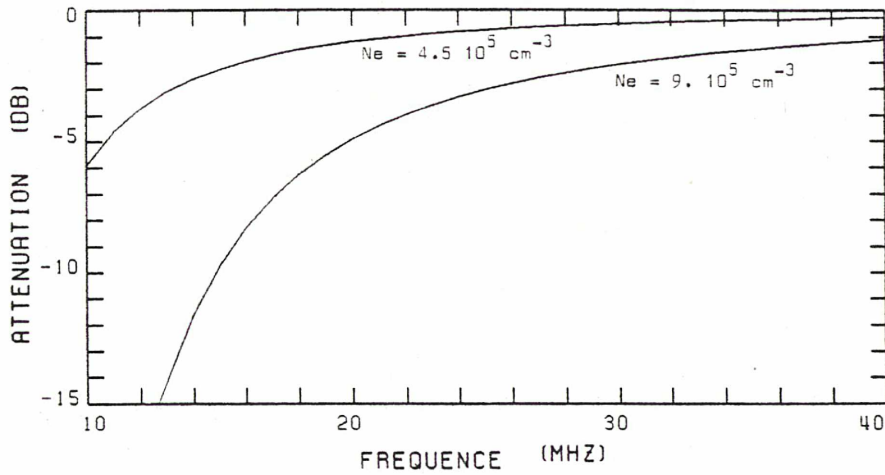


Figure 25 : Courbes d'absorption calculées pour des valeurs de la densité électronique $Ne=4,5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ et $Ne=9 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$. Les calculs sont détaillés dans l'appendice.

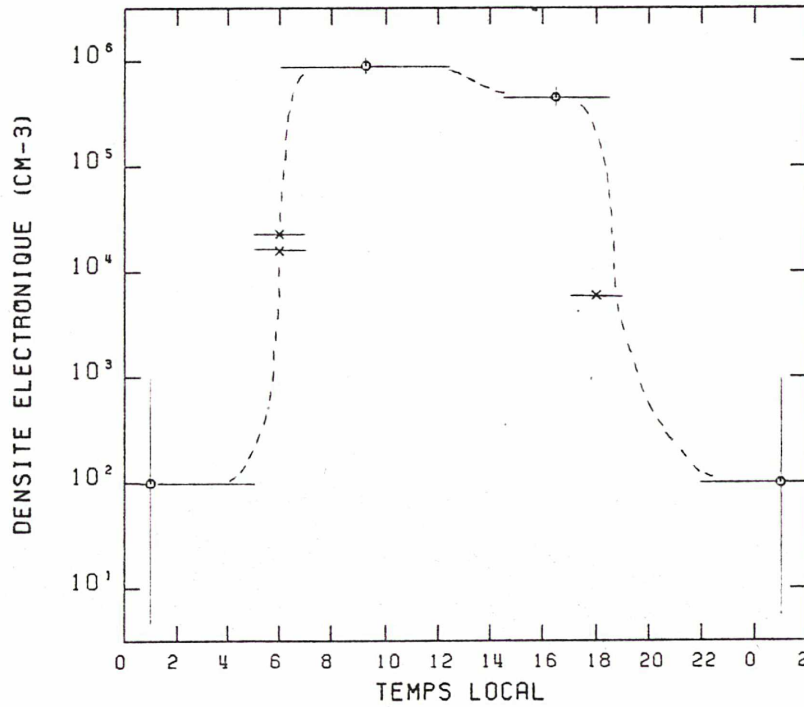


Figure 26 : Représentation schématique des variations diurnes de la densité électronique dans l'ionosphère équatoriale de Saturne. Les valeurs déterminées par l'étude des SED (○) sont tracées conjointement aux mesures effectuées par les sondes Voyager (×) au limbe de la planète. Les barres d'erreur verticales, côté jour, proviennent de celles de la figure 24. La détermination de l'incertitude sur la valeur de la densité électronique côté nuit est discutée dans le texte. Les barres horizontales représentent les intervalles de validité de nos résultats en temps local.

correctement de l'atténuation subie par les SED traversant cette ionosphère, et donc d'expliquer la forme des épisodes précédant la rencontre. Cela nous permet en outre de confirmer les résultats suggérés par la figure 24 pour les variations diurnes de la densité électronique dans l'ionosphère équatoriale de Saturne :

- $N_e = 9 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ côté matin (6h à 12h30mn TL),
- $N_e = 4.5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ côté après-midi (14h30mn à 18h30mn TL), et
- $N_e = 5-100 \text{ cm}^{-3}$ dans certaines zones de l'ionosphère nocturne (22h à 5h TL). La limite supérieure que nous avons estimée plus haut pour N_e dans cette partie de l'ionosphère ($N_e < 10^3 \text{ cm}^{-3}$) est justifiée par le fait que dans le cas contraire, l'absorption deviendrait sensible pour les plus basses fréquences de la bande haute ($\sim 1 \text{ MHz}$), même du côté nuit.

Les variations diurnes de la densité électronique dans l'ionosphère de Saturne s'étalent donc sur plus de deux ordres de grandeur, la transition région 1-région 2 (côté jour) étant progressive, mais les transitions jour-nuit et inversement étant très rapides. Ce comportement est comparable à celui des couches E et F1 de l'ionosphère terrestre (Davies, 1965). Nous avons représenté schématiquement ces résultats sur la figure 26, en y ajoutant les mesures effectuées par V1 et V2 (Tyler et al., 1981, 1982).

Nous avons également examiné les données PRA recueillies par V2. Quoique qualitativement en accord avec les résultats ci-dessus, il n'a pas été possible de réaliser la même étude quantitative à cause du faible nombre d'évènements observés. Leur plus grande rareté et les fluctuations importantes de leur diagramme d'occurrence et de leur distribution d'intensité ne permettent en effet pas d'obtenir une enveloppe de cette distribution comme pour la figure 19. Néanmoins, cette variabilité même nous permettra de faire quelques spéculations sur l'apparition et la durée de vie des orages saturniens dans le chapitre suivant.

IV - DISCUSSION.

Nous allons, dans ce chapitre, faire le bilan des résultats obtenus sur les SED, dans un double but :

- confirmer de manière définitive la localisation de la source des SED dans l'atmosphère équatoriale de Saturne,
- comparer les caractéristiques des SED avec celles des autres éclairs d'orages planétaires. Pour ces comparaisons, nous nous sommes principalement référés à Burns et al. (1983), ainsi qu'aux travaux cités dans cet article. Ce bilan est présenté de manière synthétique dans le tableau A, que nous allons brièvement commenter.

(1) Comme nous l'avons vu plus haut, la périodicité de l'occurrence des SED peut s'expliquer de deux manières :

- par une source (éclairs d'orages) dans l'atmosphère équatoriale de Saturne. En effet, la vitesse V des nuages, déterminée par les sondes Voyager, est de l'ordre de 500 m.s^{-1} , et s'effectue dans le même sens que la rotation de Saturne, de période $T=10\text{h}39.4\text{mn}$. La période globale de révolution des nuages pour un observateur fixe est donc :

$$\left(\frac{1}{T} + \frac{V}{2\pi R_s} \right)^{-1} = 10\text{h}08\text{mn}.$$

Cette période est donc compatible avec celle de l'occurrence des SED (quoique dans le cas de V_2 , une période de $10\text{h}00\text{mn}$ nécessite une vitesse des nuages de l'ordre de 600 m.s^{-1} , donc un peu plus élevée que celle observée).

- par une source dans l'anneau B, située à une distance $R_0=1.80 R_s$ du centre de Saturne, où la période de révolution Keplerienne est égale à $10\text{h}09\text{mn}$ (rencontre V_1 -Saturne).

$$T = \frac{2\pi R_0^{3/2}}{(G \cdot M_s)^{1/2}}$$

(M_s = Masse de Saturne = $5.686 \cdot 10^{26} \text{ kg}$)

Si on assimile cette source à un objet (satellite) dont les collisions avec les particules environnantes produisent les décharges observées (le mécanisme restant encore à expliquer), la période plus courte observée pendant la rencontre

	PROPRIETE OBSERVEE	SOURCE ATMOSPHERIQUE	SOURCE DANS L'ANNEAU B
(1)	Périodicité d'occurrence des SED: 10h09mn pour V1, 10h00mn pour V2.	Période de super-rotation des nuages équatoriaux.	Période Keplerienne à 1.8 Rs.
(2)	Regroupement des SED en épisodes distincts.	Diagramme d'occultation d'une source de 55° de large.	Emission nécessairement (*) directive.
(3)	Occurrence variable dans les épisodes.	Groupes d'orages localisés.	Distribution angulaire non uniforme de particules dans l'anneau B.
(4)	Existence de quelques événements entre les épisodes	Orages isolés.	?
(5)	Distribution Poissonnienne de l'occurrence des SED.	Occurrence d'éclairs d'orages intra-nuages.	Décharges par collisions entre un satellite et les particules de l'anneau B.
(6)	Durée 30-450 ms, durée élémentaire < 1 ms.	Similaire à celle des éclairs terrestres et planétaires	?
(7)	Taille de la radio source instantanée < 42 km.	O.K.	O.K.
(8)	Distribution exponentielle de la durée des SED, de paramètre 45 ms. Moyenne = 57 ms.	Distribution Log-normale pour les éclairs terrestres. Moyenne = 230 ms.	?
(9)	Spectre large, plat de < 1 à 40 MHz, puis décroît au moins en f ⁻² au delà.	Compatible avec des éclairs d'orages, mais pour la Terre, décroissance en f ⁻² à partir de 5-100 KHz.	Spectre large pour une décharge dans le vide. (*)
(10)	SED non polarisés	Eclairs.	Décharges.
(11)	Coupe BF après la rencontre : 20 - 100 KHz.	Faible Ne dans l'ionosphère de Saturne du côté nuit	Absence de plasma ionisé proche des anneaux ?
(12)	Coupe BF avant la rencontre : 6 MHz.	Forte Ne (>10 ⁵ cm ⁻³) du côté jour.	?
(13)	Dérive en fréquence de l'apparition des SED à la rencontre V1.	Apparition de la source des SED au limbe de Saturne à la rencontre V1.	Lobe d'émission nécessairement chromatique. (*)

(14)	Assymétrie de l'occurrence des SED avant et après la rencontre V1.	Absorption ionosphérique plus faible du coté nuit que du coté jour.	?
(15)	Episodes doubles avant la rencontre V1-Saturne.	Absorption ionosphérique. Ne coté matin > Ne coté après-midi.	?
(16)	Lobe d'émission quasi-isotrope.	Idem ? éclairs terrestres.	Décharge électrostatique dans le vide. (*)
(17)	Puissance instantanée : 2-4 10^9 W à plus de 10^{10} W.	> éclairs planétaires sauf si l'émission se fait surtout dans le domaine radio.	?
(18)	Variabilité des caractéristiques des SED entre les 2 rencontres.	Etalement du système d'orages ?	?

(*) Conditions incompatibles.

Tableau A : Bilan comparatif des caractéristiques des SED, dans le cadre des deux localisations possibles de la source d'émission.

V2-Saturne, et correspondant à une distance de 1.78 Rs entre la source des SED et le centre de Saturne, pourrait s'expliquer par une diminution de l'énergie potentielle gravitationnelle de la source des SED, par suite des collisions ci-dessus (analogue à une "viscosité" de l'anneau B dans lequel se déplace la source).

Cette dernière hypothèse s'est vue renforcée par la découverte durant une occultation stellaire, grâce aux données de l'expérience de photopolarimétrie de V2, d'un anneaulet (150 m de large) de faible épaisseur optique ($\tau < 0.5$) dans l'anneau B, dense par ailleurs ($\tau > 1.8$) (Evans et al., 1982, 1983). Néanmoins, la recherche d'une confirmation de ce fait dans les données du spectromètre U.V. de V2 a donné un résultat négatif, bien qu'on eût dû observer un signal à 3σ , à la position présumée de l'annelet mince. De plus, cet anneaulet n'a pas été détecté par les expériences analogues à bord de V1, et sa position (à 1.81 Rs du centre) ne coïncide pas avec celle que nous avons déduite de la période d'occurrence des SED observés par V2 (1.78 Rs). Cette différence de 0.03 Rs = 1800 km est très supérieure à la précision des mesures du photopolarimètre, et donc tout à fait significative.

(2) Comme nous l'avons vu au chapitre précédent (figure 22), la répartition des SED en épisodes distincts s'explique parfaitement par les occultations d'une source atmosphérique équatoriale quasi isotrope d'environ 55° d'étendue longitudinale. L'émission d'une source dans les anneaux devrait nécessairement être directive pour satisfaire à cette condition.

(3) L'occurrence variable des SED pendant les épisodes peut s'expliquer par le fait que la source des SED est constituée d'un groupe d'orages localisés, dont l'émission globale subit donc des fluctuations statistiques, ou par le fait que la distribution angulaire des particules dans l'anneau B n'est pas uniforme, et induit donc des fluctuations dans le taux des collisions.

(4) On observe (figures 4, 9 et 17) que quelques rares SED sont détectés entre

les épisodes. Nous avons vérifié que ces événements ne sont pas des parasites. Leur présence peut s'expliquer par l'existence d'orages isolés, éventuellement à des latitudes non nulles, en dehors du système d'orages principal constituant ce que nous avons appelé la "source" des SED. Dans l'hypothèse d'une source ponctuelle dans les anneaux, la présence de ces événements inter-épisodes est beaucoup plus difficilement explicable.

(5) La distribution Poissonnienne du taux d'occurrence des SED était avancée par Evans et al. (1983) comme un argument en faveur d'une source dans les anneaux, car elle traduit l'occurrence répétée d'un processus de probabilité constante (collisions satellite-particules). Cet argument est tout aussi applicable à l'occurrence d'éclairs d'orages (intra-nuages) dans l'atmosphère de Saturne. Notons que si on considère un système d'orages équatoriaux de $55^\circ \times 4^\circ$, le taux d'occurrence observé est alors comparable à celui des éclairs les plus intenses ("superbolts") détectés sur la Terre et sur Jupiter : $10^{-2} - 10^{-3} \text{ km}^{-2} \cdot \text{année}^{-1}$.

(6) La durée des SED varie de 30 à 450 ms (moyenne 57 ms). Elle est comparable à celle des autres éclairs d'orages planétaires : ~ 250 ms pour les décharges intra-nuages de la Terre et Vénus. Pour Jupiter, les éclairs ont été étudiés à partir de photos prises avec des longs temps de pose (≈ 30 s), ne donnant donc pas d'information sur leur durée. La structure temporelle fine des SED, constitués d'impulsions de quelques centaines de μs , correspond elle aussi à celle des éclairs terrestres qui sont constitués d'impulsions de 300-1000 μs .

(7) La limite supérieure de 42 km sur la taille de la source instantanée d'un SED, imposée par ces variations rapides de l'intensité émise, n'est contraignante pour aucune des deux interprétations possibles.

(8) La distribution exponentielle du nombre N de SED de durée d , se traduisant par la loi :

$$N = N_0 \cdot e^{-d/d_0}$$

de paramètre $d_0 = 45$ ms, est différente de celle des décharges terrestres se

produisant entre le sol et l'atmosphère. Cette dernière est une distribution log-normale :

$$N(\log(d)) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\log d - \log d_0)^2}{2 \cdot \sigma^2} \right]$$

Néanmoins, pour Saturne, les décharges ont certainement lieu dans ou entre les nuages, ce qui, avec la composition chimique et la dynamique différentes de son atmosphère, pourrait expliquer cette différence.

(9) Le spectre large des SED est compatible avec les deux localisations possibles de la source. Mais, tandis que le spectre des émissions radio associés aux éclairs terrestres culmine vers 5-100 KHz, puis décroît en f^{-2} , celui des SED ne décroît qu'au delà de 40 MHz.

(10) L'absence de polarisation des SED est compatible avec les deux phénomènes de décharges invoqués.

(11-16) Si la limite basses fréquences des SED après la rencontre (20-100 KHz) est compatible avec l'absence probable de plasma ionisé aux environs des anneaux, les caractéristiques (12-15) de l'émission SED ne peuvent être expliquées simplement que par les effets de coupure, de réfraction et d'absorption de l'ionosphère saturnienne sur les ondes radio provenant d'une source atmosphérique. La tentative d'explication de certaines de ces caractéristiques par une source dans les anneaux nécessiterait une source non seulement directive, mais présentant de plus un lobe chromatique. Ces contraintes sont tout à fait irréalistes pour des décharges supposées avoir lieu dans le vide ou dans un milieu raréfié. Elles sont de plus totalement incompatibles avec la quasi-isotropie que nous avons déterminée pour l'émission SED (16).

(17) La puissance instantanée déterminée pour les sursauts SED est de 2 à $4 \cdot 10^9$ W en moyenne ($< 10^8$ W à $> 10^{10}$ W). Cette puissance est émise pendant des sursauts de durée moyenne 57 ms (30 à 450 ms). L'énergie libérée durant un sursaut est donc de l'ordre de 10^8 Joules en moyenne ($3 \cdot 10^6$ à $5 \cdot 10^9$ J). A titre comparatif, l'énergie libérée dans le domaine optique pendant un éclair terrestre varie de 10^{10} à 10^{11} J.

à 10^{9-10} J. Pour Jupiter, cette énergie est de l'ordre de 10^9 J (mais seuls les éclairs très intenses ont été détectés), et pour Vénus, elle est de l'ordre de $7 \cdot 10^7$ J. Or l'énergie émise dans le domaine radio représente généralement une part de 10^{-3} à 10^{-4} , en comparaison de celle libérée en ondes électromagnétiques visibles. Ceci nous conduit à deux conclusions possibles : soit l'énergie émise pendant un éclair d'orage saturnien est très supérieure (d'un facteur 10^3 environ) à celle émise par les autres éclairs planétaires, soit la conversion de l'énergie en ondes radio est beaucoup plus efficace sur Saturne que sur les autres planètes.

Notons qu'aucun éclair optique n'a été détecté sur Saturne. Ceci s'explique aisément par le fait que même du côté nuit de cette planète, la luminosité parasite causée par la réflexion et la diffusion de la lumière solaire par les anneaux suffit à empêcher une détection optique des éclairs (contrairement au cas de Jupiter). Moins facile est l'explication de l'absence de détection de décharges analogues aux SED près de Jupiter. Elle peut être due au niveau des parasites qui était plus élevé lors des rencontres Voyager-Jupiter que lors des rencontres Voyager-Saturne, mais elle peut également résulter de la seconde hypothèse ci-dessus (conversion de la plus grande partie de l'énergie en ondes radio pour le cas de Saturne). Une étude plus approfondie des mécanismes d'émission des ondes radio associées aux éclairs d'orages est nécessaire pour confirmer l'une ou l'autre des deux conclusions possibles citées plus haut.

(18) La grande variabilité des caractéristiques des SED (nombre, périodicité, intensité, fluctuations à court terme et définition des épisodes), constatée d'une rencontre Voyager-Saturne à l'autre, ne peut pas être due à la propagation, car l'ionosphère de Saturne n'a pas substantiellement changé durant les 9 mois séparant les deux rencontres (Tyler et al., 1981, 1982). Nous devons donc attribuer ces variations à des changements importants à la source des SED. Deux cas sont possibles :

- soit V1 et V2 ont observé deux systèmes d'orages différents, ce qui impliquerait une durée de vie comprise entre une dizaine de jours et 9 mois pour

un système d'orages donné,

- soit c'est le même système d'orages qui a été observé par les deux sondes. Dans ce cas, les différences observées impliqueraient un étalement de la région-source en 9 mois, dû aux fluctuations des vitesses des vents équatoriaux en fonction du temps et de la latitude (la séparation longitudinale en 9 mois de deux points de latitudes différentes est en effet de 22° par $m.s^{-1}$ de différence entre leurs vitesses. Une étendue initiale latitudinale, même faible, du système d'orages, suffirait donc à causer sa dispersion en 9 mois), et un affaiblissement de l'émission (environ -3 dB). Les fluctuations beaucoup plus faibles des diagrammes d'occurrence et de la distribution d'intensités des SED observés par V1, et le confinement du système d'orages à une zone de $55^\circ \times 4^\circ$, suggèreraient alors que celui-ci s'était formé peu de temps avant la rencontre V1-Saturne.

V - CONCLUSION.

D'après le tableau A et la discussion du chapitre précédent, on constate que la plupart des caractéristiques des SED déterminées par notre étude statistique sont expliquées par une source située dans l'atmosphère équatoriale de Saturne et observée par les sondes Voyager à travers l'ionosphère de la planète. La source d'émission la plus probable est donc un système d'orages équatoriaux, dont les SED sont l'émission radio associée. La comparaison des caractéristiques physiques des SED avec celles (la plupart du temps mal connues : même pour la Terre, la plupart des données concernent les décharges sol-nuages alors que nous étudions ici les décharges intra-nuages) des autres éclairs planétaires tend à confirmer cette interprétation mais montre toutefois que les SED ne sont pas exactement analogues aux éclairs terrestres (spectre, puissance émise).

Nous avons pu constater dans cette thèse que l'étude des SED a permis,

outre l'interprétation du phénomène lui-même et la localisation de sa source, d'obtenir des résultats importants sur la densité électronique dans l'ionosphère équatoriale de Saturne, la source des SED se comportant comme une sonde naturelle de cette ionosphère. On peut considérer que l'exploitation des données Voyager-PRA concernant les SED est maintenant terminée, et les travaux ultérieurs sur le sujet devront consister en un approfondissement théorique de la physique des éclairs d'orages, qui pourrait mener à une meilleure connaissance de l'atmosphère de Saturne (composition + dynamique).

Les possibilités d'observation future des SED sont abordées dans la conclusion générale. Il est également possible que des décharges électrostatiques soient observées lors de la rencontre U2-Uranus, en Janvier 1986 (Uranian Electrostatic Discharges), ce qui donnerait lieu à un prolongement intéressant de l'étude effectuée dans cette thèse.

APPENDICE

A.1 - Notations :

f = fréquence de l'onde incidente,

f_p = fréquence de plasma électronique du milieu traversé,

f_c = fréquence gyromagnétique (cyclotron) locale.

On a les expressions suivantes pour f_p et f_c :

$$f_p = \frac{N_e \cdot e^2}{\pi \cdot \epsilon_0 \cdot m} \quad , \quad f_c = \frac{e \cdot B}{2\pi \cdot m}$$

où e et m représentent la charge et la masse de l'électron, N_e la densité électronique ionosphérique, ε₀ la permittivité électrique du vide, et B l'intensité du champ magnétique. Lorsque la fréquence est exprimée en KHz et la densité électronique en cm⁻³, on a la relation :

$$f_p = 9 \sqrt{N_e}$$

En appelant θ l'angle entre le champ magnétique et la direction de propagation de l'onde, on définit en outre les grandeurs utiles suivantes :

$$X = (f_p/f)$$

$$Y = f_c/f, \quad Y_t = Y \cdot \sin(\theta), \quad Y_l = Y \cdot \cos(\theta) \text{ et}$$

$$z = \nu / 2\pi f$$

où ν représente la fréquence des collisions électrons-ions et électrons-molécules.

A.2 - Estimation de l'atténuation des ondes radio se propageant à travers l'ionosphère de Saturne, par suite des collisions électrons-ions et électrons-molécules (Absorption collisionnelle non-déviative).

L'indice de réfraction complexe n , pour une onde électromagnétique traversant un plasma dans lequel règne un champ magnétique, est donné par la formule d'Appleton-Hartree : (on pose: $n = \mu - i\chi$)

$$(A.1) \quad n^2 = 1 - \frac{X}{1 - iZ - \frac{1}{2} Y_T^2 / (1 - X - iZ) \pm \left[\frac{1}{4} Y_T^4 / (1 - X - iZ)^2 + Y_L^2 \right]^{1/2}}$$

Dans l'expression de n , le terme imaginaire χ caractérise l'absorption car il donne une contribution en $\exp(-\omega\chi z/c)$ à l'équation d'une onde se propageant selon z .

Nous nous sommes placés dans le cas le plus simple, sans champ magnétique (i.e. $Y_t=Y_l=Y=0$). Cette approximation est justifiée par le fait que le champ magnétique de Saturne, d'après les mesures les plus récentes faites par les sondes Voyager, a une intensité de 0.21 Gauss à la surface de la planète (à l'équateur). La fréquence gyromagnétique correspondante est donc :

$$(A.2) \quad f_c = eB/2\pi m \simeq 600 \text{ KHz.}$$

Or, nous nous intéressons à des ondes de fréquences $f=10-40$ MHz, devant lesquelles la fréquence gyromagnétique est donc négligeable ($f_c \ll f$).

L'indice de réfraction complexe n s'exprime donc dans ce cas :

$$(A.3) \quad n^2 = 1 - \frac{X}{1 - iZ} = \mu^2 - \chi^2 - 2i\mu\chi$$

d'où on tire immédiatement l'expression de l'indice de réfraction réel μ :

$$(A.4) \quad \mu^2 = \frac{1}{2} \left[\left(1 + \frac{X(X-Z)}{1+Z^2} \right)^{1/2} + 1 - \frac{X}{1+Z^2} \right]$$

et une expression commode du coefficient d'absorption collisionnelle χ en fonction de μ :

$$(A.5) \quad \chi = \frac{X \cdot Z}{2\mu \cdot (1+Z^2)}$$

La fréquence de collision ν , qui apparaît dans l'expression de Z , est en fait la somme de deux termes caractérisant les collisions électrons-ions et électrons-molécules :

$$(A.6) \quad \nu = \nu_{e-i} + \nu_{e-m}$$

Chacun de ces deux termes est égal au rapport de la vitesse moyenne des électrons (v) par leur libre parcours moyen (l) relativement aux ions ou aux atomes et molécules neutres.

La vitesse moyenne des électrons à la température cinétique T s'exprime :

$$(A.7) \quad v = (3 k T / m)^{1/2}$$

Le libre parcours moyen des électrons relativement aux ions (resp. aux atomes et molécules) s'écrit :

$$(A.8) \quad l = (\pi \cdot r^2 \cdot N)^{-1}$$

où N représente la concentration en ions (resp. en atomes et molécules) dans le milieu, et r le paramètre d'impact caractérisant la collision (πr^2 représente donc la section efficace de collision). Dans le cas d'une collision électron-atome ou molécule, r est de l'ordre de 10^{-8} cm. En ce qui concerne les collisions électron-ion, r est défini comme la distance à laquelle l'énergie cinétique de l'électron est égale à l'énergie potentielle d'interaction électron-ion :

$$(A.9) \quad \frac{3}{2} k T = \frac{e^2}{4 \pi \epsilon_0 r} \quad \text{donc} \quad r = \frac{e^2}{6 \pi k T \epsilon_0}$$

On en tire donc les expressions de ν_{e-i} et ν_{e-m} :

$$(A.10) \quad \nu_{e-i} = \frac{e^4 (kT)^{-3/2} N_i}{12 \pi \sqrt{3} \cdot \epsilon_0^2 m^{1/2}} \quad \text{et} \quad \nu_{e-m} = \frac{(3kT)^{1/2} \cdot \pi \cdot 10^{-20} \cdot N_c}{m^{1/2}}$$

Les expressions exactes de ces fréquences de collision, tirées de Ratcliffe (1962), sont (en unités c.g.s.) :

$$\nu_{e-i} = 6.1 \cdot 10^{-3} (T/300)^{-3/2} N_i \quad (A.11)$$

$$\text{et} \quad \nu_{e-m} = 1.8 \cdot 10^{-8} (T/300)^{1/2} N_a \quad (A.12)$$

où T représente la température, N_i la concentration d'ions et N_a la concentration d'atomes et de molécules neutres dans le milieu.

Les mesures effectuées par les sondes Voyager nous renseignent sur la valeur de ces différents paramètres dans le cas de l'ionosphère de Saturne. L'ion dominant dans l'ionosphère de Saturne est H^+ (Atreya and Waitè, 1981), aussi avons nous $N_i = N_e$. La température est $420 \text{ K} \pm 30 \text{ K}$ (Smith et al., 1983). D'après les valeurs de N_e que nous avons déterminées dans le chapitre III ($N_e = 4.5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ et $9 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$), nous obtenons un ordre de grandeur de 1000 s^{-1} pour ν_{e-i} . D'après Smith et al. (1983), les concentrations en atomes et molécules d'hydrogène à 2500 km au-dessus du niveau de pression 1 bar sont :

$$(H) = 5.5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$$

et $(H_2) = 10^8 \text{ cm}^{-3}$.

Ces concentrations conduisent à un ordre de grandeur de 1 s^{-1} pour $\nu_{e,m}$, négligeable devant $\nu_{e,i}$ ($\nu_{e-m} \ll \nu_{e,i}$). La fréquence de collision ν est donc égale à la fréquence des collisions électrons-ions dans l'ionosphère de Saturne.

On remarque de plus que la fréquence de collisions ν est petite devant la fréquence des ondes dont on étudie la propagation ($\nu \ll f = 10-40 \text{ MHz}$), d'où $Z = \nu / 2\pi \cdot f \ll 1$. Or dans l'expression de μ (A.4), Z n'intervient que par l'intermédiaire des termes en $1/(1+Z^2)$. On peut donc, en négligeant Z^2 devant 1, simplifier l'expression de μ qui devient :

$$\mu = (1 - (fp/f)^2)^{1/2} \quad (\text{A.13})$$

(cas de l'absorption non-déviative).

En posant $\kappa = \omega \chi / c$, l'équation (A.5) nous donne l'expression du coefficient d'absorption κ (en mètres⁻¹) :

$$\kappa = \frac{e^2 \cdot N_e \cdot \nu}{2 \cdot \pi \cdot c \cdot \nu \cdot \epsilon_0 \cdot m \cdot f^2} \quad (\text{A.14})$$

où encore, numériquement, en unités c.g.s. :

$$\kappa = 4.95 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{N_e^2}{f^2 \cdot \left(1 - \frac{8 \cdot 10^7 \cdot N_e}{f^2}\right)^{1/2}} \quad (\text{A.15})$$

L'atténuation A (en dB) d'une onde traversant l'ionosphère est donc :

$$A = 10 \log \left(\exp(-\int \kappa \cdot ds) \right) \quad (\text{A.16})$$

Pour la simplicité du calcul, nous avons assimilé les profils d'ionisation mesurés par Voyager (Tyler et al., 1981, 1982) à une ionosphère de densité électronique uniforme et d'épaisseur 1000 km. Nous obtenons ainsi :

$$A = 10 \log \left(\exp(-10^3 \cdot \kappa) \right) \quad (\text{A.17})$$

Nous avons tracé les courbes résultantes pour $N_e = 4.5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ et $N_e = 9 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ sur la figure 25, f variant entre 10 et 40 MHz. Ces calculs simplifiés nous permettent donc néanmoins d'obtenir des ordres de grandeur corrects de l'atténuation des ondes radio se propageant à travers l'ionosphère de Saturne.

REFERENCES

- Atreya, S.K. and J.H. Waite Jr, Saturn's ionosphere : theoretical interpretation, *Nature*, 292, 682, 1981.
- Burns, J.A., M.R. Shoewalter, J.N. Cuzzi and R.H. Durisen, Saturn electrostatic discharges : Could lightning be the cause ?, *Icarus*, 54, 280, 1983.
- Davies, K., Ionospheric radio propagation, NBS Mono., 80, Washington, 1965.
- Evans, D.R., J.W. Warwick, J.B. Pearce, T.D. Carr and J.J. Schauble, Impulsive radio discharges near Saturn, *Nature*, 292, 716, 1981.
- Evans, D.R., J.H. Romig, C.W. Hord, K.E. Simmons, J.W. Warwick and A.L. Lane, The source of Saturn electrostatic discharges, *Nature*, 299, 236, 1982.
- Evans, D.R., J.H. Romig and J.W. Warwick, Saturn's electrostatic discharges : Properties and theoretical considerations, *Icarus*, 54, 267, 1983.
- Eshleman, V.R., G.L. Tyler, G.E. Wood, G.F. Lindal, J.D. Anderson, J.S. Levy and T.A. Croft, Radio science with Voyager at Jupiter : initial Voyager 2 results and a Voyager 1 measure of the Io torus, *Science*, 206, 959, 1979.
- Kaiser, M.L., J.E.P. Connerney and M.D. Desch, Atmospheric storm explanation of saturnian electrostatic discharges, *Nature*, 303, 50, 1983.
- Kurth, W.S., D.A. Gurnett and F.L. Scarf, A search for Saturn electrostatic discharges in the Voyager plasma wave data, *Icarus*, 53, 255, 1983.
- Lang, G.J. and R.G. Peltzer, Planetary radio astronomy receiver, *IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst.*, AES13, 466, 1977.
- Lecacheux, A. and F. Biraud, An Earth-based attempt to detect SED at 21 centimeters, *Proceedings of the IAU Colloquium 75 : Planetary rings*, 1982.
- Ortega-Molina, A. and G. Daigne, Polarization response of two crossed monopoles on a spacecraft, *Astron. Astrophys.*, 130, 310, 1984.
- Ratcliffe, J.A., *The magneto-ionic theory*, Cambridge University Press, Cambridge, England, 1962.
- Smith, B.A. and 26 co-authors, *Encounter with Saturn : Voyager 1 imaging science*

results, Science, 212, 163, 1981.

Smith, B.A. and 28 co-authors, A new look at the Saturn system : The Voyager 2 images, Science, 215, 504, 1982.

Smith, G.R., D.E. Shemansky, J.B. Holberg, A.L. Broadfoot, B.R. Sandell and J.C. McConnell, Saturn's upper atmosphere from the Voyager 2 EUV solar and stellar occultations, J.G.R., 88, 8667, 1983.

Tyler, G.L., V.R. Eshleman, J.D. Anderson, G.S. Levy, G.F. Lindal, G.E. Wood and T.A. Croft, Radio science investigations of the Saturn system with Voyager 1 : Preliminary results, Science, 212, 201, 1981.

Tyler, G.L., V.R. Eshleman, J.D. Anderson, G.S. Levy, G.F. Lindal, G.E. Wood and T.A. Croft, Radio science with Voyager 2 at Saturn : Atmosphere and ionosphere and the masses of Mimas, Tethys and Iapetus, Science, 215, 553, 1982.

Warwick, J.W., C.O. Hayenga and J.W. Brosnahan, Interferometric directions of lightning sources at 34 MHz, J.G.R. 84, 2457, 1979.

Warwick, J.W., J.B. Pearce, D.R. Evans, T.D. Carr, J.J. Schauble, J.K. Alexander, M.L. Kaiser, M.D. Desch, B.M. Pedersen, A. Lecacheux, G. Daigne, A. Boischot and C.H. Barrow, Planetary radio astronomy observations from Voyager 1 near Saturn, Science, 212, 239, 1981.

Warwick, J.W., D.R. Evans, J.H. Romig, J.K. Alexander, M.D. Desch, M.L. Kaiser, M. Aubier, Y. Leblanc, A. Lecacheux and B.M. Pedersen, Planetary radio astronomy observations from Voyager 2 near Saturn, Science, 215, 582, 1982.

Zarka, P., Dépouillement, étude statistique et tentative d'interprétation des décharges électriques observées près de Saturne par l'expérience PRA des sondes Voyager, Rapport interne du Groupe Décamétrique de l'Observatoire de Meudon, Stage de DEA, 1982.

BIBLIOGRAPHIE COMPLÉMENTAIRE

Borucki, W.J., A. Bar-Nun, F.L. Scarf, A.F. Cook II and G.E. Hunt, Lightning activity on Jupiter, Icarus, 52, 492, 1982.

Cuzzi, J.N., J.J. Lissauer, L. Esposito, J.B. Holberg, E.A. Marouf, G.L. Tyler, B.M. Pedersen and A. Boischot, Planetary rings, R.J. Greenberg and A. Brahic Eds., Univ. of Arizona press, Tucson, 1983.

Desch, M.D. and M.L. Kaiser, Voyager measurement of the rotation period of Saturn's magnetic field, Geophys. Res. Lett., 8, 253, 1981.

Ip, W.H., Equatorial confinement of thermal plasma near the rings of Saturn, Nature, 302, 599, 1983.

Levin, Z., W.J. Borucki and O.B. Toon, Lightning generation in planetary atmospheres, Icarus, 56, 80, 1983.

Ness, N.F., M.H. Acuna, K.W. Behannon, L.F. Burlaga, J.E.P. Connerney, R.P. Lepping and F.M. Neubauer, Magnetic field studies by Voyager 2 : Preliminary results at Saturn, Science, 215, 558, 1982.

Pedersen, B.M. and P. Zarka, Statistical study of SED observed by Voyager PRA experiments, Proceedings of the IAU Colloquium 75 : Planetary rings, 1982.

Stone, E.C., The Voyager mission & encounters with Saturn, J.G.R., 88, 8639, 1983.

Volland, H., Handbook of atmospheric, C.R.C. press, 1982.

Williams, M.A., On the energy of possible saturnian lightning, Icarus, 56, 611, 1983.

DEUXIEME PARTIE :

INFLUENCE DU VENT SOLAIRE SUR LES
EMISSIONS BASSES FREQUENCES DE JUPITER

I - INTRODUCTION.

La Terre, Jupiter et Saturne possèdent toutes trois une magnétosphère et émettent un rayonnement radio non thermique, mais les émissions de la Terre et de Saturne n'ont lieu que sur ondes kilométriques tandis que les émissions Joviennes couvrent une gamme de fréquences beaucoup plus étendue (décamétrique, hectométrique et kilométrique). C'est pourquoi, la fréquence de coupure ionosphérique terrestre étant de l'ordre de 10 MHz, l'émission décamétrique (DAM) de Jupiter fut découverte la première (en 1955) par des observations au sol. Elle est constituée d'orages de bruit de durée variable. Ce n'est qu'en 1968 qu'un rayonnement radioélectrique d'origine terrestre fut découvert sur ondes kilométriques par un satellite soviétique Cosmos (et nommé "Terrestrial Kilometric Radiation"). Enfin, l'émission kilométrique de Saturne fut détectée pour la première fois en Janvier 1980 par l'expérience PRA de la sonde Voyager 1. C'est cette même expérience PRA qui permit de détecter le rayonnement radio de Jupiter aux longueurs d'onde hectométriques (HOM) et kilométriques (KOM) à partir de 1978.

En ce qui concerne la Terre et Saturne, l'exploitation des données spatiales recueillies par IMP6, IMP8, RAE1, RAE2; ISIS1 (pour la Terre) et Voyager 1 et 2 (pour Saturne) a permis de montrer que l'intensité des émissions fluctue à une échelle de quelques jours en corrélation avec les variations de divers indices associés au vent solaire (Kaiser and Alexander, 1977; Voots et al., 1977; Benson and Calvert, 1979; Desch, 1982).

Le cas de Jupiter est plus complexe. Depuis sa découverte par Burke et Franklin en 1955, le rayonnement non thermique de Jupiter est observé de manière systématique à partir d'observatoires radioastronomiques terrestres (Boulder (USA), puis Nancy (France) à partir de 1981). Seul le rayonnement DAM est reçu, entre 8-10 MHz (coupure ionosphérique) et 40 MHz (limite haute fréquence de l'émission). Cette surveillance continue a permis de découvrir rapidement que la

rotation de Jupiter (de période 9h55.5mn) modulait la probabilité d'observer une émission (Shain, 1956), ainsi que son intensité et son étendue spectrale. En 1964, Bigg mit en évidence une deuxième modulation - complètement inattendue, celle-ci - d'une partie de l'activité DAM jovienne : les propriétés du rayonnement reçu (probabilité, intensité, spectre) dépendent de l'angle que fait le satellite Io sur son orbite avec la ligne de visée. On visualise l'effet de ces deux modulations par un diagramme à deux dimensions (longitude L et phase orbitale de Io ϕ) dont un exemple est donné sur la figure 1. Sur ce diagramme, on définit des domaines de probabilité maximum d'observer une émission, limités dans les deux directions, qu'on appelle les sources d'émission DAM contrôlée par Io (ou Io-DAM), et qu'on note Io-A, -A', -B, -C et -D. Les émissions DAM non contrôlées par Io (ou non-Io-DAM) apparaissent sur le diagramme précédent comme des domaines limités seulement en longitude, et notés non-Io-A, -B et -C. L'influence de Io est plus marquée vers les hautes fréquences, et les observations réalisées par les sondes Voyager ont permis de montrer qu'elle disparaît au dessous d'environ 2 MHz (Alexandér et al., 1981).

La présence de ces deux modulations (rotation de Jupiter et phase orbitale de Io) rend difficile la mise en évidence de fluctuations à plus longue échelle de l'émission jovienne. De plus les données obtenues à partir d'observations au sol sont modulées par les périodes de rotation et de révolution terrestres, et sont très discontinues, les durées d'observations consécutives étant limitées à quelques heures de part et d'autre de l'instant de transit de Jupiter.

II - RESULTATS ANTERIEURS.

Une première recherche systématique de périodicités du DAM par Transformation de Fourier a été faite par Kaiser and Alexander (1973) à partir de

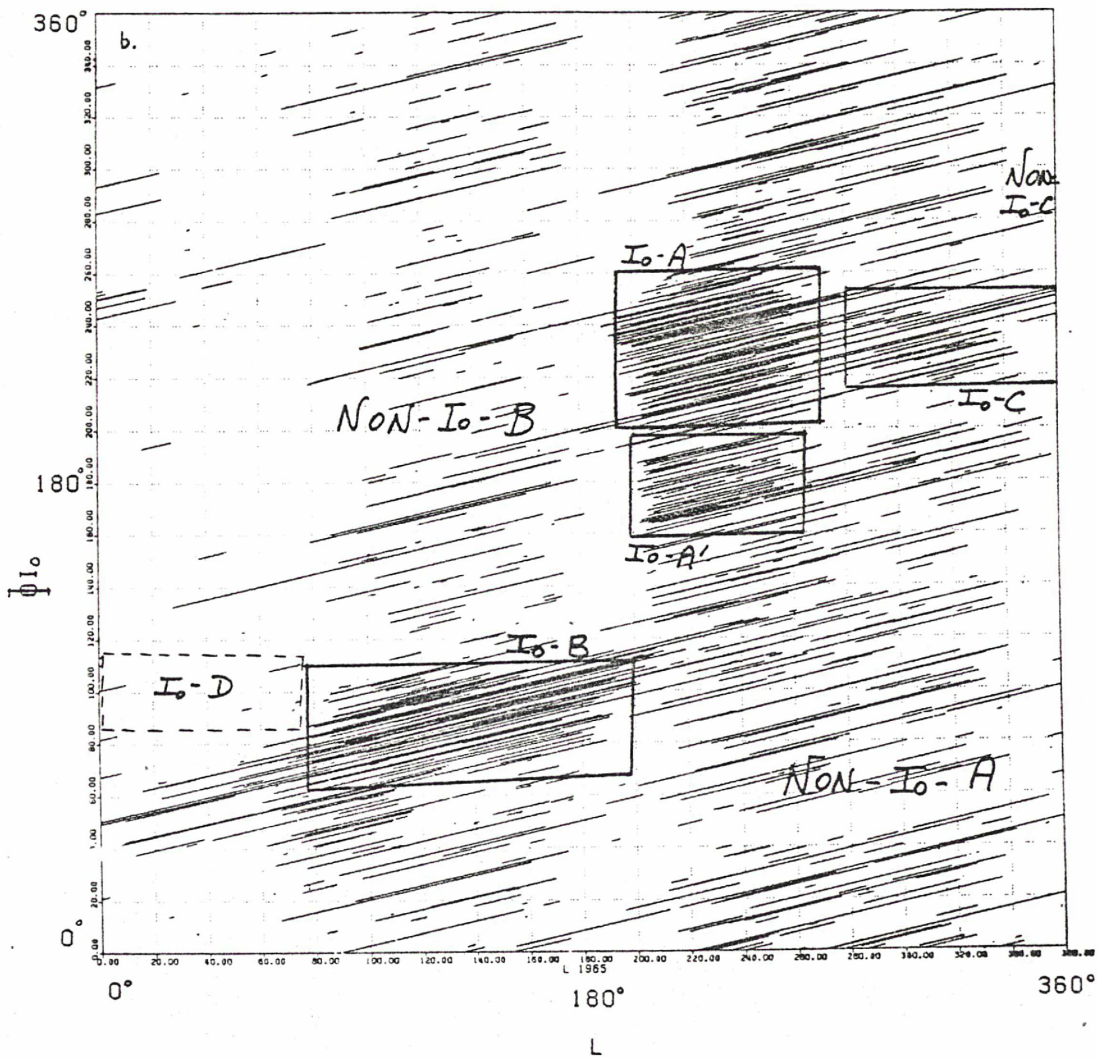
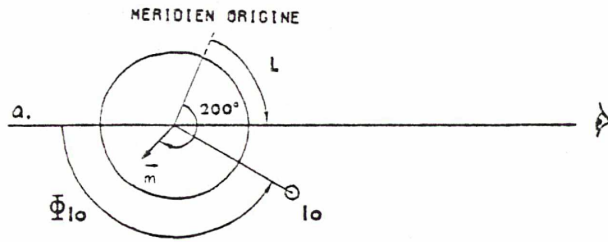


Figure 1 : (a) Définition du système de coordonnées (L, Φ_{Io}) , en projection sur le plan équatorial de Jupiter. La longitude de l'observateur, mesurée à partir du méridien origine (époque 1965.0) est appelée longitude du méridien central (L). La phase Φ du satellite Io est mesurée par rapport à la conjonction supérieure de l'observateur. La projection équatoriale du dipôle magnétique jovien \vec{m} est à une longitude de 200° .

(b) Diagramme (L, Φ_{Io}) dressé à partir des émissions DAM observées à Nancay entre 1978 et 1981. Les "sources" d'émission sont indiquées avec leur nomenclature usuelle. La source Io-D n'est généralement pas détectable à partir de Nancay (fréquence de l'émission $< 15-20$ MHz, et polarisation opposée à celle des autres sources).

17 ans de données à 22 MHz obtenues à l'observatoire de Boulder. Elle n'a révélé aucune modulation apparente correspondant à la période de rotation solaire observée de Jupiter (environ 26 jours).

Malgré ce résultat négatif, plusieurs auteurs ont tenté d'analyser des ensembles de données plus restreints à l'aide de techniques différentes. Nous allons exposer leurs résultats et les commenter.

Barrow (1978, 1979) a étudié les variations de l'activité DAM non contrôlée par Io à l'aide de méthodes de superposition de périodes ("superposed epoch analysis", ou analyse de Chree) puis de cross-corrélation avec l'indice d'activité géomagnétique A_p . Il a obtenu une corrélation entre le non-Io-DAM et l'activité solaire, caractérisée par A_p , et a suggéré que le passage à Jupiter de la frontière des secteurs magnétiques associés au vent solaire (Figure 2) pouvait "activer" l'émission DAM jovienne, par l'intermédiaire d'un mécanisme encore inconnu. Pendant la plus grande partie de la période étudiée par Barrow, la structure du vent solaire était constituée de deux secteurs de durées équivalentes, soit 13-14 jours chacun (i.e. 1/2 rotation solaire).

Mais l'obtention de ces résultats a nécessité d'importants calculs statistiques destinés à éliminer les modulations parasites, et une hypothèse (ou une contrainte) sur la vitesse des particules du vent solaire (300 à 500 km/s), nécessaire pour pouvoir extrapoler les variations de l'indice géomagnétique A_p mesurées à la Terre, jusqu'à Jupiter. De plus, les données étant discontinues (intervalles de 2 mois d'observations autour des oppositions successives Terre-Jupiter, entre 1960 et 1977), les résultats de l'utilisation d'une méthode de superposition de périodes sont entachés d'une incertitude due à d'éventuels effets de bords. Enfin, à l'unique fréquence d'obtention des données (16 MHz), il est difficile de séparer avec certitude les émissions contrôlées par Io des non contrôlées par Io car les contours des sources d'émission ne sont pas définis avec précision (voir figure 1).

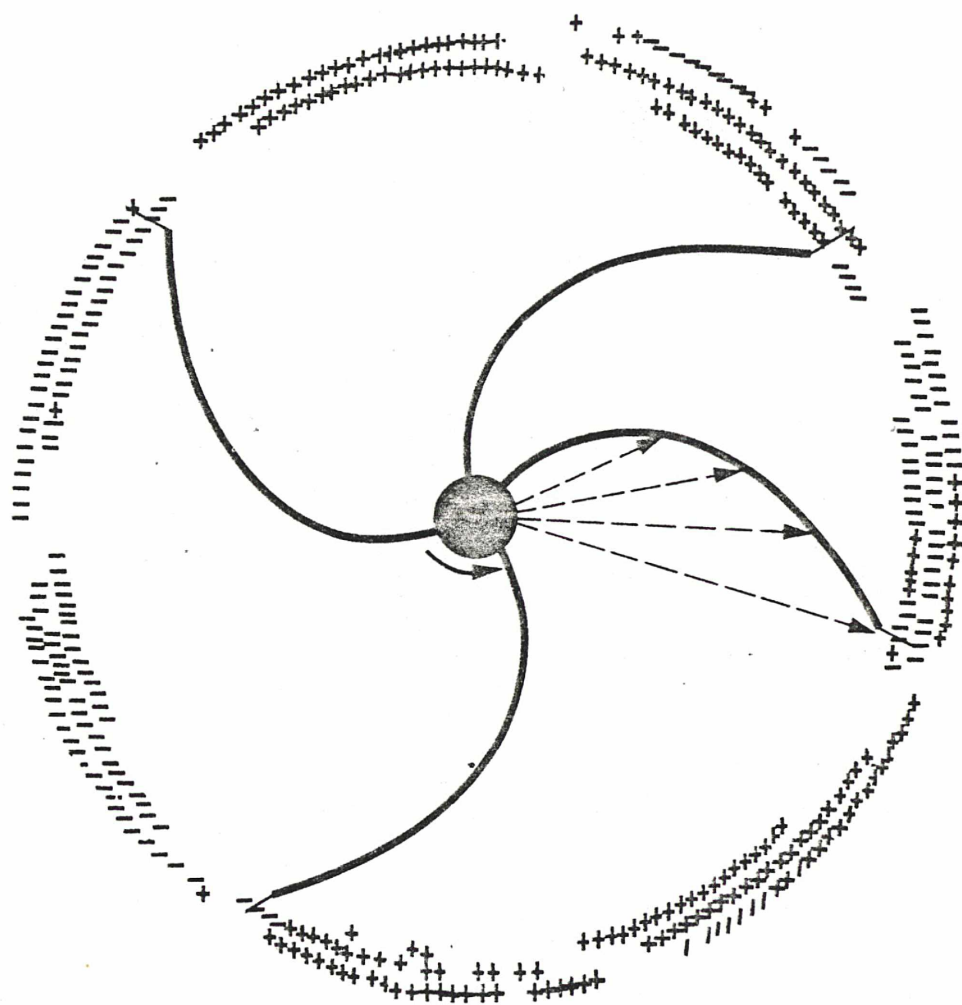


Figure 2 (d'après Giraud et Petit, (1978)) : Structure en secteurs de la polarité magnétique du vent solaire, observée pendant 3 rotations solaires de 27 jours par le satellite IMP 1. Les signes + (resp. -) indiquent un champ \vec{B} pointant dans la direction du soleil (resp. dans la direction opposée). Les flèches indiquent la trajectoire radiale du plasma éjecté d'une même région émettrice pendant 4 jours successifs. Ce plasma transporte avec lui les lignes de champ magnétique solaire. La courbure de la frontière des secteurs correspond à une vitesse moyenne du vent solaire de quelques centaines de km.s⁻¹.

Oya & Morioka (1981) ont fait une analyse comparable utilisant un ensemble de données moins discontinu. Ils ont utilisé une méthode de cross-corrélation dynamique du non-Io-DAM avec l'indice de turbulence géomagnétique Kp ("geomagnetic disturbance index"). L'avantage de cette méthode est qu'elle s'applique directement aux données sans passer par une méthode de superposition de périodes, ce qui réduit les sources d'incertitude. De plus, elle ne somme pas les harmoniques des périodicités étudiées. Les auteurs concluent que l'accroissement de l'activité DAM non contrôlée par Io résulte de l'interaction d'une région turbulente associée à la frontière des secteurs magnétiques du vent solaire avec la magnétosphère jovienne.

Terasawa et al. (1978) ont étudié la corrélation du non-Io-DAM avec la pression dynamique du vent solaire, mesurée par satellite au niveau de l'orbite terrestre et extrapolée à celle de Jupiter : $P = N.V^2$, où N est la densité et V la vitesse des particules du vent solaire. Leur analyse traite l'expansion du vent solaire de manière non linéaire, et conclut à une activation de l'émission DAM non contrôlée par Io, par le passage de régions de haute pression dynamique P du vent solaire à Jupiter. Toutefois, les auteurs n'utilisant que les données non-Io-DAM, très discontinues, recueillies pendant l'opposition Terre-Jupiter de 1974, la valeur maximale du coefficient de corrélation qu'ils en déduisent est faible (≤ 0.4). La validité statistique de leur résultat l'est donc également.

Enfin, Pokorny (1982) a tenté de corréliser les variations du non-Io-DAM à divers indices d'activité solaire : Ap (indice géomagnétique), AE (indice auroral), la vitesse V du vent solaire, la densité de protons N, l'intensité du champ magnétique interplanétaire, l'indice coronal et le nombre de taches solaires (nombre de Wolf). Il conclut prudemment que l'émission DAM jovienne non contrôlée par Io est affectée par le vent solaire, sans que cela implique que le vent solaire soit la principale ou seule cause à l'origine de cette émission.

Comme on peut donc le constater, les travaux antérieurs suggèrent fortement un lien entre les variations de l'activité DAM non contrôlée par Io et

le vent solaire (malgré quelques résultats contradictoires), sans toutefois le démontrer, ni dégager clairement la nature et l'intensité de cette interaction. Ceci est en partie dû au fait qu'aux fréquences étudiées à partir du sol (> 10 MHz), la probabilité d'émission du non-Io-DAM est faible comparativement à celle du Io-DAM (respectivement $< 10\%$ et $> 30\%$ du temps d'observation, voir le tableau A au chapitre suivant). De plus, l'obtention des diverses corrélations nécessite toujours un important arsenal mathématique destiné à éliminer préalablement les périodicités parasites présentes dans les données, ce qui ne contribue pas à accroître la fiabilité des résultats statistiques. C'est pourquoi cette influence du vent solaire n'est pas considérée comme démontrée par les auteurs des plus récentes revues sur le sujet, comme Carr et al. (1983).

Enfin, le cas du Io-DAM n'est cité que par Barrow (1978), qui indique qu'il n'y a pas, ou presque pas de corrélation apparente entre l'émission DAM contrôlée par Io et l'indice géomagnétique A_p .

III - ANALYSE DES DONNEES ET RESULTATS OBTENUS.

III.1 - Description des données.

Nous nous sommes intéressé aux émissions hectométriques (HOM) et kilométriques (KOM) de Jupiter, détectées par Voyager 1 et 2. Ces émissions ont l'avantage d'être moins sporadiques que le DAM et d'apparaître dans la bande basse du récepteur PRA (1.2 KHz - 1.3 MHz), beaucoup moins bruitée que la bande haute (voir Première partie, chapitre II). De plus, toutes les études antérieures portant sur des données obtenues à partir d'observatoires terrestres, il n'existe aucun résultat concernant les émissions joviennes de fréquence inférieure à environ 10 MHz.

La figure 3 est un exemple typique de spectre dynamique des émissions radio joviennes obtenu par l'expérience PRA-Voyager. L'émission DAM apparaît dans la bande haute, formée de structures complexes en forme d'arcs (pour plus de précisions, voir (Carr et al., 1983) et les références citées dans cet article). L'émission HDM, qui va principalement nous intéresser, couvre dans la bande basse une gamme de fréquences allant de 300-500 KHz à 1.3 MHz, sauf dans le domaine de longitude $200^\circ \pm 90^\circ$. Cette émission est généralement supposée être le prolongement du DAM vers les basses fréquences, car elle s'étend presque toujours jusqu'à la limite haute fréquence de la bande basse du récepteur PRA. Néanmoins, les caractéristiques spectrales des 2 bandes (espacement et largeur des canaux) étant très différentes, l'aspect des émissions HDM et DAM sur les spectres dynamiques est également très différent, et il est donc difficile d'affirmer qu'elles ne forment en fait qu'une seule et même émission. En revanche, l'émission KOM apparaît clairement distincte des deux autres. Elle est constituée d'une composante à large bande - le b-KOM - sporadique, fortement modulée par la rotation jovienne et qui apparaît sur les spectres dynamiques dans les creux de l'émission HDM autour de 200° de longitude, entre 20 et 1000 KHz, et d'une composante à bande étroite - le n-KOM - plus faible et qui couvre quelques canaux autour de 100 KHz. Nous ne nous intéresserons pas à cette dernière émission dont la périodicité est légèrement plus longue que la rotation jovienne (contrairement aux autres émissions) et dont la source est supposée se trouver dans le tore de plasma du satellite Io.

Les observations effectuées par Voyager 1 et 2 dans la bande basse du récepteur PRA sont quasi-continues sur une période de plusieurs années, et présentent l'avantage de ne pas être affectées par la rotation et la révolution terrestres, non plus que par Io dont l'influence est inexistante à ces fréquences ($\ll 1$ MHz). Donc, la plupart des modulations parasites qui interféraient avec l'étude des variations à long terme de l'activité jovienne sont absentes des données PRA basses fréquences de Voyager.

Nous avons analysé un ensemble de données couvrant continument une

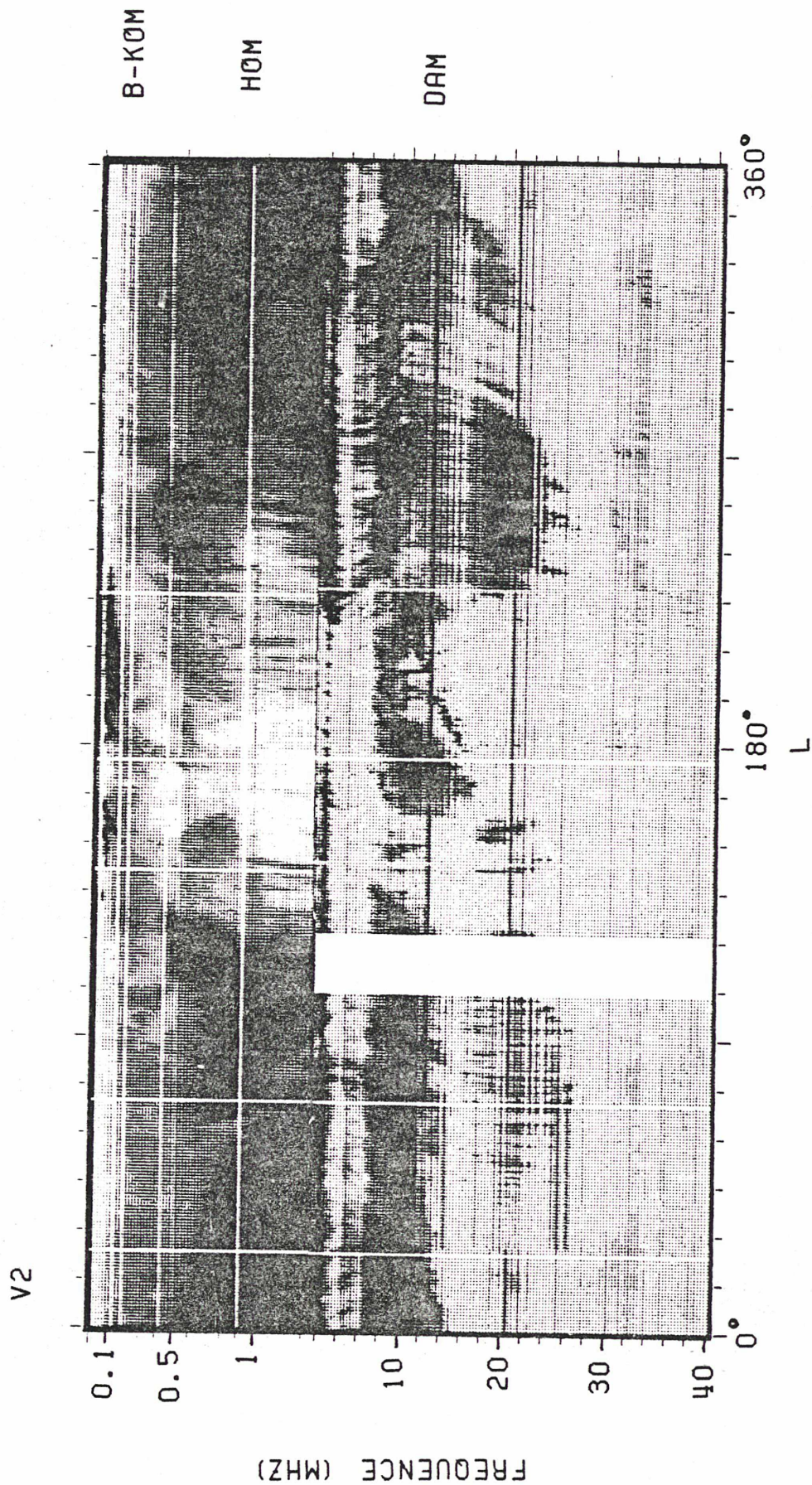


Figure 3 : Spectre dynamique typique des émissions joviennes observées par Voyager 2 pendant une rotation jovienne (le 5 Juillet 1979), près de la rencontre V2-Jupiter. L'émission apparaît en noir sur fond gris. Les zones blanches représentent des trous dans les données ("data-gaps"). L'émission DAM apparaît dans la bande haute. L'émission HOM couvre les fréquences 400-1300 KHz, sauf pour le domaine de longitude $L = 200^\circ + 90^\circ$, dans lequel apparaît l'émission b-KOM aux alentours de 100 KHz.

période de 6.7 mois, du 15 Décembre 1978 (avant la rencontre Voyager 1-Jupiter) au 5 Juillet 1979 (rencontre Voyager 2-Jupiter) (voir le tableau A de l'introduction générale). Durant cette période, les émissions HOM et b-KOM ont été détectées avec une intensité suffisante pour permettre une analyse fiable de leurs fluctuations.

III.2 - Analyse des données Voyager PRA.

L'examen de spectres dynamiques dont l'échelle de temps est comprimée suggère que d'importantes variations d'intensité des émissions HOM et b-KOM existent à l'échelle de quelques jours. La figure 4 montre une période de 22 jours d'observations après la rencontre Voyager 1-Jupiter, mais avant celle de Voyager 2 avec Jupiter. Durant cette période, les positions des deux sondes en temps local jovien étaient très différentes. Du fait de l'échelle de temps comprimée, l'émission HOM apparaît comme des bandes sombres verticales s'étendant jusqu'à la limite haute fréquence du récepteur. L'émission b-KOM, entre 100 et 300 KHz, est moins visible. La modulation dominante à courte échelle est due à la rotation de Jupiter qui produit les franges verticales que l'on peut voir sur la figure 4, avec une période de 9h55.5mn. Mais on voit très bien sur cette figure que des variations d'intensité à plus longue échelle (quelques jours) affectent toute la gamme de fréquences, et sont corrélées pour Voyager 1 et 2 bien que les géométries relatives Voyager-Jupiter soient très différentes dans les deux cas.

Pour étudier de manière quantitative les fluctuations à long terme de l'intensité de l'émission HOM jovienne, nous avons d'abord sélectionné les canaux où cette émission apparaît à chaque rotation. Ceci nous a conduit à éliminer les canaux de fréquence <800 KHz, car la limite basse fréquence de cette émission fluctue entre 300 et 800 KHz. Puis nous avons supprimé les canaux contenant des parasites. Nous avons ainsi obtenu 13 canaux utiles, entre 788 et 1300 KHz.

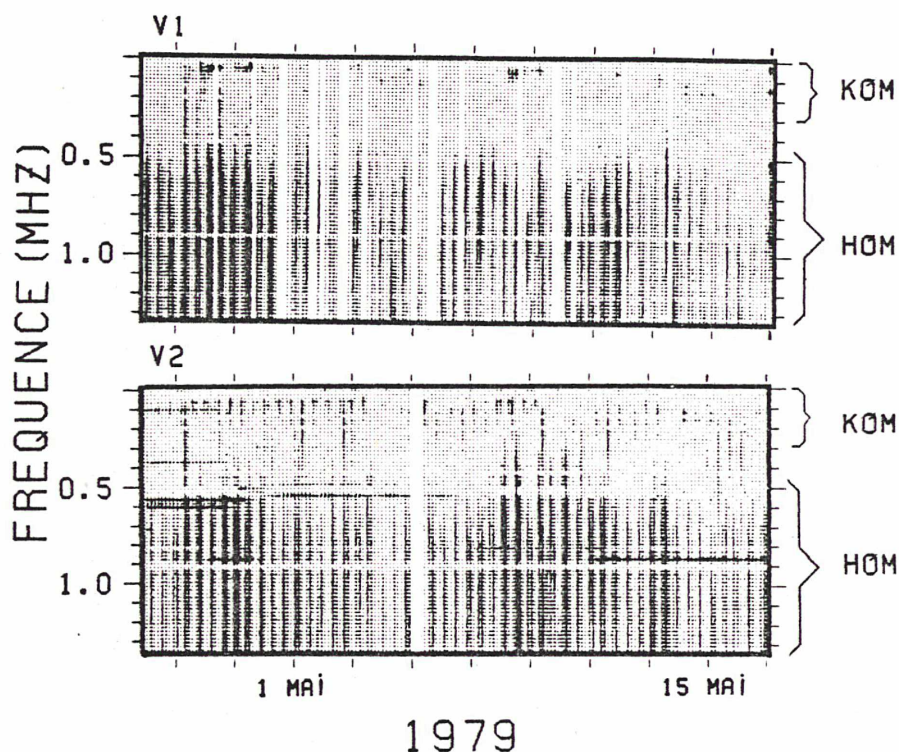


Figure 4 : Spectre dynamique compacté des émissions joviennes observées par V1 et V2 dans la bande basse du récepteur PRA. Les deux sondes étaient à des distances similaires de Jupiter, leurs positions en temps local étant respectivement 4h00mn et 9h30mn (pour V1 et V2). Les structures horizontales sont des parasites de fonctionnement de la sonde. Des sursauts solaires de type III intenses apparaissent comme des lignes verticales couvrant toute la gamme de fréquences (par exemple, le 26 Avril 1979, près de 12h00). Deux périodes d'émission intense couvrent du 27 au 30 Avril et du 8 au 12 Mai, tandis que les émissions faibles apparaissent du 3 au 8 Mai et du 14 au 17 Mai.

L'intensité I_{ν} mesurée dans chaque canal (dont un exemple est donné sur la figure 5) peut s'exprimer en fonction du temps par :

$$I_{\nu}(t) = I_{\nu}^{\circ} + P_{\nu}(t) / \kappa \cdot R(t)$$

où I_{ν}° représente le bruit de fond (cosmique + instrumental), $R(t)$ la distance Voyager-Jupiter (connue à tout instant t), $P_{\nu}(t)$ la puissance spectrale émise par Jupiter à l'instant t et à la fréquence ν , et κ un facteur caractérisant la directivité de l'émission ($\kappa = 4\pi$ pour une émission isotrope). En lissant pour chacune des 13 fréquences utiles la courbe $I_{\nu}(t)$ par une moyenne flottante (sur quelques rotations joviennes), puis en effectuant un ajustement de la courbe obtenue par une équation de la forme :

$$Y = A + B/X^2$$

on détermine la valeur du fond $I_{\nu}^{\circ} = A$ à chaque fréquence. Cela nous permet d'éliminer des valeurs mesurées de l'intensité reçue le fond et l'enveloppe en $1/R^2$. On obtient donc les variations intrinsèques de l'émission HOM, que l'on intègre avec un pas de 9h55,5mn de manière à éliminer la modulation due à la rotation de Jupiter, et que l'on somme sur les 13 canaux utiles afin d'éliminer d'éventuelles fluctuations résiduelles à courte échelle. Les courbes obtenues pour Voyager 1 et 2 (Figure 6a) présentent des fluctuations évidentes à l'échelle de quelques jours, et ces fluctuations sont corrélées pour les deux sondes, bien que les positions de ces dernières en temps local soient très éloignées.

La même analyse appliquée à l'émission b-KOM confirme ce résultat. Toutefois, l'émission b-KOM est moins intense que l'émission HOM, et est de plus fortement bruitée par la présence de sursauts de type III solaires, qui sont négligeables aux plus hautes fréquences, mais prépondérants vers 100-300 KHz. Aussi, comme on peut le constater sur la figure 6b, les fluctuations du b-KOM ne sont elles bien corrélées avec celles de l'émission HOM qu'à proximité des rencontres Voyager-Jupiter, où l'intensité apparente du b-KOM est assez élevée. La bonne corrélation des variations HOM et b-KOM observées simultanément par Voyager 1 et 2 suggère donc que ces variations sont causées par un phénomène magnétosphérique global. Nous y reviendrons au chapitre suivant.

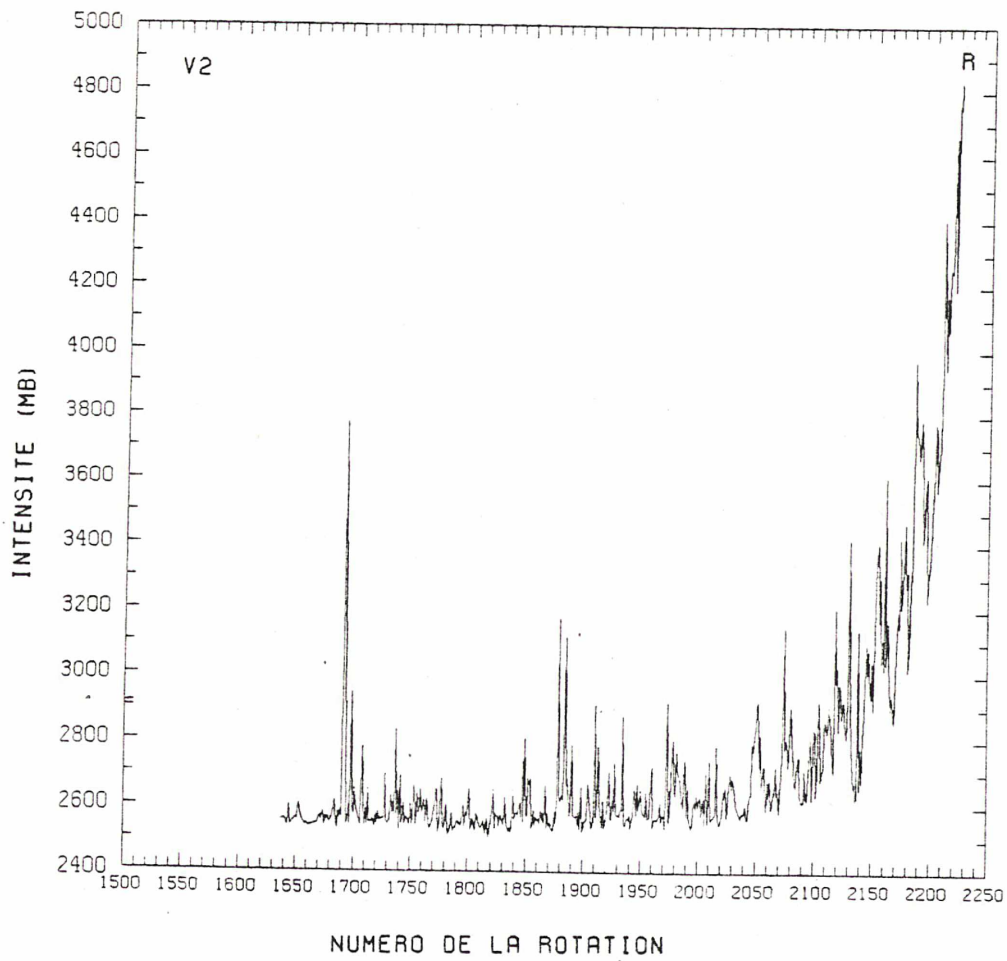


Figure 5 : Intensité (en mb) reçue par V2 dans un canal typique à 1 MHz, en fonction du temps (caractérisé par le numéro de la rotation jovienne correspondante, origine = 1977.0). La variation en $1/R^2$ (R étant la distance V2-Jupiter) est évidente. Il s'y superpose des fluctuations à diverses échelles de temps. Nous avons étudié les fluctuations de l'ordre de quelques jours.

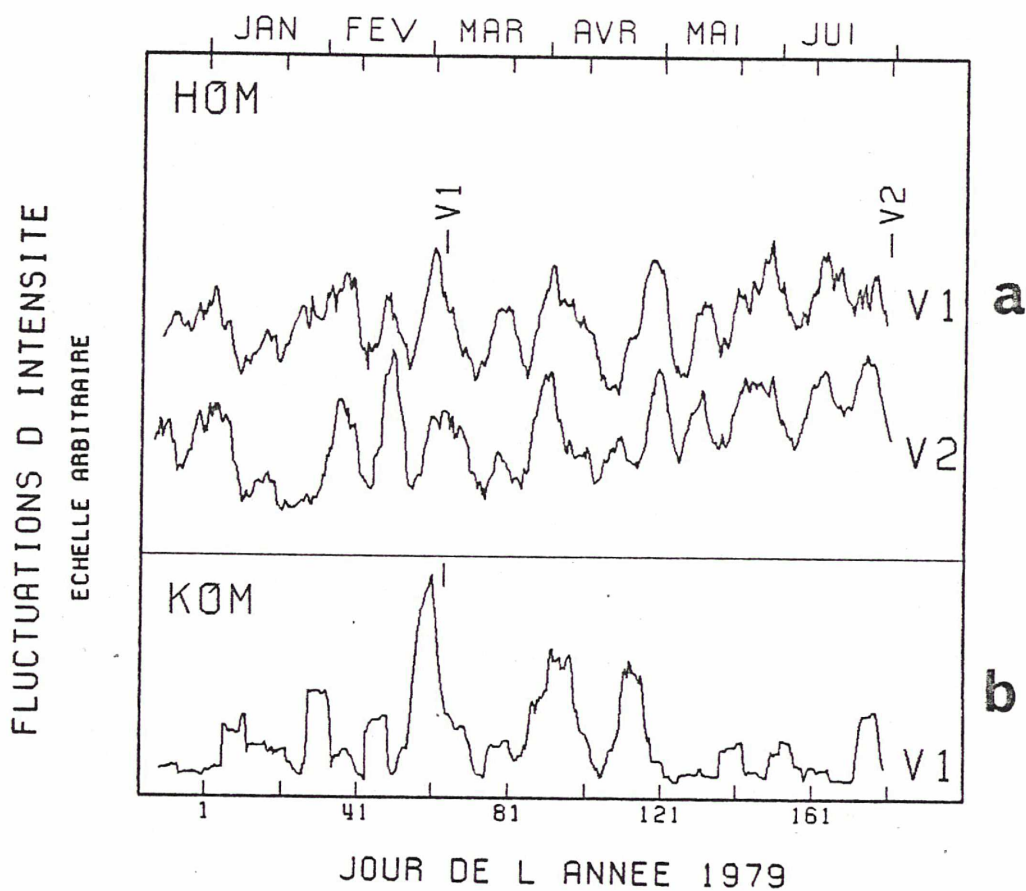


Figure 6 : Variations d'intensité observées: (a) par les deux sondes aux longueurs d'onde hectométriques; (b) par V1 aux longueurs d'onde kilométriques. La variation systématique de l'intensité en fonction de la distance sonde-Jupiter ont été corrigées par une loi en $1/R^2$. La modulation due à la rotation de Jupiter a été éliminée en moyennant les données sur la durée d'une rotation, et les fluctuations plus courtes que 6 jours ont été lissées par une moyenne flottante. Les courbes hectométriques ont été obtenues en sommant 13 canaux "propres" entre 0.788 et 1.3 MHz (voir texte), et la courbe kilométrique en sommant 3 canaux entre 78 et 116 KHz.

Ayant éliminé toutes les modulations parasites présentes dans les données, nous pouvons maintenant utiliser une analyse de Fourier pour déterminer les périodes des variations à long terme de l'activité jovienne. Les résultats en sont présentés sur la figure 7. Les pics significatifs obtenus sont à 29 jours (+2.5j ; -2.0j), 14.5 jours, 10.5 jours ($\pm 1j$) et 7.2 jours (le dernier significatif pour Voyager 1 seulement). Le pic à 29 jours, compte tenu des barres d'erreur élevées dues au fait que l'ensemble de données étudié (6.7 mois) ne contient qu'environ 7 périodes, est proche de la période de rotation solaire observée de Jupiter. Cette période est d'environ 26 jours pour les zones équatoriales solaires, mais l'intervalle de temps étudié ici est proche d'un maximum solaire (1980), durant lequel les centres actifs se trouvent à une latitude élevée sur le soleil, où la période de rotation est supérieure à la période équatoriale. On en déduit donc que ce pic doit être d'origine solaire.

Pour expliquer la présence des pics à 14.5 et 10.5 jours, nous avons examiné les données de polarité du champ magnétique solaire publiées dans le "Solar Geophysical Data" de Novembre 1979, reproduites sur la figure 8. Ce champ magnétique solaire est véhiculé à travers le milieu interplanétaire par le vent solaire, et témoigne de la structure en secteurs spiraux de celui-ci. Pendant la plus grande partie de l'intervalle de temps étudié, cette polarité magnétique présente une structure bien définie : à partir du 6 Février 1979, après une période fluctuante, deux secteurs de durées inégales apparaissent. Leurs durées sont respectivement de 14-16.5 jours et 9-11 jours, et sont donc parfaitement compatibles avec les pics à 14.5 et 10.5 jours observés sur les spectres de puissance. De plus, la période totale du phénomène (i.e. la somme des durées des secteurs et des courtes périodes de transition qui les séparent) apparaît effectivement > 26 jours.

Enfin, le pic à 7.2 jours, significatif seulement dans le cas de Voyager 1, est probablement la somme d'harmoniques des pics à 14.5 et 29 jours. Cela expliquerait qu'il soit plus intense qu'un éventuel harmonique du pic à 10.5

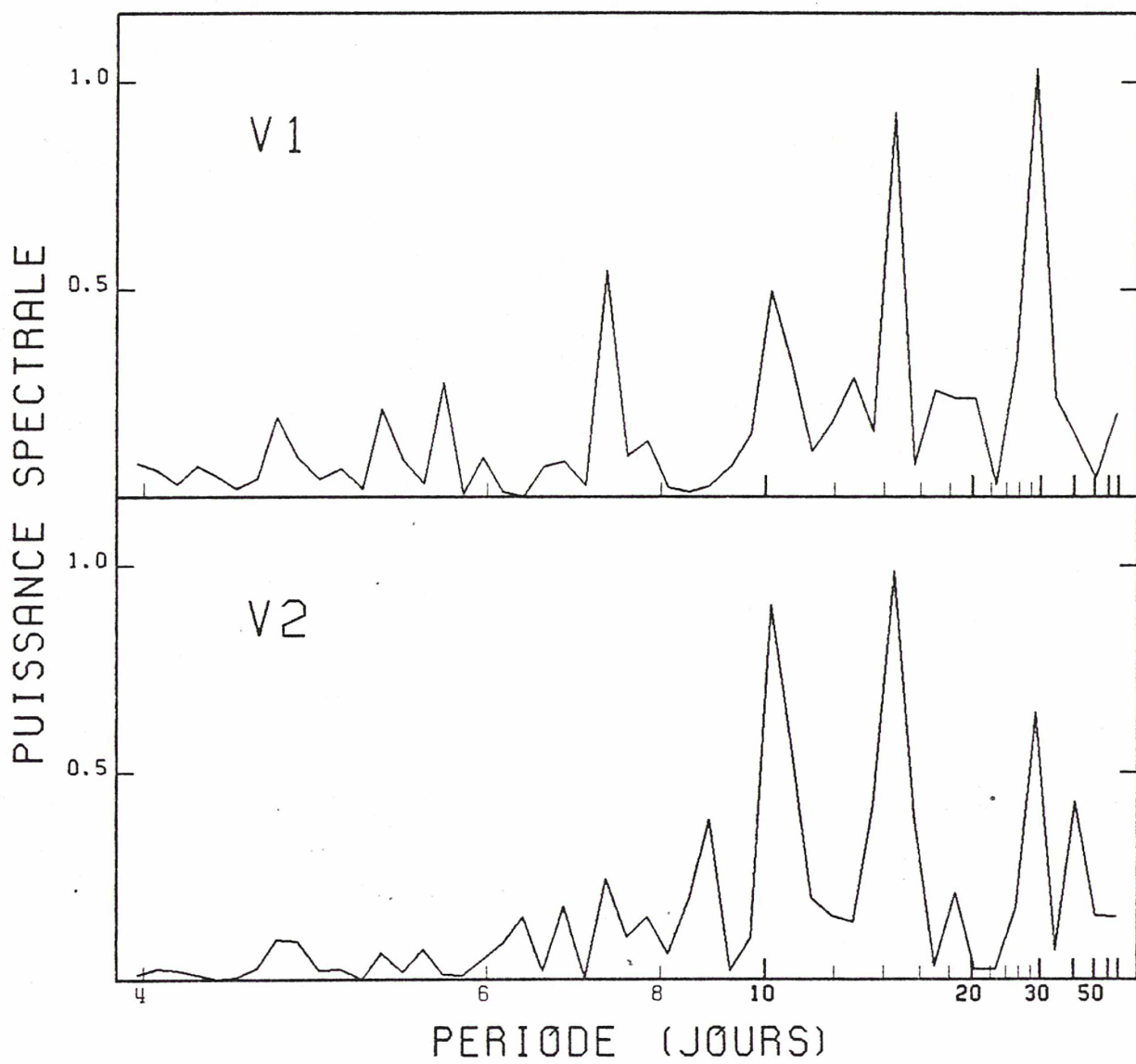


Figure 7 : Spectres de puissance des variations d'intensité HGM observées par Voyager 1 et 2, calculés après correction des variations de distance Voyager-Jupiter.

STANFORD MEAN SOLAR MAGNETIC FIELD

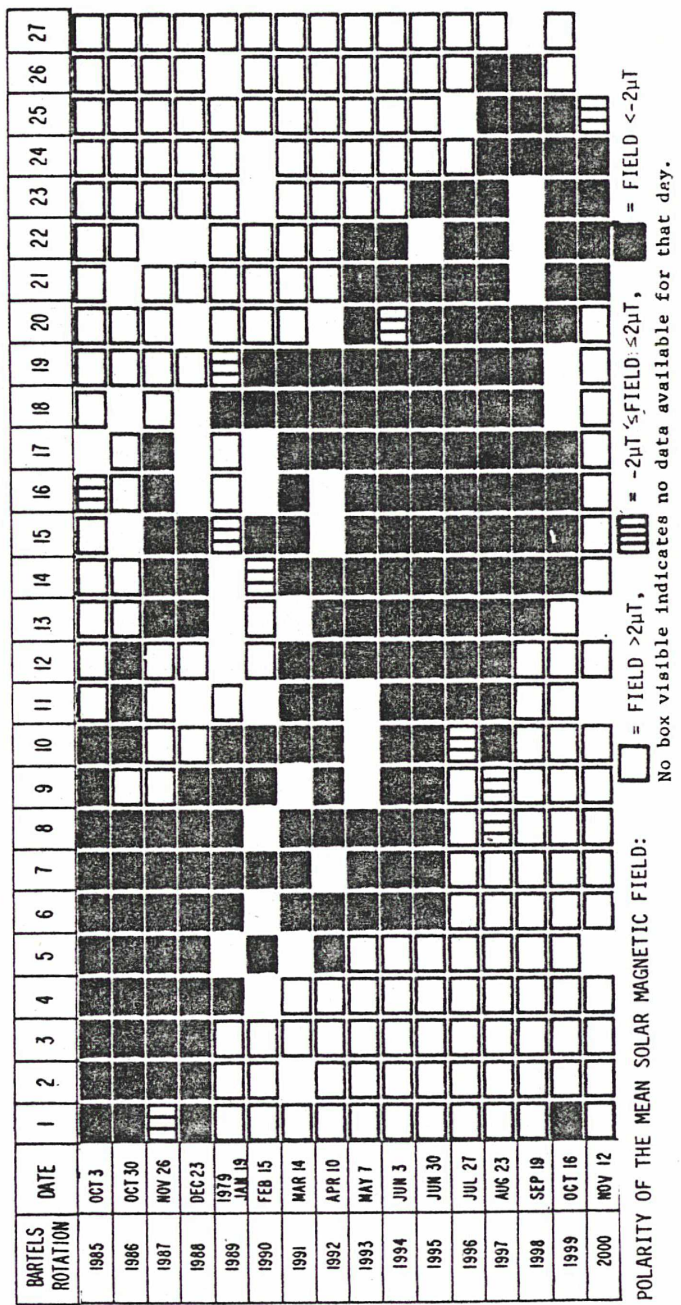


Figure 8 (d'après le "Solar geophysical data" de Novembre 1979) : Polarité du champ magnétique solaire moyen observée quotidiennement à Stanford (U.S.A.). Les carrés blancs correspondent à une polarité positive (B pointant vers le soleil), les carrés noirs à une polarité négative, les carrés hachurés à une polarité nulle et l'absence de carré à une absence de donnée pour la journée correspondante.

jours.

Avant de conclure à l'influence du vent solaire sur l'activité HOM jovienne, nous avons examiné par analyse de Fourier les variations du flux U.V. et du nombre de taches solaires pendant l'intervalle de temps correspondant à notre étude (Figure 9, tirée de Heath (1980)). En effet, la répartition en deux secteurs des centres actifs à la surface du soleil pourrait également expliquer les variations de l'émission HOM jovienne par des variations d'intensité du flux U.V. solaire à Jupiter, conduisant par exemple à une variabilité de la conductivité ionosphérique qui pourrait à son tour induire une fluctuation des précipitations électroniques responsables de l'émission. Or, comme on peut le constater sur la figure 10, seuls la période totale à 29 jours et un harmonique plus faible à environ 14 jours apparaissent sur les spectres de puissance du flux U.V. et du nombre de taches solaires, ce qui confirme donc que l'influence du soleil sur les émissions basses fréquences joviennes s'exerce bien par l'intermédiaire du vent solaire et de son interaction avec la magnétosphère de Jupiter.

Ces résultats mettent en évidence l'influence de la structure en secteurs du vent solaire sur les variations à long terme de l'intensité de l'émission HOM jovienne. Pour l'émission b-KOM, on obtient des résultats analogues, mais avec des pics moins élevés sur les spectres de puissance, pour les raisons déjà exposées plus haut.

III.3 - Comparaison avec les données de Nancay.

Nous avons ensuite étudié les données concernant l'émission DAM jovienne recueillies à Nancay pendant la période étudiée (15/12/78 au 5/7/79). Le choix des données Nancay plutôt que Voyager pour le DAM résulte du fait que la bande haute du récepteur PRA était très bruitée par des parasites de fonctionnement de la sonde gênant la détection du DAM, sauf pendant un court

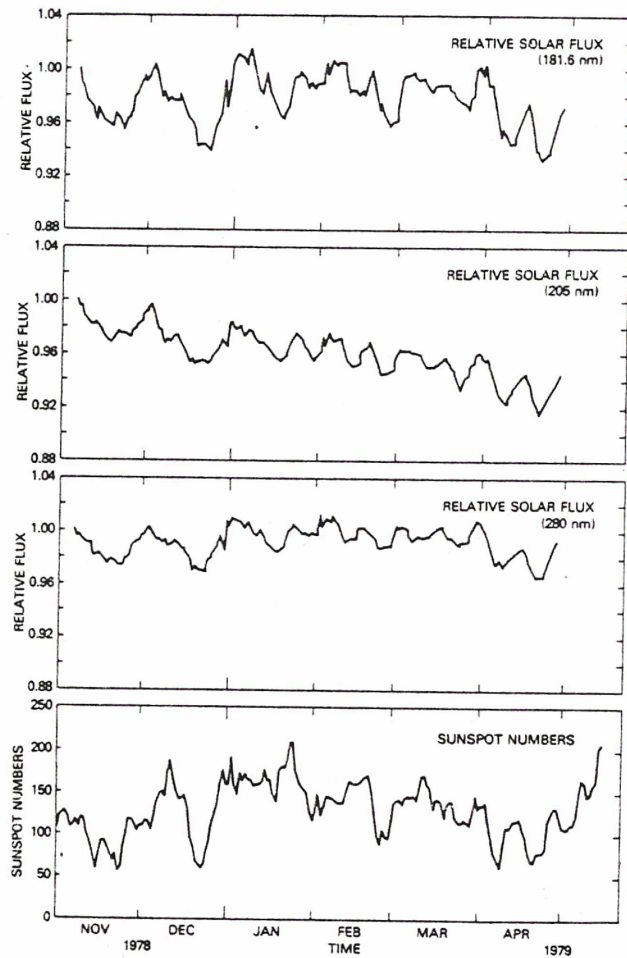


Figure 9 (d'après Heath, (1980)) : Variations quotidiennes du flux solaire U.V. observé dans 3 bandes de longueurs d'onde, et du nombre de taches solaires entre Novembre 1978 et Avril 1979.

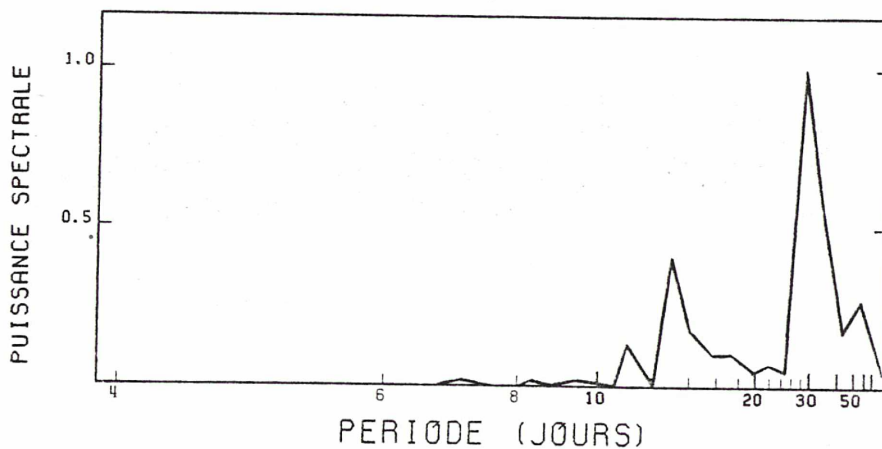


Figure 10 : Spectre de puissance des variations temporelles du flux solaire U.V. reçu dans la bande centrée sur 280 nm (figure 9). Ce spectre est caractéristique de ceux obtenus pour les autres courbes de la figure 9.

intervalle de temps autour de chaque rencontre. Les données DAM Nancay, bien que discontinues à une échelle de 24h du fait de la rotation terrestre, sont donc comparativement de meilleure qualité que les observations Voyager dans la même gamme de fréquences. De plus, elles ne sont pas affectées par des variations de la distance observateur-Jupiter, contrairement aux données Voyager.

Nous avons corrélié séparément les probabilités d'émission DAM contrôlée par Io et non contrôlée par Io avec l'intensité de l'émission HOM jovienne : pour cela, nous avons défini un indice d'activité HOM jovienne, égal à +1, 0 ou -1, et caractérisant l'intensité de l'émission (forte, moyenne, faible). Ces trois domaines d'intensité correspondent respectivement aux tiers supérieur, moyen et inférieur de l'amplitude locale des variations d'intensité de l'émission HOM, représentées sur la figure 6a. Pour chacun des deux domaines extrêmes, nous avons déterminé la probabilité d'émission DAM contrôlée par Io et non contrôlée par Io, définie comme le rapport entre les durées d'émission et d'observation. Les résultats sont présentés sur le tableau A. Ces corrélations montrent clairement que les variations du non-Io-DAM sont très bien corrélées à celles de l'HOM (probabilité d'émission 4 fois plus forte pendant les maxima d'intensité HOM que pendant les minima), tandis que les variations du Io-DAM ne le sont pas. On en déduit donc que le non-Io-DAM est également soumis à l'influence du vent solaire alors que le Io-DAM n'en est pas affecté. Notons au passage que ce résultat explique l'absence de période de rotation solaire dans les données à 22 MHz de Kaiser et Alexander (1973) (c.f. chapitre II), car à cette fréquence, le Io-DAM est largement dominant.

III.4 - Résultats.

Ces résultats, qui confirment et complètent les résultats antérieurs (c.f. chapitre II), sont obtenus par une méthode différente de celles précédemment utilisées. L'avantage de l'analyse de Fourier est sa simplicité d'application à notre échantillon de données, exempt de modulations parasites, et

PERIODES D'ACTIVITE HOM			10/2/79 au 14/2/79 23/2/79 au 27/2/79 11/3/79 au 16/3/79 23/3/79 au 27/3/79 4/5/79 au 7/5/79 12/5/79 au 17/5/79 2/6/79 au 7/6/79 13/6/79 au 19/6/79		28/12/78 au 9/1/79 2/2/79 au 8/2/79 16/2/79 au 22/2/79 28/2/79 au 11/3/79 16/3/79 au 22/3/79 28/3/79 au 4/4/79 28/4/79 au 3/5/79 7/5/79 au 12/5/79 21/5/79 au 1/6/79 8/6/79 au 13/6/79 21/6/79 au 26/6/79
INDICE D'ACTIVITE HOM			- 1	0	+ 1
DAM CONTROLE PAR IO	0° - 200°	E	11.3 h	-	20.8 h
		O	31.4 h	-	59.3 h
		P	35.8 %	-	35.1 %
	200° - 360°	E	9.3 h	-	22.4 h
		O	45.6 h	-	75.1 h
	0° - 360°	P	20.5 %	-	29.8 %
E		20.6 h	-	43.2 h	
DAM NON CONTROLE PAR IO	0° - 200°	O	76.9 h	-	134.4 h
		P	26.7 % + 5.9 %	-	32.1 % + 4.9 %
		E	1.9 h	-	9.5 h
	200° - 360°	O	181.5 h	-	287.5 h
		P	1.0 %	-	3.3 %
	0° - 360°	E	3.5 h	-	22.0 h
O		121.5 h	-	197.2 h	
0° - 360°	P	2.9 %	-	11.2 %	
	E	5.4 h	-	31.5 h	
0° - 360°	O	303.0 h	-	484.5 h	
	P	1.8 % + 0.8 %	-	6.5 % + 1.2 %	

Tableau A: Comparaison de l'activité HOM observée par Voyager 1 et 2, et de l'activité DAM observée à Nançay. Nous avons distingué les domaines de longitude 0°-200° et 200°-360°, dans lesquels se répartissent les diverses sources.

(E)=durée pendant laquelle une émission a été observée (en heures),

(O)=durée d'observation en heures,

(P)=Probabilité d'émission DAM = E/O.

donc la fiabilité des résultats obtenus pour l'HOM. Puis la corrélation des données HOM et DAM présente l'avantage, par rapport à la corrélation entre le DAM et un quelconque indice d'activité solaire, de se faire avec un délai en temps connu (et égal à 0 puisque les deux émissions ont lieu approximativement au même moment), alors que les travaux précédents nécessitaient une hypothèse sur la vitesse des particules du vent solaire, ou une recherche du délai donnant la meilleure corrélation. Nous avons également clairement montré que seul le DAM non contrôlé par Io subissait l'influence du vent solaire. Enfin, les durées des 2 secteurs de polarité magnétique opposée étant inégales pendant la période étudiée et correspondant aux pics présents sur les spectres de puissance, on a pu attribuer avec certitude les variations à long terme des émissions HOM, b-KOM et non-Io-DAM joviennes au vent solaire et non à d'autres paramètres d'activité solaire (flux U.V., nombre de taches...).

IV - DISCUSSION.

La rotation rapide de Jupiter et son fort champ magnétique laissent penser que les phénomènes magnétosphériques internes joviens sont entièrement dominés par une dynamique de rotation. Or, nous avons montré que le passage à Jupiter des secteurs magnétiques associés au vent solaire influe sur l'intensité de certaines émissions radio joviennes à basse fréquence (quoique cet effet reste secondaire par rapport à la modulation rotationnelle). Le tableau B dresse le bilan des résultats obtenus, et nous permet de tirer quelques renseignements intéressants sur la localisation des sources d'émission.

Le fait que les émissions HOM et non-Io-DAM soient étroitement corrélées, et qu'elles fluctuent donc toutes deux en réponse aux variations du vent solaire, ainsi que le fait que leurs étendues spectrales soient dans le prolongement l'une de l'autre, suggèrent fortement que ce sont en fait les 2

	Domaines de longueurs d'onde	Appellation de l'émission	Influence du vent solaire
Terre	Kilométrique	TKR	Oui
Jupiter	Kilométrique large bande	b-KOM	Oui
	Hectométrique	HOM	Oui
	Décamétrique non contrôlé par Io	non-Io-DAM	Oui
	Décamétrique contrôlé par Io	Io-DAM	Non
Saturne	Kilométrique	SKR	Oui

Tableau B : Influence ou non-influence du vent solaire sur les émissions radio de la Terre, Jupiter et Saturne.

composantes (basses et hautes fréquences) d'une même émission ayant une région source commune dans la magnétosphère jovienne. L'hypothèse en avait déjà été faite par plusieurs auteurs (Boischot et al., 1981; Carr et al., 1983) et trouve donc ici une confirmation. L'émission DAM contrôlée par Io, en revanche, apparait distincte de la précédente. Le b-KOM, bien que soumis à l'influence du vent solaire, présente sur les spectres dynamiques une structure distincte de celle de l'émission HOM, et de plus son mode de propagation (mode ordinaire) est différent de celui des émissions HOM et DAM (mode extraordinaire), et témoigne donc d'un processus d'émission différent. Ceci porte donc à 4 le nombre de composantes distinctes des émissions radio magnétosphériques joviennes : n-KOM, b-KOM, HOM + non-Io-DAM, Io-DAM.

Comme nous l'avons déjà écrit plus haut, nous ne nous intéresserons pas au n-KOM, dont la source est supposée se trouver dans la partie externe du tore de plasma d'Io, à une distance comprise entre 8 et 10 rayons joviens du centre de la planète. On pense généralement que les autres émissions radio non thermiques jovienne à basses fréquences sont engendrées à des fréquences proches (un peu au dessus) de la gyrofréquence locale à la source, dans et au dessus de l'ionosphère de Jupiter. Les mécanismes généralement invoqués pour la production des ondes électromagnétiques émises passent par l'existence d'instabilités de plasma et la conversion (directe ou indirecte) de leur énergie en ondes électromagnétiques. Mais, ni les positions exactes des radiosources, ni les processus précis d'émission ne sont fermement établis (Carr et al., 1983). Néanmoins, les mécanismes d'émission proposés nécessitent la présence d'électrons accélérés pour engendrer les instabilités à la source des émissions (Goldstein and Goertz, 1983). C'est pourquoi on situe généralement la source des émissions DAM joviennes sur les lignes de champ magnétique coupant le tore de plasma d'Io (à environ 6 rayons joviens du centre), car on pense que les électrons peuvent être accélérés dans le tore.

Or, Lepping et al. (1983) ont trouvé une période d'environ 27 jours en étudiant les fluctuations de la queue magnétosphérique jovienne, et ont conclu à

un effet dû aux variations de la pression dynamique du vent solaire. La queue magnétosphérique jovienne étant le siège de courants électriques et d'un plasma "chaud", contenant donc des électrons énergétiques, il est possible que ces électrons précipitent le long des lignes de champ magnétique ouvertes de la queue vers les régions de latitude élevée de l'ionosphère jovienne, comme dans le cas des sous-orages auroraux terrestres. Ils pourraient donc être à la source des émissions basses fréquences, notamment b-KOM, HQM et non-Io-DAM, puisque ces dernières exhibent des variations d'intensité corrélées au vent solaire. Le résultat de Terasawa et al. (1978) (chapitre II) est parfaitement compatible avec cette hypothèse, puisque ces auteurs ont obtenu une corrélation des variations du non-Io-DAM avec celles de la pression dynamique du vent solaire. Ces variations de pression sont probablement associées à la structure en secteurs du vent solaire, ainsi que le suggèrent les auteurs.

Une autre possibilité d'interaction du vent solaire avec la magnétosphère jovienne consisterait en la précipitation directe de particules du vent solaire vers les régions polaires joviennes par l'intermédiaire des "cornets polaires" ("polar cusps"), qui constituent les seules voies d'accès direct du vent solaire vers les régions internes de la magnétosphère. Cette interaction dépendrait aussi de la pression du vent solaire, dont l'intensité conditionne le flux incident de particules solaires.

Le fait que l'émission DAM contrôlée par Io ne soit pas affectée par le vent solaire implique que sa source se trouve située plus profondément à l'intérieur de la magnétosphère jovienne. La localisation habituelle de cette source sur les lignes de champ magnétiques coupant le tore de Io est parfaitement compatible avec cette contrainte car le tore est profondément enfoncé dans la magnétosphère de Jupiter, et le pied des lignes de champ magnétique qui le coupent ne se trouve pas à des latitudes très élevées (60 à 70 degrés). Ces hypothèses sont schématisées sur la figure 11.

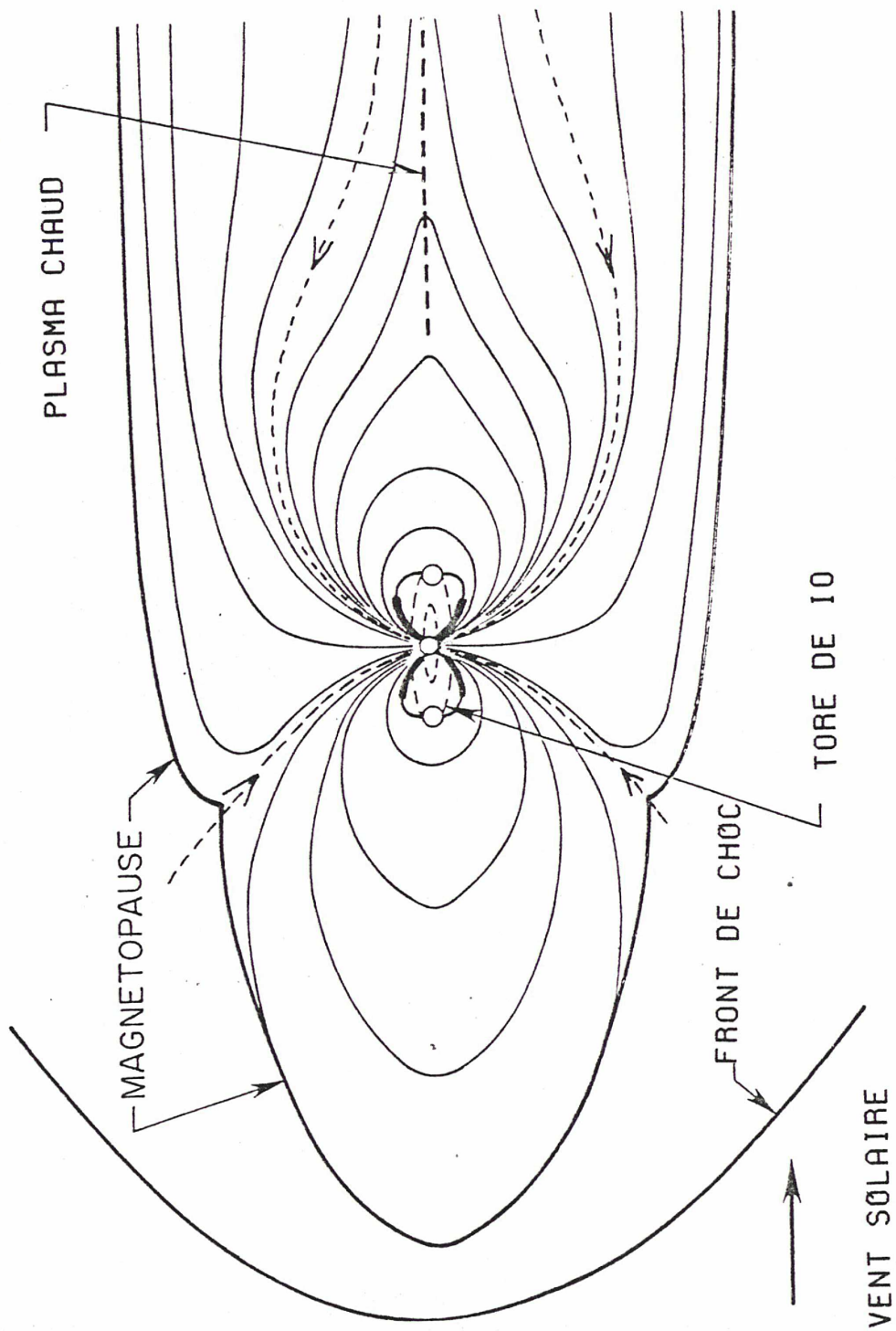


Figure 11 : Coupe schématique de la magnétosphère jovienne. La localisation supposée de la source de l'émission Io-DAM (non influencée par le vent solaire) est indiquée en trait plein. Les deux provenances possibles des électrons précipitant vers les régions polaires sont indiquées en pointillés.

V - CONCLUSION.

A partir de l'étude des variations à long terme des émissions radio joviennes à basses fréquences, nous avons pu diviser ces émissions en catégories distinctes : b-KOM, HOM + non-Io-DAM, Io-DAM. Ces émissions sont toutes trois fortement modulées par la rotation de Jupiter et les deux premières sont également modulées par les variations de pression dynamique du vent solaire à Jupiter. Ces résultats nous conduisent à reconsidérer l'hypothèse communément admise de la localisation des sources d'émission DAM joviennes sur les lignes de champ magnétique coupant le tore de Io, en distinguant le cas des émissions non contrôlées par Io de celui des émissions contrôlées. En effet, la queue magnétosphérique jovienne modulée par la pression dynamique du vent solaire, ou le vent solaire lui-même par l'intermédiaire des "cornets polaires", peuvent être les sources des électrons accélérés à l'origine des émissions b-KOM et HOM + non-Io-DAM. En revanche, pour le Io-DAM, la localisation habituelle de la source reste la plus probable, les électrons étant engendrés ou accélérés dans le tore de plasma d'Io. Dans tous les cas, l'émission est supposée avoir lieu près de la fréquence gyromagnétique locale, et la détermination précise de la position (notamment radiale) des sources passe donc par une bonne connaissance du champ magnétique jovien.

Nous obtenons donc une vision plus synthétique des sources d'émission radio magnétosphériques joviennes, indispensable à l'établissement d'une théorie cohérente de ces émissions. Elle devra notamment tenir compte de l'influence du vent solaire, dont les variations de pression dynamique induisent des fluctuations à grande échelle dans la magnétosphère de Jupiter, qui provoquent des variations à long terme des émissions radio.

Des périodicités plus courtes (quelques dizaines d'heures) que nous n'avons pas étudiées ici existent également dans les données relatives à ces

émissions. Elles sont peut-être liées à des fluctuations des propriétés du tore de plasma d'Io. Leur étude est actuellement en cours, ainsi que la comparaison détaillée des variations spectrales et temporelles des émissions contrôlées et non contrôlées par Io, en fonction de la géométrie d'observation (par Voyager 1 ou 2), en vue de confirmer et de préciser les hypothèses précédentes sur la localisation des sources d'émission.

REFERENCES

- Alexander, J.K., T.D. Carr, J.R. Thieman, J.J. Schauble and A.C. Riddle, Synoptic observations of Jupiter's radio emissions: average statistical properties observed by Voyager, J.G.R., 86, 8529, 1981.
- Barrow, C.H., Jupiter's decametric radio emission and solar activity, Planet. Space Sci., 26, 1193, 1978.
- Barrow, C.H., Association of corotating magnetic sector structure with Jupiter's decameter-wave radio emission, J.G.R., 84, 5366, 1979.
- Benson, R.F. and W. Calvert, ISIS 1 observations at the source of auroral kilometric radiation, Geophys. Res. Lett., 6, 479, 1979.
- Bigg, E.K., Influence of the satellite Io on Jupiter's decametric emission, Nature, 203, 1008, 1964.
- Boischot, A., A. Lecacheux, M.L. Kaiser, M.D. Desch and J.K. Alexander, Radio Jupiter after Voyager: An overview of the planetary radio astronomy observations, J.G.R., 86, 8213, 1981.
- Carr, T.D., M.D. Desch and J.K. Alexander, Phenomenology of magnetospheric radio emissions, in "Physics of the Jovian magnetosphere", A.J. Dessler Ed., Cambridge Univ. Press, 1983.
- Desch, M.D., Evidence for solar wind control of Saturn radio emission, J.G.R., 87, 4549, 1982.
- Giraud, A. and M. Petit, Ionospheric techniques and phenomena, D. Reidel Ed., 1978.
- Goldstein, M.L., and C.K. Goertz, Theories of radio emissions and plasma waves, in "Physics of the Jovian magnetosphere", A.J. Dessler Ed., Cambridge Univ. Press, 1983.
- Heath, D.F., A review of observational evidence for short and long-term Ultraviolet flux variability of the Sun, Proceedings of the International Conference : Sun and Climate, 1980.
- Kaiser, M.L. and J.K. Alexander, Periodicities in the Jovian decametric emission,

Astrophys. Lett., 14, 55, 1973.

Kaiser, M.L. and J.K. Alexander, Relationship between auroral substorms and the occurrence of terrestrial kilometric radiation, J.G.R., 82, 5283, 1977.

Lepping, R.P., M.D. Desch, L.W. Klein, E.C. Sittler Jr., J.D. Sullivan, W.S. Kurth and K.W. Behannon, Structure and other properties of Jupiter's distant magnetotail, J.G.R., 88, 8801, 1983.

Oya, H. and A. Morioka, Relations between turbulent regions of interplanetary magnetic field and jovian decametric radio wave emissions from the main source, Planet. Space Sci., 29, 783, 1981.

Pokorny, Z., Decametric emission of Jupiter and solar activity, Bull. Astron. Institute Czech, 33, 193, 1982.

Shain, C.A., Nature, 176, 836, 1956.

Terasawa, T., K. Maesawa and S. Machida, Solar wind effect on Jupiter's non-Io-related radio emission, Nature, 273, 131, 1978.

Voots, G.R. and D.A. Gurnett, Auroral kilometric radiation as an indicator of auroral magnetic disturbances, J.G.R., 82, 2259, 1977.

BIBLIOGRAPHIE COMPLEMENTAIRE

Acuna, M.H., K.W. Behannon and J.E.P. Connerney, Jupiter's magnetic field and magnetosphere, in "Physics of the Jovian magnetosphere", A.J. Dessler Ed., Cambridge Univ. Press, 1983.

Burke, B.F. and K.L. Franklin, Observations of a variable radio source associated with the planet Jupiter, J.G.R., 60, 213, 1955.

Desch, M.D. and M.L. Kaiser, The occurrence rate, polarization character and intensity of broadband jovian kilometric radiation, J.G.R., 85, 4248, 1980.

Desch, M.D. and H.D. Rucker, The relationship between Saturn kilometric radiation and the solar wind, J.G.R., 88, 8999, 1983.

Hill, T.W., A.J. Dessler and C.K. Goertz, Magnetospheric models, in "Physics of the Jovian magnetosphere", A.J. Dessler Ed., Cambridge Univ. Press, 1983.

Kaiser, M.L. and M.D. Desch, Narrow-band jovian kilometric radiation: A new radio component, *Geophys. Res. Lett.*, 7, 389, 1980.

Kaiser, M.L., M.D. Desch, A.C. Riddle, A. Lecacheux, J.B. Pearce, J.K. Alexander, J.W. Warwick and J.R. Thieman, Voyager spacecraft radio observations of Jupiter: Initial cruise results, *Geophys. Res. Lett.*, 6, 507, 1979.

Kurth, W.S., D.A. Gurnett and F.L. Scarf, Spatial and temporal studies of jovian kilometric radiation, *Geophys. Res. Lett.*, 7, 61, 1980.

Lecacheux, A., B.M. Pedersen, A.C. Riddle, J.B. Pearce, A. Boischot and J.W. Warwick, Some spectral characteristics of the hectometric jovian emission, *J.G.R.*, 85, 6877, 1980.

CONCLUSION GENERALE

ET

PERSPECTIVES

Depuis 15 ans, la planétologie connaît un essor explosif. Les données recueillies par les sondes spatiales (notamment Voyager 1 et 2) ont radicalement changé nos vues sur le système solaire, et notamment sur les magnétosphères de la Terre, Jupiter et Saturne, et sur leur interaction dynamique avec le vent solaire.

Comme nous l'avons vu dans la deuxième partie de cette thèse, cette interaction peut aider à la localisation des sources d'émissions, qui est indispensable à l'élaboration d'une théorie de ces émissions. Toutefois, l'influence du vent solaire n'est que l'un des paramètres utiles pour la comparaison des diverses émissions radio planétaires. Les informations qu'elle fournit en imposant des contraintes sur la localisation des sources peuvent être précisées par la comparaison détaillée des autres caractéristiques de ces émissions : structures spectrales, périodicités, mode d'émission (déterminé par des mesures de polarisation), et lobe d'émission (déterminé par l'étude stéréoscopique d'une émission, simultanément par deux sondes dont les latitudes planétocentriques et les positions en temps local sont différentes).

Outre la localisation des sources, la détermination de leurs mécanismes d'émission (qui dépendent des conditions physiques à la source), et l'influence du vent solaire sur les environnements planétaires, l'étude des émissions radio magnétosphériques permet d'obtenir des informations importantes sur la propagation des ondes radio dans les milieux traversés (plasmas magnétisés). Les émissions joviennes, par exemple, permettent d'étudier la propagation des ondes radio dans le tore de plasma d'Io (A. Ortega-Molina, Thèse de 3ème cycle, 1983).

Dans le cas des SED, la localisation de la source dans l'atmosphère de Saturne a fourni un moyen particulièrement efficace de sonder l'ionosphère de la planète. Les sondes spatiales Voyager n'avaient permis d'obtenir directement que deux points de mesure par rencontre, aux limbes de la planète, tandis que l'émission SED est une sonde naturelle de toute l'ionosphère équatoriale de

Saturne. L'étude des caractéristiques des SED donne de plus un élément supplémentaire de comparaison des propriétés des éclairs d'orages planétaires, dans le but d'en éclaircir la physique qui est encore mal connue. Ces caractéristiques dépendent certainement de la composition et de la dynamique des diverses atmosphères planétaires.

Bien que les données recueillies par Voyager 1 et 2 (sur les émissions de Jupiter et Saturne) et ISEE (sur les émissions terrestres) soient loin d'être "épuisées", de nouveaux satellites (Viking pour la Terre, ISPM et Galileo pour Jupiter, et Cassini pour Saturne) vont permettre de poursuivre l'étude des magnétosphères planétaires, et de tenter de répondre aux questions soulevées par l'analyse de la première avalanche de données. De plus, la prochaine rencontre de Voyager 2 avec Uranus (en Janvier 1986) va probablement permettre l'étude d'une magnétosphère très différente de celles déjà connues. En effet, les aurores détectées sur Uranus par le satellite IUE révèlent l'existence d'un champ magnétique, et donc probablement d'une magnétosphère et d'émissions radio associées. Ces observations seront très intéressantes car l'axe de rotation de cette planète est presque dans le plan de l'écliptique.

En ce qui concerne les décharges électrostatiques, outre l'existence possible d'UED, la détection des SED à partir du sol à l'aide du nouveau spectrographe acousto-optique couplé au réseau décimétrique de Nançay sera bientôt tentée. D'après nos estimations du flux correspondant à l'émission SED au niveau de la Terre (c.f. Première partie, II.3), et les performances de ce spectrographe (sensibilité de l'ordre de quelques unités de flux pour une résolution temporelle ~ 10 ms), cette détection sera possible, sauf si l'intensité globale de l'émission a fortement varié depuis nos observations. Elle conduirait à une meilleure connaissance des éclairs planétaires et de l'ionosphère de Saturne, du fait des plus longues durées d'observation disponibles à partir du sol, en comparaison de la durée des rencontres Voyager-Saturne (quelques jours seulement).

A N N E X E S

Article n 1 :

STATISTICAL STUDY OF SATURN ELECTROSTATIC DISCHARGES

P. Zarka and B.M. Pedersen

J. Geophys. Res., 88, A11, 9007-9018, 1983 (Numéro spécial Saturne).

Article n 2 :

LOW FREQUENCY JOVIAN EMISSION AND SOLAR WIND MAGNETIC SECTOR STRUCTURE

P. Zarka and F. Genova

Nature, 306, 767-768, 1983.

Article n 3 :

DIRECTIVITY OF SED AND IONOSPHERIC IMPLICATIONS

P. Zarka

Soumis à Icarus en Février 1984.

Statistical Study of Saturn Electrostatic Discharges

P. ZARKA AND B. M. PEDERSEN

Laboratoire Associé au Centre National de la Recherche Scientifique 324, Groupe Décimétrique, Observatoire de Meudon

During the Voyager Saturn mission the Planetary Radio Astronomy (PRA) experiment observed sporadic broadband emissions (20 KHz to at least 40 MHz) during a few days around the Voyager 1 and 2 closest approaches to the planet. These emissions are interpreted to arise from short-lived electrostatic discharges in the vicinity of Saturn. We have made a statistical study of their characteristics from the Voyager 1 and 2 high-band data of the PRA experiment (1.2 MHz to 40.2 MHz). In this paper, we compare the results obtained for the two encounters and describe in detail the appearance, intensity, and spectrum of the Saturn electrostatic discharges (SED). We show that the SED spectrum is likely smooth in the frequency range 1–40 MHz and extends down to 20 KHz. We have determined the period of the SED occurrence, which seems to be slightly different for Voyager 1 and 2 encounters (10 hours 9 min for the Voyager 1 encounter and 10 hours 00 min for the Voyager 2 encounter). An attempt to interpret the statistical results is presented.

1. INTRODUCTION

During the Voyager 1 (V1) and Voyager 2 (V2) Saturn encounters in 1980 and 1981, an unexpected kind of nonthermal radio emission was observed by the Planetary Radio Astronomy (PRA) Experiment during a few days around closest approach (CA). It consists of short impulsive events randomly distributed over the whole frequency range of the PRA receiver.

Several arguments have been put forward to refute the possibility of in situ events, i.e., that the conditions in the Saturnian magnetosphere may have generated discharges near or on the spacecraft [Warwick *et al.*, 1981, 1982]: all the instruments were operating normally during both encounters, as well as the telemetry link. No emission of this kind was observed inside the Jovian magnetosphere, and for both encounters the first events were observed a long time before the first inbound bow shock crossing, when the spacecraft was still outside of the magnetosphere of the planet. Moreover, the time scale of discharges against the PRA booms due to a relativistic plasma phenomenon would be much faster than the observed one ($\leq 10^{-9}$ s instead of $\geq 3 \times 10^{-2}$ s).

With a high time resolution the detailed structure of this emission resemble the radio signature of terrestrial lightning discharges. Together with the broadbandness and the impulsivity of the emission, this led to the conclusion that Voyager was observing the effects of short-lived electrostatic discharges in the vicinity of Saturn (from the rings or the atmosphere), hence the term Saturn electrostatic discharges (hereafter SED).

The SED were first described by Warwick *et al.* [1981] and Evans *et al.* [1981]. The important changes in the flux density observed within 140 μ sec in the PRA high-speed data show that the maximum size of the instantaneous radio source is less than 42 km [Warwick *et al.*, 1981].

In this paper we use a very sensitive detection algorithm which eliminates most of the interference and allows us to identify SED events as low as 1 dB above the background. The equivalent flux density of the cosmic radio noise is about 10^{-19} W m⁻² Hz⁻¹, but the spacecraft interference has increased the value of the real background level to about 2

$\times 10^{-18}$ to 2×10^{-17} W m⁻² Hz⁻¹. So, depending on the fluctuations of this background with the time and frequency, the intensities of the weakest detected SED events are about 5×10^{-19} to 5×10^{-18} W m⁻² Hz⁻¹ (with a mean value at 3×10^{-18} W m⁻² Hz⁻¹). At CA, where the distance Voyager-Saturn is 3 R_S , this corresponds to a flux density of 4×10^{-26} W m⁻² Hz⁻¹ at the orbit of the earth.

We show that to interpret the results obtained from the PRA data, we have to take into account the following instrumental parameters: (1) the multiple lobes of antenna diagrams at high frequencies (>15 MHz) and the distortion of these diagrams due to the spacecraft body and the magnetometer boom, (2) the adaptation factor of the receiver to the antennas, and (3) the polarization response of the PRA antennas (A. Ortega-Molina and G. Daigne, unpublished manuscript, 1983).

We derive the spectrum, periodicity and intensity of the SED. These parameters yield information about the localization and size of the source and about the directivity of its emission.

2. DATA ANALYSIS

2.1. The PRA Receiver

The PRA receiving system [Warwick *et al.*, 1977] was designed to detect and identify planetary radio emissions and to determine their spectrum. It consists of a pair of 10-m orthogonal monopoles loaded against the conductive structure of the spacecraft, and connected to a high-sensitivity broadband receiver (1.2 KHz to 40.2 MHz). The basic mode of the instrument allows to obtain dynamic spectra of the planetary radio emissions.

Figure 1 shows typical dynamic spectra around CA. These spectra are created by 6-s 198-step scans at 30 ms per step in 128 200-KHz-wide channels uniformly spaced from 40.2 to 1.2 MHz and 70 1-KHz-wide channels uniformly spaced from 1.326 MHz to 20.4 KHz. Each channel measures the detected flux density alternatively in left- and right-hand circular polarization. On this figure, Saturn kilometric radiation (SKR) is detected in the frequency range 100–700 KHz. The SED are the short streaks parallel to the frequency axis.

The present study has been mainly limited to the high-frequency (HF) PRA band (1.2–40.2 MHz) to avoid confusion between SED appearing in low-frequency (LF) channels and the SKR, which is often sporadic. A more careful analysis is

Copyright 1983 by the American Geophysical Union.

Paper number 3A1320.
0148-0227/83/003A-1320\$05.00

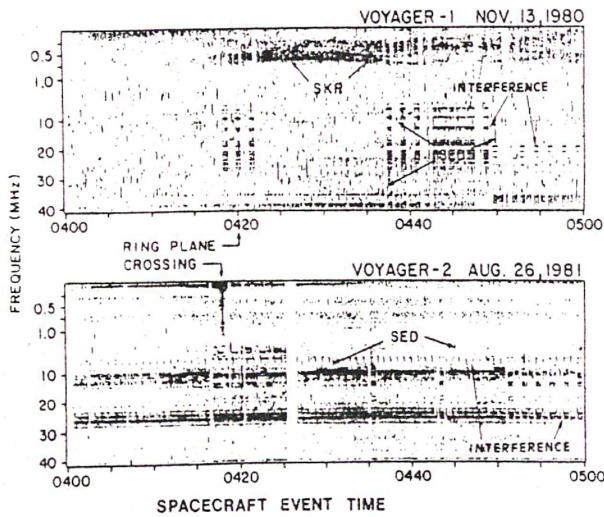


Fig. 1. Dynamic spectra near closest approach for V1 and V2 encounters [adapted from Warwick et al., 1982]. The SED are the short streaks parallel to the frequency axis. The two types of interference described in the text (periodic or at a given frequency, 2.3) are pointed out.

required in the low-frequency band. Such a study is in progress.

2.2. Data Set

The periods of time used for this statistical study, expressed in spacecraft event time (SCET), are the following ones: (1) for Voyager 1, November 7 (day 312), 1980, SCET 22:00 to November 19 (day 324), 1980, SCET 0:00 (CA = November 12 (day 317), 1980, SCET 23:56) and (2) for Voyager 2, August 24 (day 236), 1981, SCET 0:00 to August 28 (day 240), 1981, SCET 22:00 (CA = August 26 (day 238), 1981, SCET 3:24).

2.3. Method of Analysis

We have employed a method of differentiation in order to identify and catalogue each SED event, i.e., we have compared

each data point in a given channel within a 6-s scan to the average of the previous and the next data points in the same channel with the same polarization state, i.e., in the scans 12 seconds before and after, respectively. If the difference between these two values exceeds a certain threshold (1 dB in our case), we consider that we have identified one SED event and we record its characteristics (time, channel, polarization sense, and intensity) and the intensity of the background. This method allows us to be independent of the slow fluctuations of the background (at a scale longer than a few minutes) and to separate SED with duration of some milliseconds from most of the interference which sometimes occur at one frequency. Indeed, interferences generally last for more than 12 seconds and then appear in two or more consecutive 30-ms data points of the corresponding channel (Figure 1).

Moreover, for each spacecraft we have eliminated about 10 channels containing periodical impulsive interference, lasting for a single 30-ms sample and which could be counted by the detection algorithm (Figure 1). We obtained in this way two catalogues of 18,000 and 5000 SED for V1 and V2, respectively.

3. RESULTS

The SED events show up randomly in the PRA dynamic spectra. They are interpreted as broadband phenomena only detected by those of the receiver channels which are sampled during the duration of the event.

3.1. Duration

The SED have a duration of less than 30 ms to 450 ms, i.e., covering 1 to 15 PRA channels, with an mean of 55 ms near CA. The average duration of the detected SED decreases when the distance Voyager-Saturn increases, due to our fixed threshold of 1 dB above the background level. Figures 2a and 2b show the distribution of the SED-burst durations for each encounter. These distributions are consistent with an exponential law with an *e*-folding time of 41 ms for V1 and 38 ms for V2. The mean durations from these distributions are

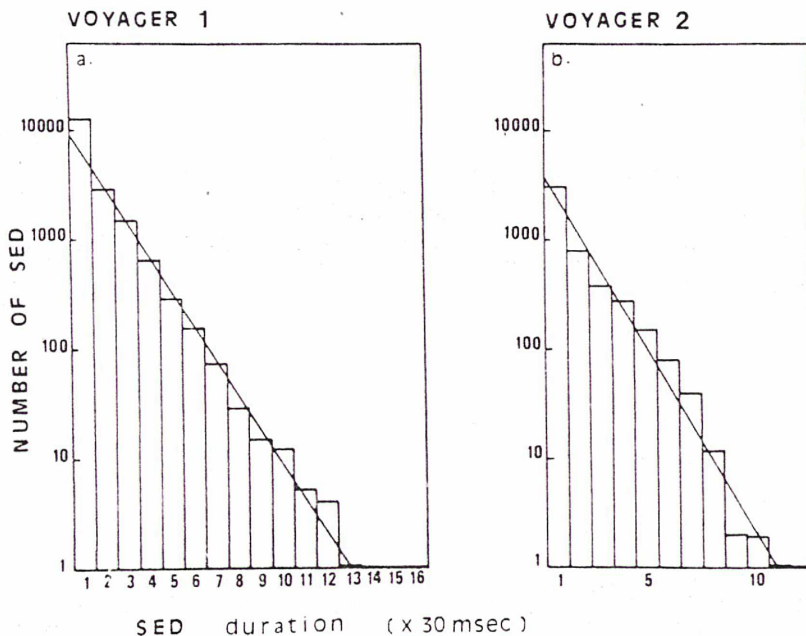


Fig. 2. Distributions of the SED durations for the two encounters. Both distributions are consistent with an exponential law.

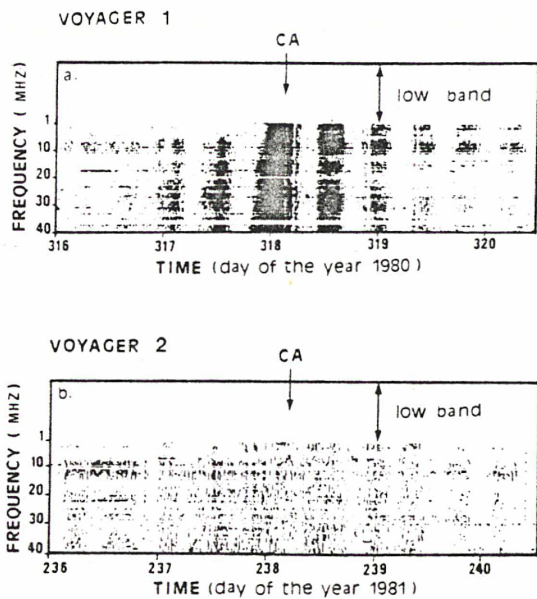


Fig. 3. Occurrence of SED as a function of time and frequency during the most important part of V1 and V2 encounters in the PRA high frequency band (1.2 to 40.2 MHz). Almost no remaining interference are visible on these figures.

about 47 ms for V1 and 51 ms for V2, but these values do not have any physical significance: due to the threshold problem mentioned above, the SED observed far from Saturn seem shorter than those observed close to the planet. This also explains the fact that on Figure 2a, the number of SED with durations of less than 30 ms is slightly higher than expected from the exponential law.

3.2. Periodicity

One of the most interesting properties of the SED is their periodic occurrence with a repetition period of about 10 hours [Evans *et al.*, 1981; Warwick *et al.*, 1982], clearly different from Saturn's period of rotation of 10 hours 39.4 min \pm 0.1 min [Desch and Kaiser, 1981]. Figures 3a and 3b show the occurrence of SED as a function of time and frequency during the most important part of the V1 and V2 encounters. The SED episodes, as well as the decreasing amount of SED as a function of distance to the planet, appear clearly, although they are less visible for the V2 encounter. This confirms that the source of SED is in the vicinity of Saturn. The phase of the repetition period has been found to be fixed relative to the line between Saturn and the spacecraft, i.e., the source of SED is fixed in longitude in a reference frame centered on Saturn, with an arbitrary origin and a sidereal period about 10 hours. This implies that the source of SED revolves around Saturn like a searchlight and is not fixed relative to the sun, as in the case of SKR. This is confirmed by the fact that the encounter episode during which the movement of the spacecraft followed Saturn's rotation is wider than the other episodes.

On Figures 3a and 3b, very few SED appear before CA below approximately 5 MHz, as pointed out by Kaiser *et al.* [1983], while they cover the whole PRA high-frequency band during and after CA.

Moreover, on Figure 3a, the V1 pre-encounter and encounter episodes seem to show earlier onsets of SED observed at high frequencies than at lower frequencies, as already noted by Evans *et al.* [1981] for the encounter episode. The start of post-encounter episodes and the end of all episodes is indepen-

dent of frequency. This feature does not appear clearly for the V2-Saturn encounter.

It is a very important clue for our understanding of the nature and localization of the SED source to establish the exact periodicity of occurrence of SED events and the eventual variation of the periodicity from one encounter to the other, so this problem needs to be analyzed in a precise way. First, in order not to be influenced by the larger number of events around CA, we have normalized the two occurrence diagrams (Figure 4) according to an empirically established $1/R^2$ distribution for each diagram, where R represents the distance between the spacecraft and the center of the planet. Then we have computed the power spectra of these normalized occurrence diagrams separately for the periods before and after CA for each spacecraft, excluding the episode around the CA, which is the only one to be affected by the spacecraft motion. We have found identical values for the periods before and after CA for each spacecraft. Figure 5 displays the V1 and V2 power spectra for the periods before CA. The center of the maximum peaks correspond to about 10:10 (V1) and 10:00 (V2). However, due to the few number of SED episodes involved in this analysis and the $1/\sqrt{2}$ loss of information due to the use of the power spectrum, the error bars are much too large (± 20 m for V1 and ± 40 m for V2) to allow us to distinguish between the two periods.

Figure 6 shows the result of another way of comparing the V1 and V2 periodicities by the folding technique (or superposed epochs method) applied to the normalized occurrence diagrams. For each encounter we have constituted a set of curves by superposing the succeeding SED episodes repeatedly with intervals between 590 and 620 minutes. For each curve we have calculated the mean value of the ordinates and the root mean square (rms) deviation of the curve with respect to this mean value. We have then plotted this rms deviation as a function of the applied period interval. Intervals corresponding to the peak rms value indicate the most probable SED repetition interval. Indeed, the superposition of succeeding SED episodes with a wrong value of the period interval smoothes the resulting curve and leads to a low rms deviation with respect to its mean value. The reason for using this method rather than a fit with a theoretical curve is that we do not have any previous notion of what the shape of the normalized occurrence diagrams must be (in particular, it does not seem to be a simple sinusoidal curve). Again, we have found comparable values for the episode intervals before and after CA, but different values of V1 and V2 encounters: 10 hours 08 min and 10 hours 10 min for V1 before and after CA, and 9 hours 58 min and 10 hours 02 min for V2 before and after CA, respectively. However, the maxima in the plots for pre-CA periods are more pronounced than for the post-CA periods. This method also implies high error bars (± 6 m for V1 and ± 7 m for V2) due to the presence of close secondary peaks, so we cannot eliminate definitively the possibility of identical episode intervals for both encounters. Indeed, the periods are

$$10 \text{ hours } 09 \text{ min } \pm 6 \text{ min} \quad \text{V1} \quad 10 \text{ hours } 00 \text{ min } \pm 7 \text{ min} \quad \text{V2}$$

The high error bars of both previous methods are only due to the small size of the data sets (≤ 10 periods before and after each encounter) and to the variability of the SED phenomenon (noise). Due to these limitations, no statistical method can reduce these error bars and thus provide a definitive answer to the question if the periods are equal or not. So we have applied another method of comparison, nonstatistical but more

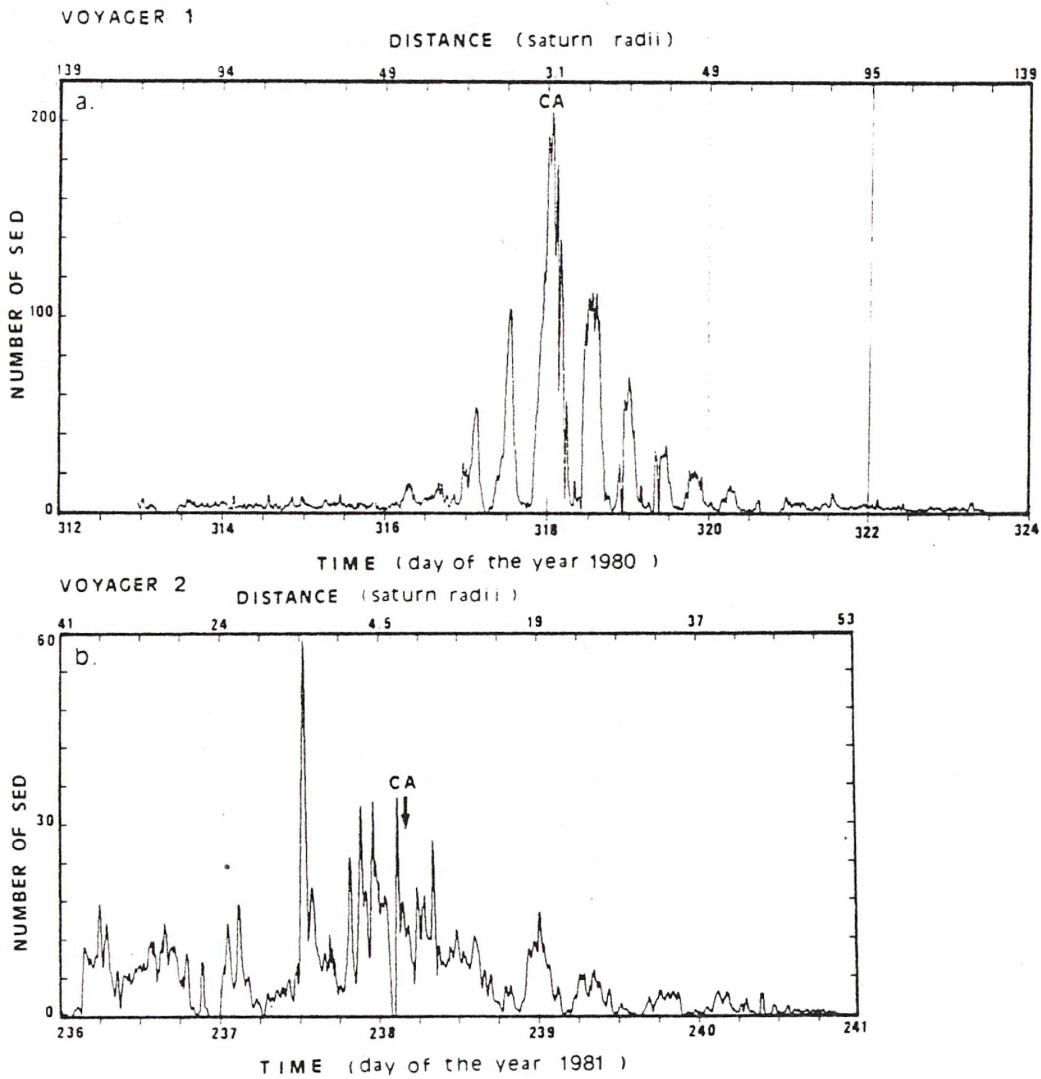


Fig. 4. SED occurrence diagrams for both encounters. The number of SED detected in succeeding 10-min-long time intervals is plotted versus time and distance to the center of Saturn.

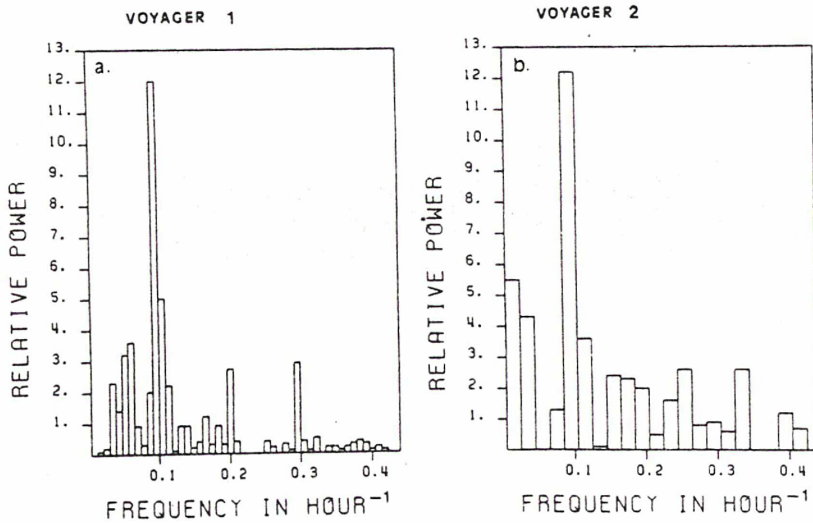


Fig. 5. Power spectra of the occurrence of SED for V1 and V2 before closest approach. Both maximum peaks are at more than 7σ above the background. These power spectra have been computed from the previous occurrence diagrams with a discrete Fourier transform. For V1, about 11 episodes are involved in the analysis and only about five for V2. Due to the small numbers of episodes, the peaks corresponding to the periodicity of the SED phenomenon consist in fact of one single point on each power spectrum. Hence the high (but overestimated) error intervals which we have taken equal to the half-width of each bin: 10 hours 10 min \pm 20 min for V1 and 10 hours 0 min \pm 40 min for V2.

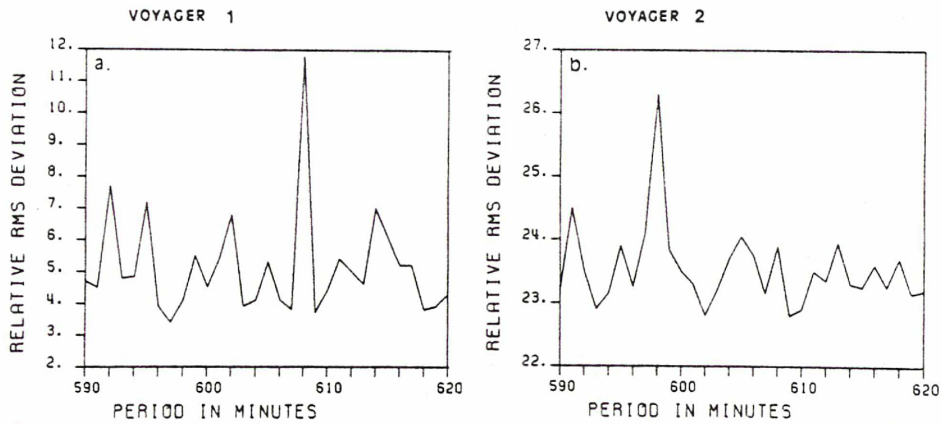


Fig. 6. Root mean square deviations for the set of curves generated, as described in the text (3.2), as a function of the applied period interval. The two plots are for V1 and V2 before closest approach. Maximum peak values correspond to 10 hours 8 min for V1 and 9 hours 58 min for V2. Both sets of curves have been computed from two SED occurrence diagrams identical to those of Figure 4 but with 1-min-long time intervals. The error bars are defined as the distance in minutes to the closest secondary peaks (± 6 min for V1 and ± 7 min for V2). The range 590–620 min is the range of values expected, from the previous evaluations, for the V1 and V2 SED periodicity.

sensitive to a possible phase shift of the periodic emission from one encounter to the other.

We have established for each encounter a new occurrence diagram by plotting the number of SED versus the longitude of the spacecraft in a reference frame centered on Saturn center with an arbitrary origin and a sidereal period of 10 hours 09 min (essentially the V1 SED occurrence periodicity). This allows us to neglect the spacecraft motion even during the encounter episode. We have then superposed both occurrence diagrams on Figure 7, with two different scales (the V2 occurrence diagram has been expanded for a better comparison). The alignment of the two curves has been made on the basis of the best visual correlation of the first four SED episodes of each diagram. The difference of phase between the two diagrams is pronounced after a few episodes. Consequently, without being able to give a precise evaluation of the difference, we conclude that V1 and V2 occurrence diagrams show periods differing by a few minutes. As noted above, this difference is too small to be statistically significant with our data sets.

The Figures 4a and 4b show clearly that the SED episodes

are distributed in an approximately symmetrical way around CA. For V1 as well as for V2, the SED emission is detected during 5 to 6 days before and after CA. This feature, different from the one reported by *Evans et al.* [1981], may be due to our detection algorithm.

3.3. Spectrum

Figure 1 shows that in the PRA HF band, SED can occur anywhere on the dynamic spectra from 1.2 MHz to 40.2 MHz, with apparently comparable intensities. Moreover, as noted by *Warwick et al.* [1981], the high-rate data (sampling period = 140 μ sec) obtained about 4 hours after V1 CA display neither frequency drift nor polarization signature during the SED events. Together with the burstiness of the emission, this leads to the conclusion that SED are broadband phenomena (at least 40 MHz) with a smooth spectrum over that frequency range. This is supported by the fact that on Figure 8, where the antenna output voltage corresponding to each SED event detected during a few hours around V1 CA is plotted versus the frequency (in the HF band), the SED number and intensities follow almost exactly the variations of the inter-

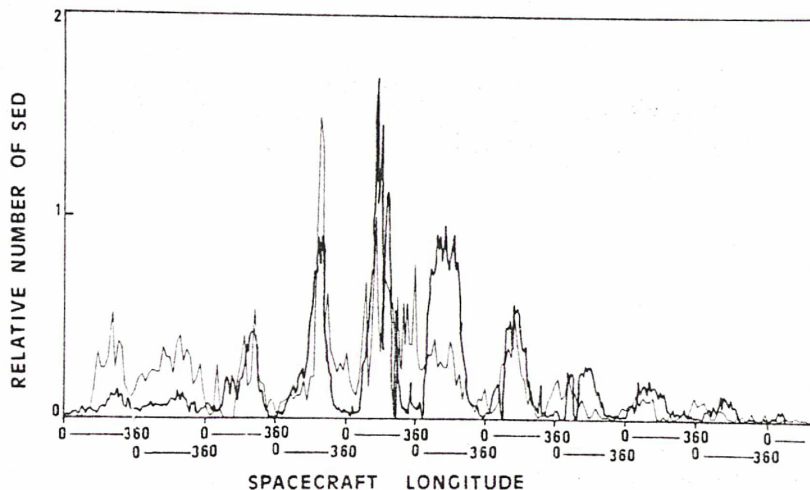


Fig. 7. Superposition of SED occurrence diagrams computed as described in the text (3.2) for V1 and V2 encounters. The superposition is made by aligning the first episodes (V1, solid line; V2, lightface line). The difference of phase between the two curves after some episodes show that the two periods have slightly different values.

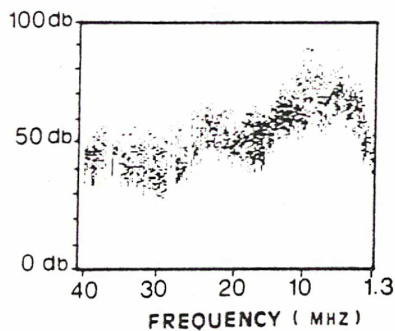


Fig. 8. Antenna output voltage (uncalibrated) corresponding to each SED detected in the PRA high frequency band plotted versus the frequency [from *Lecacheux and Biraud, 1982*]. The scale is in decibels above an arbitrary origin.

ference background level, which is about 1 dB below the lowest SED at each frequency.

Another indication in favor of a smooth SED spectrum is displayed on Figure 9 where we have plotted the number of SED higher than 1 dB above the background as a function of frequency for 12 hours around V1 and V2 CA. During these periods of time the geometrical orientation of the antennas with respect to Saturn changes rapidly, so that a wide part of the antenna diagram at each frequency is scanned by the source. The variations of the antenna response curve (versus frequency) with the source direction are then smoothed in a few hours. Moreover, as it empirically seems that the interference background level is proportional to the efficiency of the PRA receiving system (for example, the Jovian arcs have a constant contrast over the whole PRA high frequency band [*Boischoit et al., 1981*]), these number spectra represent a good approximation of the true spectrum of the SED without mod-

ulation due to the antenna directivity. As shown on Figure 9, both number spectra are approximately flat within 3 dB over the range 1.2–40.2 MHz.

Then we made use of the data calibration described in the appendix in order to compute intensity spectra consisting of the mean apparent flux density detected in each channel of the PRA HF band during a 1-hour-long time interval in the middle of each SED episode for both V1 and V2 encounters. The intensity spectrum obtained for the episode just before V1 CA is plotted on Figure 10. In this time interval the orientation of the PRA antennas with respect to Saturn does not change. The obtained spectrum presents an evident frequency modulation of the received mean flux density. The peaks observed at about 10, 23, and 37.5 MHz are typical of these dynamic spectra. The observed roll-off below 5 MHz corresponds to the low-frequency cutoff observed before CA. This feature does not appear on the intensity spectra computed for post-encounter episodes.

On Figure 10 the result of a theoretical calculation of the antenna response by A. Ortega-Molina and G. Daigne (unpublished manuscript, 1983) is also plotted between 1 and 26 MHz for the same geometrical configuration. In this model, which has been developed independently of our experimental results, the adaptation factor of the receiver to the antennas and the multiple lobes of the antenna diagrams at high frequencies are taken into account. The response curve (gain) of the PRA receiver is assumed to be nearly flat over its entire spectral range, as has been shown by in-flight calibrations. The two peaks are shown to be mainly due to the adaptation factor which induces resonances in the electric circuit formed by the antennas and its load. The effect of the antenna diagrams only slightly modifies the positions and relative heights of the peaks. The validity range of the model is 1–26 MHz

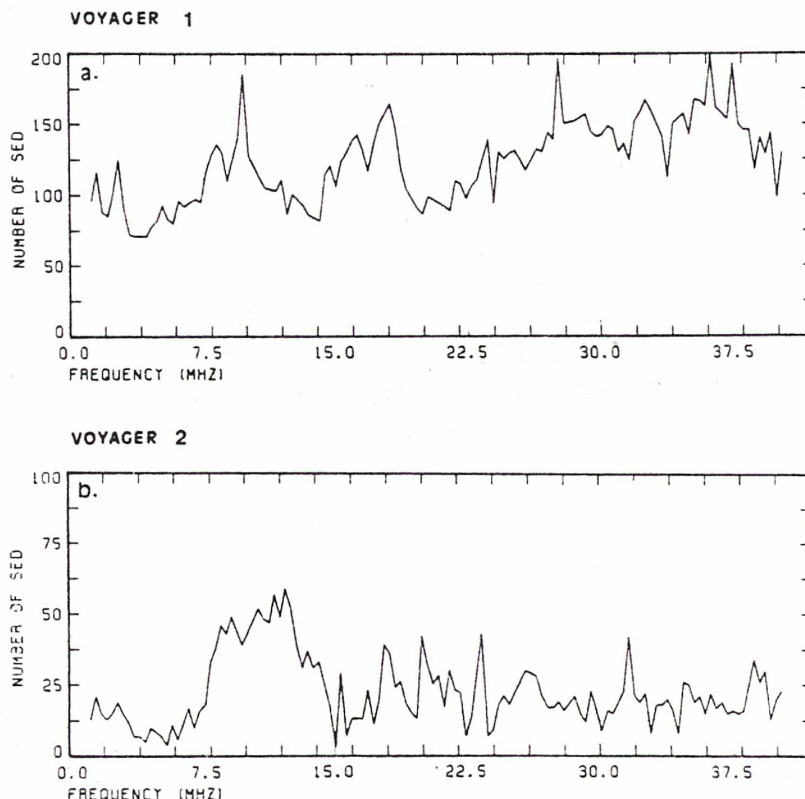


Fig. 9. SED number spectra integrated over 12 hours around V1 and V2 closest approaches.

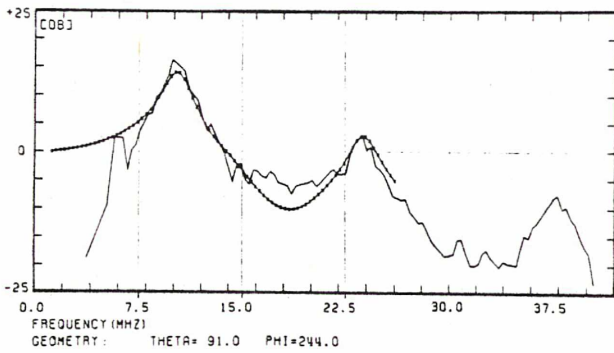


Fig. 10. Apparent intensity spectrum obtained for a time interval of one hour before V1 closest approach (1.2 to 40.2 MHz). The mean apparent flux density is plotted versus frequency. About 600 SED events occurred during this time interval, covering an average of two channels each, which represents 1200 data points, or about 10 data points per channel. So the error bar associated with each channel and depending on both statistical and calibration errors is about ± 5 –6 dB (at high frequencies, the error due to the calibration increases). The result of the theoretical antenna response model from *Ortega-Molina and Daigne* [1983] is plotted for the same geometrical configuration in the range 1–26 MHz. The angles θ and ϕ are the coordinates of the direction of Saturn's center in the reference frame associated to the PRA antennas [*Ortega-Molina and Daigne*, 1983].

(depending on the limits of determination of the effective length of the PRA antennas), but other peaks are expected to be present at higher frequencies.

A one-parameter fit of the value of the equivalent input capacitance of the load has been performed in order to fit the positions of the theoretical peaks with those of the experimental intensity spectrum. Over the validity range of the model the agreement between the two curves is very close. The same work done in other geometrical configurations for both encounters has confirmed the good agreement between the model and the experimental intensity spectra. These results imply that the features on the experimental intensity spectra are solely of instrumental origin and strongly support our assumption that the SED spectrum is nearly flat over the range 1.2–40.2 MHz. The average spectral power in watts per hertz emitted by the SED source at each frequency can thus be estimated from the range 1.2–3.0 MHz over which the antennas are short with respect to the observed wavelength so that the absolute calibration of the data is reliable (see 3.5 and the appendix).

3.4. Polarization

In this section we will only state the difficulties of interpreting polarization results from the PRA data, and in particular, we shall question the previously published results by *Evans et al.* [1981]. In the analysis that they performed, the index of polarization for the i th channel, $P(i)$, defined by

$$P(i) = (L(i) - R(i))/(L(i) + R(i))$$

where $R(i)$ and $L(i)$ are the number of 30-ms samples of right-hand and left-hand polarization of the i th channel in which a SED signal was detected, is strongly dependent on instrumental factors and consequently should be named index of apparent polarization of the SED emission.

Indeed, this index depends not only on the real polarization ratio of the SED emission but also on the geometrical orientation of the PRA antennas with respect to the source, as shown by *A. Ortega-Molina and G. Daigne* (unpublished manuscript, 1983). For certain configurations of the PRA antennas with

respect to the SED source, this index can be independent of the polarization of the detected wave. The response to an unpolarized emission can show an apparent polarization index up to 100%. Furthermore, at high frequencies, where the antenna diagrams present multiple lobes, the apparent sense of polarization reverses when the direction of the SED source passes from one lobe to the next, due to the motion of the spacecraft.

Additionally, the proportion of SED events covering only a single PRA channel is very high ($\geq 65\%$), especially when Voyager is far from Saturn (24 hours or more before or after CA), where it reaches 100%. Even if they are unpolarized, these events seem circularly LH or RH polarized on the dynamic spectra, depending on which PRA channel is sampled when they occur. This fact may also alter the previously defined index of polarization. Indeed, for an episode during which N unpolarized SED covering each one channel are detected in the HF band, $\sim N/100$ events are detected at each frequency, with $N/200 \pm (N/100)^{1/2}$ appearing in either polarization state. For V1, except for the encounter episode, N varies from ~ 3000 (first post encounter episode) to a few hundreds (~ 24 hours before or after CA). The statistical error bar on the index of polarization $P(i)$ is thus

$$\pm 2[(N/100)^{1/2}(N/100)^{-1}] = \pm 20/\sqrt{N}$$

This error bar is always higher than 35% (up to 100%, depending on the number of SED events involved in the computation, due to the time frame and the Voyager-Saturn distance).

We cannot present any conclusion concerning the polarization of the SED emission, but it is important to note that any attempt of interpretation of the polarization characteristics of the SED emission must take into account all the instrumental problems. It is possible that the SED emission is unpolarized.

3.5. Intensity

For V1 and V2 we studied the observed intensity distribution of the SED. Figure 11 displays the number of SED as a function of their apparent intensity for one typical SED episode (first episode after V1 CA). The low-intensity cutoff is due to our detection limit of 1 dB above the background. SED certainly exist at lower intensities, but they are not taken into consideration by our algorithm. The histogram shows clearly a bimodal distribution of the SED intensities, but most SED in the high-intensity mode fall into the frequency range 1–20 MHz, while the SED in the low-intensity mode fall into the range 20–40 MHz. Thus this bimodal distribution must only be an instrumental effect due to the frequency dependence of

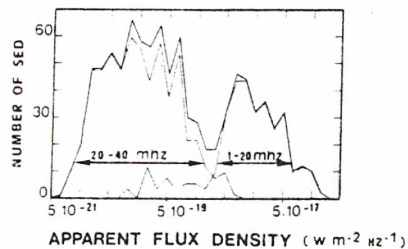


Fig. 11. Distribution of the SED intensities for one typical SED episode (first postencounter V1 episode, solid line). The bimodal distribution results from the sum of the two distributions plotted separately for the frequency bands 1–20 MHz and 20–40 MHz (lightface lines).

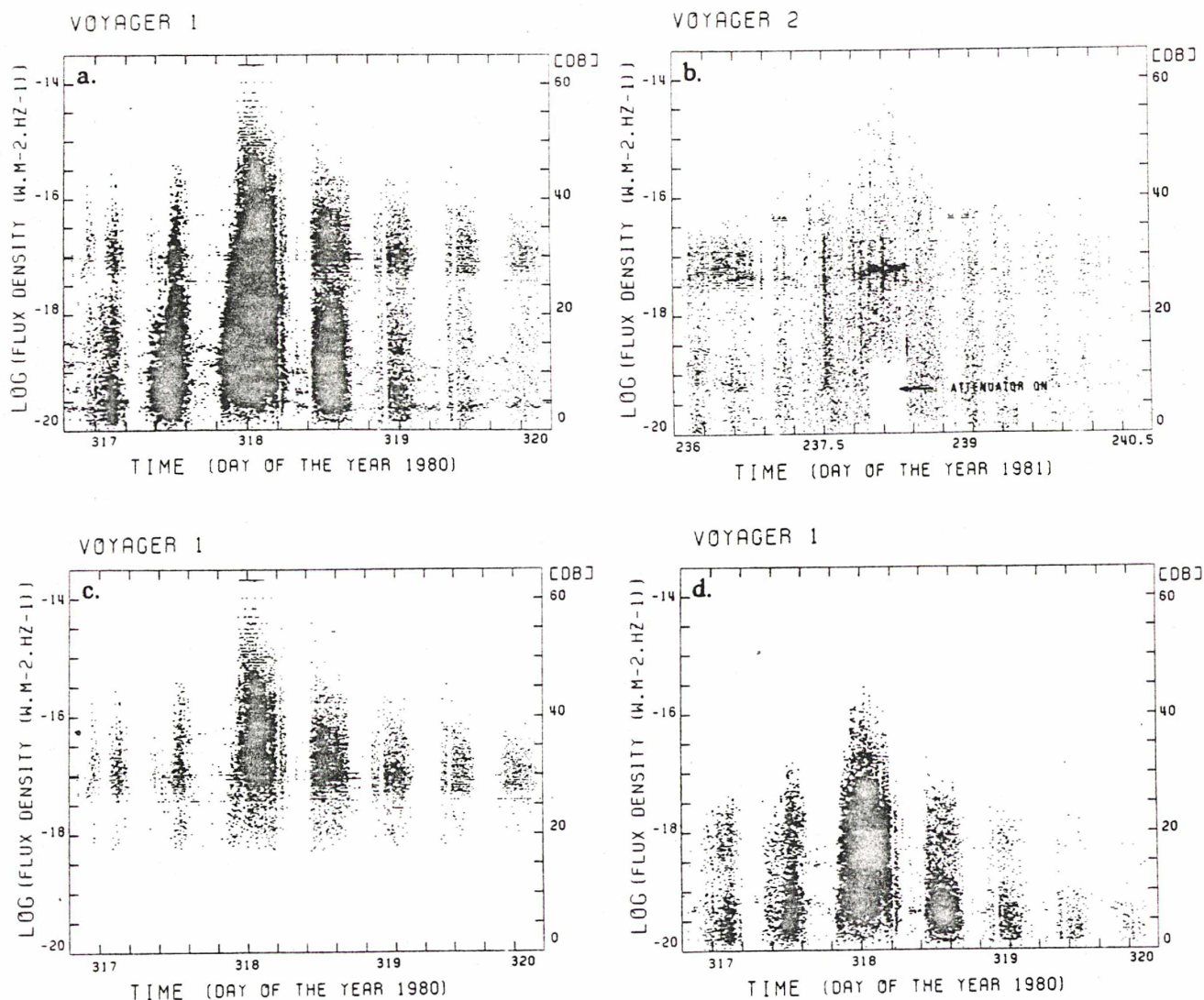


Fig. 12. Distribution of the apparent flux densities of the SED as a function of time. (a) For the V1 encounter over the whole PRA high-frequency range (1.2–40.2 MHz). (b) For the V2 encounter over the whole PRA high-frequency range (1.2–40.2 MHz). (c) and (d) For the V1 encounter over the ranges 1–20 MHz and 20–40 MHz.

the response of the system PRA antenna receiver (adaptation factor and multiple lobes) and the interference background level, as detailed in section 3 (Figures 8 and 10).

The Figures 12a–12d show the distribution of observed SED intensities as a function of time. The apparent bimodal distribution and the decreasing maximum intensity in each episode as a function of the distance to the planet are visible. Again, V1 preencounter episodes show earlier onsets of SED observed at low intensities (high frequencies) than of those at higher intensities (lower frequencies).

We observe on the Figures 12a and 12b that during the V2 encounter the SED are 5 to 10 dB weaker than during the V1 encounter. This can partly be due to a difference of sensitivity between the two PRA receivers. Together with the fact that the CA occurred at the middle of an episode for the V1 encounter, while it occurred between two peaks for the V2 encounter, this can explain the great difference between the numbers of SED detected during the two encounters. Moreover, the presence of a 15-dB attenuation during almost 10 hours at V2 CA contributed to a smaller number of detectable events.

For V1 and V2, we have determined the detected mean flux

density of the SED within each episode $\langle S \rangle$ as a function of observation distance from the center of Saturn averaged over the episode $\langle R \rangle$. If we assume that SED have an isotropic and uniform radiation pattern, we can evaluate an upper limit for the spectral power emitted during one SED event:

$$P_v = \langle S \rangle 4\pi \langle R \rangle^2$$

The average values that we have obtained for P_v are $\sim 60 \text{ W Hz}^{-1}$ for the V1-Saturn encounter and $\sim 6 \text{ W Hz}^{-1}$ for V2. This result allows us to calibrate the true spectrum of the SED with absolute intensity units in the range 1–26 MHz. On Figure 13, we have divided the apparent spectrum obtained before V1 CA (plotted on Figure 10) and one similar spectrum obtained after V1 CA by the model response. The absolute units have been adjusted from the range $\leq 3 \text{ MHz}$ where the value of the average spectral power is $\sim 60 \text{ W Hz}^{-1}$.

This spectral power is emitted over a smooth spectrum of at least 40 MHz, so we can estimate the instantaneous power P emitted during one SED event by

$$P = P_v B$$

with a frequency range $B = 40 \text{ MHz}$.

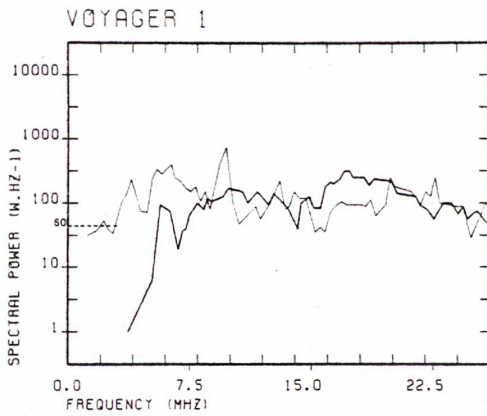


Fig. 13. SED true spectrum in the range 1–26 MHz. The absolute units have been adjusted from the range $\nu < 3$ MHz where the calibration is reliable. The error bar associated with each channel is approximately the same as on Figure 10 (i.e., about ± 5 –6 dB). The LF cutoff at 5 MHz is visible only on the spectrum obtained for the V1 pre-encounter episode (solid line). The curve obtained for the V1 post-encounter episode (lightface line) is nearly flat over the range 1–26 MHz.

We find $P = 2 \times 10^9$ W for V1 (2×10^8 W for V2). Due to our assumption of an isotropic and uniform radiation pattern and to the fact that the SED source is not located at the center of the planet, these values are probably slightly overestimated, but they give us the order of magnitude of the instantaneous power emitted by the SED source during one SED event. This power often rises to $> 10^{10}$ W during strong SED events, which are about 5 times stronger than the average ones. The corresponding flux density at the orbit of the earth is then 200 to > 1000 flux units (fu) for V1 (20 to 100 fu for V2). These results are consistent with those described by *Lecacheux and Biraud* [1982] for the LF PRA band, and also with the values obtained by *Evans et al.* [1983] from the high-rate data. The difference between these results and the one (10 fu for V1) obtained by *Warwick et al.* [1981] probably comes from a difference in our calibration, which is detailed in the appendix. However, in spite of this problem of calibration, we think our results to be correct due to the fact that SED have been observed by the V1 PRA experiment from distances about 100–150 R_S , where R_S is Saturn radii. Indeed, with our limit for the detection of SED events at about 3×10^{-18} W m^{-2} Hz^{-1} and a maximum instantaneous power of 10^{10} W, we find that the maximum distance from which SED events are detectable is $\sim 50 R_S$. This is consistent with the maximum distance from which SED have actually been detected. On the contrary, an instantaneous power of 10^{7-8} W, as proposed by *Warwick et al.* [1981], would give a limit of about 5 R_S for the detection of SED events, which is incompatible with the experimental facts.

During 1 hour of maximum occurrence of the SED around closest approaches, we have computed that SED events are emitted about 1% of the time (1.4% for V1 and 0.4% for V2). This corresponds to an emission rate of one SED for every 4 to 13 seconds (for V1 and V2, respectively), so the average power of the SED emission viewed as a whole is $\sim 3 \times 10^7$ W for V1 ($\sim 10^6$ W for V2) and corresponds to about 2–3 flux units at the distance of earth (~ 0.1 fu for V2).

3.6. LF Limit

Our statistics have been limited to the high-frequency PRA band, but we have determined the low-frequency limit of ap-

pearance of the SED: they appear in the PRA lowband data down to 20 KHz.

Due to the rapid fluctuation of the SKR intensity, the detection of SED at low frequencies can be a serious problem when the LF limit of the SKR is very low. However, during more than 30 hours around V1 CA, the LF limit of the SKR was sufficiently high to allow a detection of SED events in the frequency range 20–100 KHz (five channels). A first qualitative study has enabled us to identify about 30 SED events in each of these five channels during the encounter episode (about 11 hours long). Some of these bursts are very strong and cover several consecutive channels as shown on Figure 14.

In order to improve the analysis of these LF channels and to extend it to a longer time interval, we have applied our detection algorithm to the PRA LF band but without taking into account the events with durations smaller than 120 ms (covering less than four channels). This discrimination allows us to eliminate most of the SKR, which is sporadic with a time scale shorter than about 100 ms. The low-frequency cutoff before CA, below about 5 MHz, pointed out by *Kaiser et al.* [1983], has been confirmed by the total absence of SED events in the LF band before V1 CA.

We have then computed two occurrence diagrams of these events lasting for four channels or more: one (Figure 15a) for those falling (at least partly) in the frequency range 20–60 KHz (three channels) where no SKR is detected, and one (Figure 15b) for the frequency range 20–100 KHz (five channels) where SKR can sometimes occur. On both diagrams the lack of events before CA is evident, and their occurrence is periodical with a period of about 10 hours after CA (less visible in the second case, due to the presence of some SKR). The positions of the maxima correspond to the center of the SED episodes in the HF band (Figures 3a–3b and 4a–4b) except for the encounter episode which starts later at lower frequencies, as already noted in the HF band [*Evans et al.*, 1981].

So the fact that in the PRA lowband data these events appear only in the episodes during and after CA confirms them to be real SED events and makes the objection of *Kurth et al.* [1983] obsolete. Indeed, as the Plasma Wave System (PWS) experiment did not detect SED around 56 KHz, these authors suggested that the PRA response at very low frequencies might be due to nonlinear distortion within the receiver. However, in this hypothesis, there would be no reason not to detect low-frequency response from strong SED

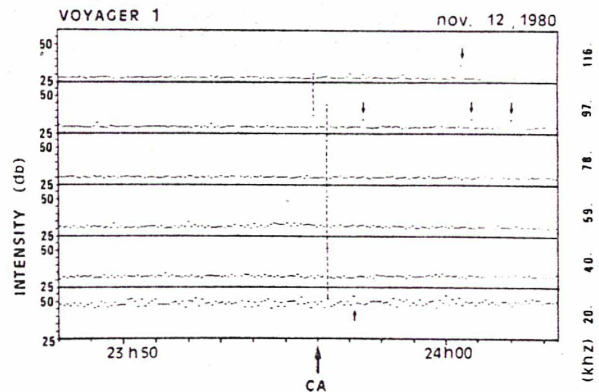


Fig. 14. Plots of six fixed frequencies below 120 KHz around V1 closest approach. Seven SED events are visible in this time interval. Two of them are very strong and cover several consecutive channels.

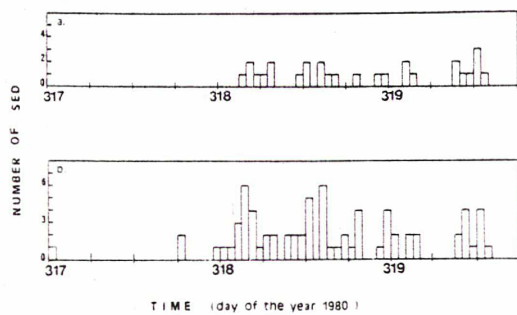


Fig. 15. SED occurrence diagrams around V1 closest approach. The events involved in these diagrams cover four PRA channels or more (duration ≥ 120 ms) and appear in the PRA lowband data. (a) In the frequency range 20–60 KHz. (b) In the frequency range 20–100 KHz. The events at day 317, 0:00 and 18:00 must be due to the SKR.

at high frequencies during the episodes before CA. Consequently, the presence of SED in the PRA lowband data down to 20 KHz must be considered as essential for any model concerning the origin of the SED.

A possible explanation for the null result of Kurth *et al.* [1983] at 56 KHz is the exponential decay in the number of SED with large durations, as shown on Figure 2. Indeed, as pointed out by Kurth *et al.*, the PWS instrument has a very poor chance of detecting events with durations less than 50 ms, and in our case most events have a duration even less than 30 msec.

We have identified during the V1 encounter episode about 30 SED events per channel in the range 20–100 KHz. In the HF band (128 channels), about 11,000 SED have been detected during the V1 encounter episode, or about 90 per channel, but this episode starts later at low frequencies, and the sensitivity of the PRA receiver decreases below 100 KHz because the entry level noise increases [Lang and Peltzer, 1977], so it seems reasonable to think that the SED spectrum continues to be smooth (although possibly decreasing slowly) down to 20 KHz. The channel at 1.2 KHz contains much interference and did not provide our statistical study with any usable data.

4. DISCUSSION

The intrinsic characteristics of the SED bursts (spectrum, duration) are found to be the same for the two encounters, while the global characteristics of the SED emission have changed between V1 and V2 encounters: the number of events has strongly decreased from one encounter to the other, the periodicity of the emission is slightly different, and the SED intensities are 5 to 10 dB weaker in the second case. These differences suggest that the source evolves with time.

4.1. Source Location

During the two Voyager-Saturn encounters (7–10 days each) the SED appear on the dynamic spectra, even in the PRA lowband data down to 20 KHz, when not covered by the SKR. However, the peak Saturn electron density observed by the Voyager Radio Science Team ($N_e = 2.3 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$) corresponds to a ionospheric cutoff frequency of

$$f_c = g(N_e)^{1/2} = 1.365 \text{ MHz}$$

This peak occurs at a level far above Saturn's clouds. Therefore it was concluded that the source of SED probably lies outside Saturn's atmosphere, in the rings [Warwick *et al.*, 1981, 1982]. In this case the periodicity of the SED emission may be simply interpreted as the Keplerian revolution period of the SED source around Saturn.

For V1 the periodicity of the SED emission is 10 hours 9 min ± 6 min. In terms of a Keplerian revolution period, this corresponds to a distance between the SED source and the center of the planet of $1.80 \pm 0.02 R_S$. For V2 we obtain, by the same way, $1.78 \pm 0.02 R_S$. In both cases the SED source is found to lie in the B ring.

Together with the fact that the source of SED revolves around Saturn like a searchlight, this led Evans *et al.* [1981] and Warwick *et al.* [1982] to conclude that we are observing a source localized in the B ring and emitting SED bursts continuously but occulted by Saturn at each revolution. This periodic occultation would produce the observed periodicity of the SED emission. We shall discuss later the implications about the size and the directivity of the SED source. However, for this model the variation of period between the two encounters should be due to a variation in the distance of the SED source.

A second interpretation of the SED emission has been proposed by Burns *et al.* [1983]. Instead of a source in the B ring, lightning from an equatorial storm system satisfies several of the observed SED characteristics. Indeed, the equatorial atmosphere does not rotate in 10 hours 39.4 min but in 10 hours 14 min, close to SED's period of occurrence, and the ionospheric cutoff frequency in the equatorial plane could be below 1 MHz due to the large slant optical depth of the rings which reduces the received ionizing solar radiation in that region. Thunderstorms in Saturn's highly convective atmosphere are likely near the disturbed shadow zone. The observed signals could have been partly polarized during their crossing of the ionosphere. The differences observed between V1 and V2 encounters could be explained by changes in the storm system, in the latitude of the shadow zone, and by the different trajectories of the two spacecrafts.

This theory of an equatorial storm system as the source of SED has been developed and modified by Kaiser *et al.* [1983] who explain the low-frequency cutoff at about 5 MHz before CA by the fact that the storm system is always seen through Saturn's ionosphere but from the nightside after encounter, so the cutoff frequency decreases to ≤ 100 KHz. The frequency dependence of the onset of the V1 encounter episode is attributed to an ionospheric refraction phenomenon.

Both theories, of a ring source or an atmospheric storm system, deserve further examination, although they do not explain all the features of SED and present some inconveniences. Indeed, in the case of a ring source, the low-frequency cutoff and the frequency dependence of the start of the V1 encounter episode are very difficult to explain in a simple way. On the other hand, in the case of an atmospheric source, the fact that SED are observed at frequencies as low as 20 KHz implies that the electron density must fall down to $N_e = 5 \text{ cm}^{-3}$, either in the narrow shadow zone due to the rings (about 3° to 5° wide in latitude) or in some portions of the nightside ionosphere, while its average value in the dayside ionosphere is about $2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ [Tyler *et al.*, 1981]. Moreover, the question remains why lightning is observed on Jupiter and the earth with no associated radioemission.

4.2. Size and Directivity of the SED Source

On the V1 occurrence diagram (Figure 4a), one sees that during one SED episode the number of detected events rises gradually from an initially low level to a peak value and then returns to the minimum level. The modulation of this curve is very strong and the width of the minima are about one third

of the period of SED (≥ 3 hours), as is also shown on Figure 12a.

For a ring source at $1.8 R_S$ this implies that the SED source cannot radiate isotropically because in this case the occultation would last less than 2 hours. Indeed, at $1.8 R_S$ from the center of Saturn the occulted zone is about 60° wide. Thus it is necessary to invoke a directivity of the SED emission to explain the observed characteristics.

According to Kaiser *et al.* [1983], a visual inspection of the dynamic spectra obtained from V1 data indicates that there are no detectable SED between the episodes. They show that in this case the observed characteristics of the SED emission are consistent with a 60° -wide atmospheric source (at $1 R_S$ from Saturn center) with an isotropic radiation pattern.

However, as displayed on Figures 4a and 12a, there seem to be low-intensity SED events between the episodes. This difference with the result of Kaiser *et al.* [1983] may be due to the fact that our algorithm is more sensitive than the visual recognition of the SED, especially at intensities as low as 1 dB above the background. If these events are confirmed to be real SED (a detailed study is in progress), then the size of the source must be larger than the occulted zone (about 60° wide for a ring source at $1.8 R_S$ and 180° for an atmospheric source). In that case the size of the minima on Figures 4a and 12a (about $\frac{1}{3}$ of the time) is incompatible with both an isotropic ring source of about 60° wide and an isotropic 180° -wide atmospheric source. Again, this implies directivity to the SED emission, perhaps due to propagation. The abrupt shape of SED episodes on Figure 12 supports a strong directivity of the SED emission (narrow lobe).

The radial dimension of a ring source should probably be much smaller ($\leq 0.04 R_S$) than its linear size in longitude because of the relatively well-defined periodicity of the SED emission. In the case of an equatorial storm system its latitudinal extent should be limited to a few degrees for the same reason.

5. CONCLUSION

The most striking characteristic of the SED emission is its great variability at all time scales. At a short time scale (a few tens of minutes), the SED occurrence appears very fluctuating and their intensities cover a wide range (> 30 dB); Figure 12a). At a scale of 9 months, the interval between the two encounters, the variability of the SED emission appears in the number of events, their intensity, and period. Moreover, the short time scale fluctuations seem to increase with time. Indeed, the periodicity of the SED emission is much less well-defined for the V2 encounter (Figures 3b, 4b, and 12b). Together with the decrease of the SED intensities, this could indicate that the SED source is a wide emissive region rather than a small localized source. The expansion with time of this region would cause the increasing fluctuations of the SED occurrence and their decreasing number and intensity. Any model of the SED source should account for this variability and for the previously described characteristics of the SED emission. Finally, if it is possible to detect SED from the earth [Lecacheux and Biraud, 1982], such an earth-based study would considerably improve our quantitative and qualitative information and might lead us to a more complete comprehension of the phenomenon.

APPENDIX: APPLICATION OF THE CALIBRATION OF THE PRA RECEIVER TO THE DATA SET

We have used the calibration of the PRA receiver (A. Boisot, unpublished report, 1979) in order to establish the rela-

tion between the flux density at the antennas and the recorded intensity in DEDR scale (Decalibrated Experimental Data Recordings), which corresponds to the antenna output voltage.

For a flux density S (in watts per square meters per hertz) of the source, assumed to be 100% polarized, the flux density in a band of b (in hertz) is Sb and the corresponding electric field intensity is given by

$$Sb = \frac{E^2}{Z_0} \quad \text{or} \quad E = (S b Z_0)^{1/2} \quad \text{V/m} \quad (\text{A1})$$

where Z_0 is the impedance of the free space: $Z_0 = 377$ ohms. The voltage received by a short antenna of effective length L is

$$V = LE = L(S b Z_0)^{1/2} \quad \text{volts} \quad (\text{A2})$$

In the high-frequency band (1.2 MHz to 40.2 MHz) where the bandwidth is 200 KHz, the DEDR intensity scale is expressed in decibels relative to $1/(200)^{1/2} \mu\text{V}$ in a band of 1 KHz or $1 \mu\text{V}$ in a band of 200 KHz, so a white noise signal of strength ($1 \mu\text{V KHz}^{-1/2}$) applied to one channel of the high-frequency band will cause a decalibrated output signal x :

$$x = 20 \log(200)^{1/2} = 23 \text{ dB} \quad (\text{A3})$$

in both left- and right-hand polarization states. It is important to note that even in the LF band, where the bandwidth is 1 KHz, the same correction must be applied due to an error in the absolute calibration of the PRA receiver mB scales (A. C. Riddle, unpublished report, 1979).

Then, if x_s and x_b are the DEDR intensities of the signal and the background, the flux density S which corresponds to the radiosource is

$$S(\text{W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}) = \frac{10^{-12}}{b Z_0 L^2} \left(10 \frac{x_s - 23}{10} - 10 \frac{x_b - 23}{10} \right) \quad (\text{A4})$$

with $b = 1$ KHz and $Z_0 = 377$ ohms.

In the LF band the use of common observations of solar type 3 bursts by V1, V2, and ISEE 3 has allowed a precise calibration, consistent with an effective length $L = 7$ m (value also taken by Goddard Space Flight Center C0-I's).

If the source is not polarized, as we assume in this paper, only half of the power is received by the antenna. Then we have

$$S(\text{W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}) = 1.1 \times 10^{-19} \left(10 \frac{x_s - 23}{10} - 10 \frac{x_b - 23}{10} \right) \quad (\text{A5})$$

Ground calibrations suggest that the absolute calibration is not better than 3 dB (A. C. Riddle, unpublished report, 1979) and even more in the PRA high-frequency band. Indeed, at frequencies above 3 MHz, for which the antennas become long with respect to the wavelength, the distortion of the response of the PRA monopoles system by the spacecraft body and the magnetometer boom become important, and at higher frequencies, multiple lobes appear in the antenna diagrams. Therefore our calibration, which does not take these problems into account (because they are not yet completely solved), is reliable only at frequencies below ~ 3 MHz. V1 and V2 are expected to have almost identical calibrations, within 1 dB.

Acknowledgments. The authors thank A. Boisshot, G. Daigne, F. Genova, Y. Leblanc, A. Lecacheux, and A. Ortega-Molina for helpful comments and discussions.

The Editor thanks W. S. Kurth and D. R. Evans for their assistance in evaluating this paper.

REFERENCES

- Boisshot, A., A. Lecacheux, M. L. Kaiser, M. D. Desch, J. K. Alexander, and J. W. Warwick, Radio Jupiter after Voyager: An overview of the PRA observations, *J. Geophys. Res.*, **86**, 8213, 1981.
- Burns, J. A., M. R. Shoewalter, J. N. Cuzzi, and R. H. Durisen, Saturn electrostatic discharges: Could lightning be the cause?, *Icarus*, **54**, 280, 1983.
- Desch, M. D., and M. L. Kaiser, Voyager measurement of the rotation period of Saturn's magnetic field, *Geophys. Res. Lett.*, **8**, 253, 1981.
- Evans, D. R., J. W. Warwick, J. B. Pearce, T. D. Carr, and J. J. Schauble, Impulsive radio discharges near Saturn, *Nature*, **292**, 716, 1981.
- Evans, D. R., J. H. Romig, and J. W. Warwick, Saturn's electrostatic discharges: Properties and theoretical considerations, *Icarus*, **54**, 267, 1983.
- Kaiser, M. L., J. E. P. Connerney, and M. D. Desch, Atmospheric storm explanation of saturnian electrostatic discharges, *Nature*, **303**, 50, 1983.
- Kurth, W. S., D. A. Gurnett, and F. L. Scarf, A search for Saturn electrostatic discharges in the Voyager Plasma wave data, *Icarus*, **53**, 255, 1983.
- Lang, G. J., and R. G. Peltzer, Planetary radio astronomy receiver, *IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst.*, **AES13**, 466, 1977.
- Lecacheux, A., and F. Biraud, An earth-based attempt to detect SED at 21 centimeters, *Planet. Rings, Proc. IAU Colloq. 75th*, 1982.
- Tyler, G. L., V. R. Eshleman, J. D. Anderson, G. S. Levy, G. F. Lindal, G. E. Wood, and T. A. Croft, Radio science investigations of the Saturn system with Voyager 1: Preliminary results, *Science*, **212**, 201, 1981.
- Warwick, J. W., J. B. Pearce, R. G. Peltzer, and A. C. Riddle, Planetary radio astronomy experiment for the Voyager missions, *Space Sci. Rev.*, **21**, 309, 1977.
- Warwick, J. W., et al., Planetary radio astronomy observations from Voyager 1 near Saturn, *Science*, **212**, 239, 1981.
- Warwick, J. W., et al., Planetary radio astronomy observations from Voyager 2 near Saturn, *Science*, **215**, 582, 1982.

B. M. Pedersen and P. Zarka, Observatoire de Paris, Section d'Astrophysique, 92195 Meudon Principal Cedex, France.

(Received November 29, 1982;
revised July 27, 1983;
accepted August 5, 1983.)

Low-frequency jovian emission and solar wind magnetic sector structure

P. Zarka & F. Genova

DASOP, Observatoire de Meudon, F-92195 Meudon
Cedex Principal, France

The Earth, Jupiter and Saturn emit non-thermal low-frequency radiations with similar characteristics. For the Earth and Saturn, the radio emissions are known to fluctuate with a time scale of several days, correlated with variations of the solar wind or related phenomena at the planet¹⁻⁴. Several studies of the jovian radiation at decametre wavelengths, from ground-based observations, suggest that the non-Io-controlled emission fluctuates in response to the sector structure of the interplanetary magnetic field⁵⁻⁹. We study here the long-term fluctuations of the jovian emission at hectometre and kilometre wavelengths. We use observations from the Planetary Radio Astronomy (PRA) experiment aboard the two Voyager spacecraft. We show that these emissions are strongly affected by the magnetic sector structure at Jupiter. This leads us to discuss the position of the sources of emission in the jovian magnetosphere.

The ground-based systematic monitoring of Jupiter at decametre wavelengths (8–10 to 40 MHz) has shown two dominant fluctuations in the emission, one at the rotation period of the planet and the other at the orbital period of satellite Io. Ground-based data are also modulated by the rotational and orbital periods of the Earth, which limit the observation times, and make the data sets very discontinuous. Therefore, a systematic search for periodicities by power spectrum analysis showed no significant feature at the solar rotation period seen from Jupiter, which is about 25.5 days (ref. 10). However, using superposed epoch analysis⁶⁻⁹ and cross-correlation techniques⁵, jovian decametre activity was compared with the dynamic pressure of the solar wind and to various indexes of geomagnetic activity at the Earth, extrapolated to Jupiter. It was concluded that non-Io-controlled emissions fluctuate in association with the interplanetary sector structure.

The PRA experiment aboard the Voyager spacecraft observed Jupiter's emission for several years, with nearly continuous time coverage in the lower band of observation, from 1.2 kHz to 1.3 MHz (emissions in the high-band of the receiver were blurred by spacecraft interference except close to encounter). Moreover, at these low frequencies, no effect of Io has been found, so the low-band data are clear of most modulations which interfere with the study of periodicities from the ground-based data. We now consider the period from 15 December 1978 to 5 July 1979. Voyager 1 (V1) and Voyager 2 (V2) encountered Jupiter on 5 March and 9 July 1979 respectively.

To study the temporal variations of the emission with a time scale of several days, we have plotted the dynamic spectrum of the emission using a condensed time scale. Figure 1 shows observations performed for a 22-day period, after V1 encounter but before that of V2. During these 22 days the two spacecraft viewed the planet from very different angles. In Fig. 1, the hectometre emission of Jupiter, which is thought to be the extension of the decametre emission emitted at higher altitudes, is seen as vertical dark streaks extending from the highest frequency limit of the receiver. The kilometre emissions are mostly between 0.1 and 0.3 MHz and occur between episodes of hectometre emission. The dominant short-term modulation which appears in Fig. 1 is due to the planetary rotation, which produces vertical features in the spectra with a period of 9 h 55.5 min. But large fluctuations of the intensity of the emission are also seen with a time scale of several days. They affect the

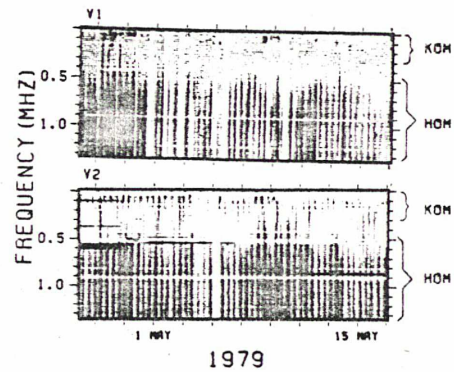


Fig. 1 Compacted dynamic spectrum of jovian emission observed by Voyagers 1 and 2 in the low band of the Planetary Radio Astronomy receiver. The two spacecraft were at similar distances from the planet, with Voyager 1 above the post-midnight quadrant at about 0400 LT and Voyager 2 in the pre-noon sector at approximately 0930 LT. The emission appears black on a grey background. White areas represent data gaps. Horizontal features are spacecraft interference. Intense solar type III are seen as vertical lines covering most of the frequency range, for example, 26 April 1979 close to 1200 LT. Periods of intense emissions are seen from about 27 April to 30 April and 8 to 12 May, while low intensities occur from about 3 to 8 May and from 14 to 17 May. KOM, kilometre; HOM hectometre wavelengths.

whole observed frequency range, and are seen simultaneously from both spacecraft. This type of long time scale fluctuations has already been pointed out in the case of broad-band kilometre radiation¹¹.

The long-term fluctuations of the intensity observed by the two spacecraft at hectometre wavelengths are shown on Fig. 2a; here the whole 6.7-month time-interval of the study is included. There is a good correlation between the two curves, even though the viewing geometries differ considerably from the time of V1 encounter until that of V2.

The case of the kilometre emission is more complex; strong solar type III bursts, negligible at higher frequencies, can be more powerful than the jovian emission, except close to encounters; as shown on Fig. 2b, the fluctuations observed are best correlated with those seen at hectometre wavelengths close to the encounter.

Two components of the emission are included in Fig. 2b: the narrow-band component; confined at low frequencies, and the broad-band one, expanding towards higher frequencies¹². We have verified that the intensity fluctuations at frequencies where only broad-band kilometre emission occurs (with weak intensity) are similar to those found on Fig. 2b. This implies that the broad-band kilometre emission exhibits fluctuations correlated to those at hectometre wavelengths. It is not yet clear whether a similar correlation exists for narrow-band kilometre emissions.

To look for the origin of these fluctuations, we have performed a power spectrum analysis of the data. The result for hectometre emission is displayed on Fig. 3. Several significant peaks are observed: close to 29 days (+2.5 days–2.0 days), 14.5 days, 10.5 days, 7.2 days (the last significant for V1 only). Some of the peaks have different relative intensities for the two spacecraft.

For most of the time studied, the solar magnetic field polarity pattern showed a well defined structure. Beginning on 6 February 1979, after a disturbed period, there were two unequal sectors whose durations evolved slowly in the ranges 14–16.5 and 9–11 days respectively. The lengths of the two sectors corresponded well to the peaks at 14.5 and 10.5 days found in the power spectra. The ~29-days period is longer than the solar rotation period as observed from Jupiter (25.5 days); this may be due to the longer period of active solar phenomena close to a solar maximum, as in 1979. Taking into account error bars, it is very close to the ~26.5-days period found when studying

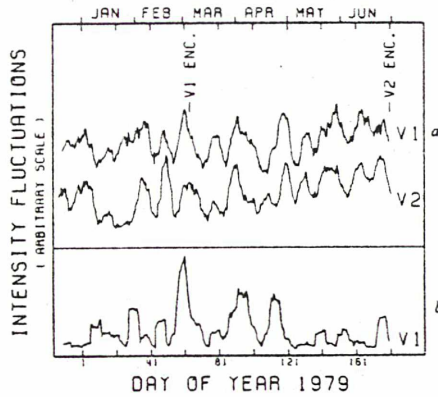


Fig. 2 Intensity variations observed: *a*, by the two spacecraft at hectometre wavelengths; *b*, by Voyager 1 at kilometre wavelengths. Systematic intensity variations due to changes in the distance R from the spacecraft to Jupiter have been corrected according to a $1/R^2$ law. The modulation due to Jupiter's rotation has been eliminated by performing an average over each rotation, and fluctuations shorter than 6 days have been smoothed by a running mean. The hectometre curves are obtained by averaging 13 'clean' intensity channels chosen between 0.788 and 1.3 MHz, the kilometre curves by averaging three channels between 78 and 116 kHz.

the fluctuations of the distant magnetotail of the planet in 1980¹³, and like this study, we conclude that this period is of solar origin. The peak at 7.2 days is likely to be an harmonic of both peaks at 29 and 14.5 days, which makes it stronger than a possible harmonic of the 10.5-day peak.

From the evidence presented above, we conclude that the sector structure of the interplanetary magnetic field has an important role in controlling the long-term intensity fluctuations observed at hectometre wavelengths, and also the correlated variations of the broad-band emissions at kilometre wavelengths. It was already known that the solar wind influences the jovian radio emissions at decametre wavelengths. Moreover, modulation of the radiation was observed simultaneously by Voyagers 1 and 2 with their different viewing geometries. This implies that global changes of the radiating region due to solar wind variations are involved.

It is generally thought that the magnetosphere of Jupiter is dominated by rotational dynamics¹⁴, contrary to the case of the Earth where the effect of the solar wind is dominant. But it has been shown¹³ that the structure of the jovian magnetospheric tail exhibits variations with a period of ~26.5 days, and is therefore apparently controlled by the solar wind structure. The solar wind might also have a significant influence on other parts of the magnetosphere, as the magnetically connected polar caps which have not been explored by spacecraft¹⁴. As we have established that the jovian low-frequency radio emission is also modulated by the solar wind structure, a relationship certainly exists between the source(s) of the emission and the regions where the solar wind has an important role. No direct observational information is known about the position of these sources. They are usually thought to be on field lines intersecting the Io-torus where electron acceleration can occur. But the torus is imbedded deep in the inner jovian magnetosphere, and there is no information on the possibility of significant variations in the Io-torus properties with a time scale of several days, nor do we know how solar wind might induce such variations. This leads us to question the usual hypothesis that the non-Io-controlled sources of emission are located on field lines connected with the Io torus. Furthermore, the acceleration of electron beams can occur in the tail or at polar caps—which as mentioned above are known or supposed to be controlled by the solar wind structure—as plausibly as in the Io torus. A complete comparison of the temporal and spectral variations of the Io and non-Io controlled emissions of Jupiter, from the different viewpoints obtained during the Voyager missions, might allow us to answer this question. Anyway, the role of the

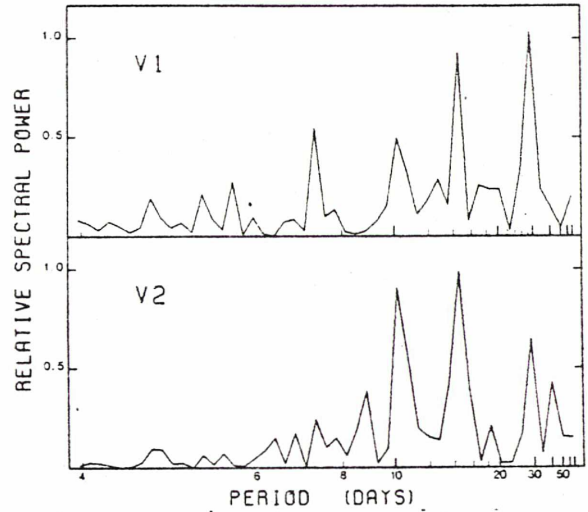


Fig. 3 Power spectrum of the intensity variations observed by Voyagers 1 and 2, calculated after correcting for variations due to changes in the Jupiter-spacecraft distance and smoothing the fluctuations shorter than 2 days.

solar wind in the jovian magnetosphere seems to be more important than previously thought, although it remains secondary to the role of rotation.

We thank Drs A. Boischoit, G. A. Dulk, P. Simon, A. Lecacheux and A. Roux for useful comments.

Received 1 August; accepted 7 October 1983.

1. Kaiser, M. L. & Alexander, J. K. *J. geophys. Res.* **82**, 5283-5286 (1977).
2. Voots *et al.* *J. geophys. Res.* **82**, 2259-2266 (1977).
3. Benson, R. F. & Calvert, W. *Geophys. Res. Lett.* **6**, 479-482 (1979).
4. Desch, M. D. *J. geophys. Res.* **87**, 4549-4554 (1982).
5. Terasawa, T., Maesawa, K. & Machida, S. *Nature* **273**, 131-132 (1978).
6. Barrow, C. H. *J. geophys. Res.* **84**, 5366-5372 (1979).
7. Barrow, C. H. *Planet Space Sci.* **26**, 1193-1199 (1978).
8. Oya, H. & Morioka, A. *Planet Space Sci.* **29**, 783-791 (1981).
9. Pokorný, Z. *Bull. Astr. Inst. Czech.* **33**, 193-201 (1982).
10. Kaiser, M. L. & Alexander, J. K. *Astrophys. Lett.* **14**, 55-58 (1973).
11. Kurth, W. S., Gurnett, D. A. & Scarf, F. L. *Geophys. Res. Lett.* **7**, 61-64 (1980).
12. Carr, T. D., Desch, M. D. & Alexander, J. K. in *Physics of the Jovian Magnetosphere* (ed. Dessler, A. J.) 226-284 (Cambridge University Press, 1983).
13. Lepping, R. P. *et al.* *J. geophys. Res.* (submitted).
14. Hill, T. W., Dessler, A. J. & Goertz, C. K. in *Physics of the Jovian Magnetosphere* (ed. Dessler, A. J.) 353-394 (Cambridge University Press, 1983).

DIRECTIVITY OF SATURN ELECTROSTATIC DISCHARGES
AND IONOSPHERIC IMPLICATIONS

P. Zarka

LA CNRS 324, Groupe Decametrique, Observatoire de Meudon.

Running head : Directivity of SED

23 pages, 8 figures.

Address for proofs and correspondance : P. Zarka, Observatoire de
Paris-Meudon, DASOP Groupe decametrique, 92195 Meudon Principal Cedex,
France.

ABSTRACT

From a detailed analysis of the intensity distribution of Saturn electrostatic discharges (SED) as a function of time during the Voyager 1 encounter with Saturn, we determine the beaming pattern of the SED radiobursts and confirm the localization of their source in Saturn's equatorial atmosphere. The emission lobe of the SED source is found to be quasi-isotropic.

These results allow us to derive the diurnal variations of the ionospheric electron density over the equatorial zone of Saturn: $5-10^8$ cm^{-3} for the nightside ionosphere, 9.10^5 cm^{-3} for the morning side and $\sim 4.5 \cdot 10^5$ cm^{-3} for the afternoon ionosphere.

Puzzling features observed during Voyager 1 encounter with Saturn - the dissymmetry of the SED occurrence diagram from before to after closest approach and the presence of double-humped SED episodes before the encounter - are explained by ionospheric absorption of the SED radio emission.

1. Introduction.

During a few days around the Voyager 1 (V1) encounter with Saturn in 1980, the Planetary Radio Astronomy (PRA) experiment discovered an unexpected non-thermal radio emission. This emission was impulsive (bursts with duration of <30 to 450 ms), with a broadband (20 KHz to 40 MHz) approximately flat spectrum [Warwick et al., 1981; Zarka and Pedersen, 1983]. Due to the burstiness of the emission and the frequency sweeping technique used by the PRA receiver [Warwick et al., 1977], the emission appeared on the dynamic spectra only in the channels swept during the duration of an event (Figure 1). The bursts occurred in separate episodes with a periodicity of about 10^h09^m [Warwick et al., 1981; Zarka and Pedersen, 1983], significantly different from the rotation period of Saturn at $10^h39.4^m$ deduced from Saturn Kilometric Radiation [Desch and Kaiser, 1981]. Their number and intensity vary roughly as the inverse square of the distance of the spacecraft to the planet. Due to these properties and their similarity with the radio emission of terrestrial lightning strokes, the bursts were named Saturn electrostatic discharges (SED) [Warwick et al., 1981]. The SED emission was also detected by Voyager 2 (V2) in 1981, but with different characteristics [Warwick et al., 1982; Zarka and Pedersen, 1983].

The localization of the SED source raised up a controversy. Two source locations were deemed possible due to the value of the repetition period of the SED occurrence: inside the B-ring at $\sim 1.8 R_s$ (R_s = Saturn radius) where the Keplerian revolution period equals 10^h09^m [Warwick et al., 1981; Evans et al., 1981, 1982], or within the equatorial atmosphere where the cloud top wind velocities, together with Saturn's rotation, correspond to a period of about 10^h10^m [Burns et al., 1983].

The ring location was first supported by the fact that SED were sometimes observed at frequencies as low as 20 KHz, while the ionospheric electron density measured at the limb of the planet by the Radio Science experiment implied a low frequency cutoff at about 1 MHz [Tyler et al., 1981]. However, as shown by Kaiser et al. [1983], this is not a strong argument against an atmospheric source, as low frequency SED were only observed after encounter, i.e. from the nightside of the planet where the electron density may be much lower. Moreover, a ring source failed to explain some important experimental characteristics of the SED emission, as the low frequency cutoff at ~ 5 MHz before encounter and the frequency dependence of SED appearance for the episode centered around V1 closest approach. These experimental constraints led Kaiser et al. [1983] to propose an equatorial storm system as the source of SED.

In the case of an atmospheric source-location, the study of the directivity of the SED emission is interesting for two reasons: first to compare it with the radio emission associated to terrestrial lightning, which is always assumed isotropic in the literature, and secondly to derive the orders of magnitude of the Saturnian ionospheric peak electron density over a much wider range of local time than the Radio Science investigation, which only measured the profiles of ionization near dawn and dusk at each encounter [Tyler et al., 1981, 1982].

2. Data analysis.

Figure 2 displays the distribution of SED intensities as a function of time for a period of about 3 days around V1 closest approach (1980/11/12 at 23h56m). The flux density corresponding to each SED event detected in the high frequency band of the PRA receiver (1.3-40.2 MHz) is plotted versus

time, after being corrected from instrumental effects which take into account the response of the PRA antennas and receiver, which is strongly dependent on the frequency [Ortega-Molina and Daigne, 1983; Zarka and Pedersen, 1983].

The threshold at about 3.10^{-13} W.m⁻².Hz⁻¹ corresponds to the detection limit of SED above the background due to the cosmic radio noise and spacecraft interference. The presence of this constant threshold introduces a systematic bias in the variation with time of the detected SED mean-intensity. So, we have studied the maximum SED intensity as a function of time (and distance of the spacecraft to the planet), i.e. the envelope of the SED distribution of figure 2. In order to obtain this envelope, we have divided the time axis in Δt intervals ($\Delta t = 0.02$ day), and we have constructed for each interval an histogram of the number of SED versus $\text{Log}(S)$, S being the flux density. All histograms present the same quasi-linear decrease towards high intensities, but are globally shifted towards low intensities when the distance between V1 and Saturn increases, as displayed in figure 3. So, by correlating the quasi-linear part of each histogram to the one centered on closest approach taken as a reference, we determine the envelope of the SED distribution, also plotted on figure 2. The difference between the ordinates of two points of this curve is therefore equal to the intensity shift between both corresponding histograms.

The 0 dB level has been fixed to the SED detection threshold. The overall $1/R^2$ variation of the maximum intensity of SED, where R is the distance of V1 to Saturn, is evident on figure 2.

3. Model of the geometry of the SED emission.

We have computed the variations with time of SED intensity which would be detected by the V1 PRA experiment during the ~ 3 -day period covered by the data set, by assuming an equatorial atmospheric source of longitudinal angular width L , revolving around Saturn in 10h09m and occulted by the planet at each revolution. Our model is purely geometrical and we assume that each point of the source has an isotropic emission pattern and that the radio waves propagate directly from the source to the PRA antennas without being affected by refraction. This last hypothesis is justified except when the source is viewed at the limb of the planet by V1, but such occasions represent very short time intervals (a few minutes) compared to the 6-7h duration of the episodes, except at closest approach [Kaiser et al., 1983].

As shown on figure 4, at time t , the distance d of the spacecraft to the median point M of the SED source is:

$$d = (R\theta^2 + R^2 - 2.R.R\theta.\cos(l).\cos((2\pi/T).(t-t\theta)+H\theta-H))^{1/2} \quad (1)$$

where:

$R\theta$ = distance of the SED source to Saturn's center = 1 R_s

T = revolution period of the SED source = 10h09m

$H\theta, t\theta$ = phase parameters, $H\theta$ being the local time angle of the source at time $t\theta$ (we have taken $t\theta$ = day 318.00 of 1980)

R = distance of V1 to the center of the planet

H, l = local time angle and latitude of the spacecraft with respect to Saturn.

For a point of the source at a distance ΔL from the median point M, the distance to the spacecraft becomes:

$$D = (R\theta^2 + R^2 + 2 \cdot R \cdot R\theta \cdot \cos(\theta) \cdot \cos((2\pi/T) \cdot (t - t\theta) + H\theta - H + \Delta L))^{1/2} \quad (2)$$

So, if the maximum spectral power emitted by each point of the source is P_m , the maximum intensity S detected by V1 from a source of width L is:

$$S = \underset{\Delta L = -\frac{L}{2}, +\frac{L}{2}}{\text{Max}} (P_m / 4\pi D^2) \quad (3)$$

or:

$$\log(S) = \log(P_m) - \log(4\pi) - 2 \cdot \underset{\Delta L = -\frac{L}{2}, +\frac{L}{2}}{\text{Min}} \log(D) \quad (4)$$

By adding to equations (2) and (4) the occultation pattern of the source by the planet, we obtain a geometrical model of the envelope of the SED distribution of figure 2. The free parameters to be determined are $H\theta$, L and P_m , the variation of P_m shifting vertically the two curves. Figure 5a displays the best fit between the observations and our model. We derive for the parameters $H\theta$ and L the following values:
 $H\theta = 283^\circ \pm 3^\circ$ (or $18h52m \pm 12m$) for $t\theta = 318.00$ d
 and $L = 55^\circ \pm 5^\circ$

With our θ dB level, the corresponding value of $\log(P_m)$ is 27.7dB. The real value of P_m has been determined by Zarka and Pedersen [1983] (> 300 W.Hz $^{-1}$).

These values of $H\theta$ and L confirm the result of Kaiser et al. [1983] who proposed a 60° degrees wide source with a median point at longitude 240° in the Saturn longitude system (SLS) on day 317 of 1980, at 15h10m, by only studying the occultation pattern of SED episodes. The few weak events seen between SED episodes on figure 2 probably originate from small

secondary storms, located elsewhere in the atmosphere.

For a source in the B-ring ($R_0=1.8 R_s$), the experimental and theoretical curves are in disagreement not only for the occultation pattern, as pointed out by Kaiser et al. [1983], but also for the values of the maximum intensity near closest approach, as displayed in figure 5b (far from closest approach, the difference between both values of R_0 becomes negligible compared to R). In that figure, the best fit of the experimental and theoretical curves is obtained for the same values of H_0 and $\log(P_m)$, but with $L=0^\circ$ (point source). With a different value of L , the disagreement between the two curves increases. So, we strongly confirm the localization of the SED source in the equatorial atmosphere of Saturn, and its width of about 55° in longitude.

On figure 5a, the agreement between the two curves is particularly good after encounter (except at the edges of the episodes). However, before encounter, there is a systematic difference between the measured and calculated values of the intensity: during the first half of pre-encounter episodes and the beginning of the encounter episode, the measured values of maximum intensity are about 6 dB lower than the calculated ones. This difference goes up to > 10 dB for low frequencies (< 10 MHz) and down to < 3 dB for high frequencies (> 30 MHz). During the second half of pre-encounter episodes, however, the difference between the two curves is only 1 to 3 dB depending on the frequency.

We have tried to explain these puzzling features. It is very unrealistic to invoke a change in the emission pattern of the SED source occurring precisely at V_1 closest approach in order to explain the difference between pre- and post-encounter episodes. Moreover, one would

need a very exotic emission lobe to obtain the shape of pre-encounter episodes. This shape is comparable to the double-humped one of these episodes found on the SED occurrence diagram by Evans et al. [1981], and which has remained unexplained up to now. The authors proposed a possible explanation, assuming the existence of two SED sources with different periodicities, but this hypothesis had never been confirmed, and in our case it would imply too many constraints: the two sources should emit different power fluxes (one weak and one strong), in very directive beaming patterns, for the stronger one not screening the weaker. Moreover, the difference between pre- and post-encounter episodes would imply a longitudinal expansion of the stronger source and a disappearance of the weaker one at closest approach, because the intensity distribution of SED does not display any excess of weak events (see figure 3), as it should be the case after closest approach if two distributions were superposed. We have also checked that the variations of the viewing geometry due to the spacecraft motion could not explain the observed features: except for the encounter episode, the latitude of the spacecraft with respect to Saturn's equatorial plane and its local time angle did not change significantly during one SED episode. So we conclude that the differences between the experimental and calculated curves must be due to the propagation of the waves through the sub-spacecraft saturnian ionosphere, whose parameters are the only ones to have significantly changed after closest approach, as already pointed out by Kaiser et al. [1983].

We shall develop this result and discuss its implications on the Saturnian ionosphere in section 5, but first we can derive the beaming pattern of the SED source.

4. Emission lobe of the SED source.

After closest approach, SED were often detected below 100 KHz, and sometimes at frequencies as low as 20 KHz [Zarka and Pedersen, 1983]. Since radio waves cannot propagate at frequencies below the local electron plasma frequency, these values represent an upper limit to the plasma frequency f_p in the nightside ionosphere of Saturn, and imply an electron density of $5-100 \text{ cm}^{-3}$ in that region of the ionosphere. Consequently, SED occurring after closest approach in the high-band of the PRA receiver (at frequencies $> 1 \text{ MHz} \gg f_p$) are unaffected by their propagation to the spacecraft through the nightside ionosphere of Saturn. So, from the post-encounter part of figure 5a, we can deduce the beaming pattern of the SED emission, which is the only parameter not taken into account in our model.

Figure 6 displays the emission lobe of the SED source (or more precisely, its projection along V1 trajectory). We have plotted in polar coordinates (M, θ) , for the three post-encounter episodes, the normalized difference between the two curves of figure 5a ,

$$(S_m - S_c) / S_c$$

where S_m is the measured intensity of SED and S_c the calculated one.

As expected from figure 5a, this emission lobe is quasi isotropic in the half space crossed by V1, except for very large values of θ ($\theta > 70^\circ$). Such a result was expected from the burstiness of the emission and it clearly states the isotropy of the radio emission associated to Saturnian lightning. By analogy, we can confirm the isotropy of the terrestrial lightning radio emission, always assumed in the literature.

5. Ionospheric implications.

With an isotropic SED emission, the shape of pre-encounter episodes can now be understood in terms of ionospheric propagation.

The ionosphere has two major effects on the radio wave propagation:

(1) The refraction (reflection) of waves with frequencies below $f_p/\cos(\theta)$, where θ is the angle of incidence of the waves at the ionosphere (see figure 4), and f_p is the local electron plasma frequency $f_p \text{ (KHz)} = 9 \text{ (Ne)}^{1/2}$, where $\text{Ne (cm}^{-3}\text{)}$ is the local electron density.

(2) The absorption (attenuation) of the waves with frequencies above $f_p/\cos(\theta)$, which propagate through the ionosphere. The absorption generally increases with the electron density Ne .

The envelope of figure 2 has been obtained by considering SED appearing at all frequencies between 1 and 40 MHz. Since the SED spectrum is flat between 1 MHz and 40 MHz [Zarka and Pedersen, 1983], the fact that the events occurring in the first half of pre-encounter episodes are seen at globally lower intensity cannot be due to a cutoff effect, which would be frequency dependent, but certainly results from an absorption effect. This implies a first qualitative result:

The ionospheric electron density is higher in the region under which the SED source passes during the first half of pre-encounter episodes (region 1) than in the region scanned during the second half of these episodes (region 2). With the values of $H\theta$, $t\theta$ and T derived in section 3, these regions correspond respectively to LT 6h-12h30m and LT 14h30m-18h30m with a transition zone between 12h30m and 14h30m LT. This qualitative result is consistent with those of the Voyager Radio Science investigation.

which found a higher peak value of Ne at predawn (V1 and V2 egress, $N_e = 1.6 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and $2.3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ respectively) than at dusk (V2 ingress, $N_e = 6. \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$) [Tyler et al. 1981, 1982].

In order to obtain quantitative values of these electron densities, we have examined the detailed variations of the low frequency cutoff during the episode just before encounter (which contains more events and is less noisy than the previous one). The observed cutoff frequency is plotted on figure 7 versus the local time angle of the SED source, and confirms our previous qualitative conclusion. The very high values of the cutoff frequencies (about 15 MHz) at the edges of the episode are due to the fact that the source is at the limb of the planet, as seen from V1 ($\theta \approx 90^\circ$), and that the cutoff frequency is expressed as a function of f_p by $f_c = f_p / \cos(\theta)$. This fact can also partly explain the difference seen on figure 6 between the observed emission lobe of the SED emission and an isotropic pattern for large incidence angles of the waves at the ionosphere. For the rest of the curve, $\cos(\theta) \approx 1$, so the values of Ne that we derive from figure 7 are:

$N_e = 9. \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ in region 1 (where $f_c = 8.6 \text{ MHz}$)
and $N_e = 4.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ in region 2 (where $f_c = 6.1 \text{ MHz}$, slightly different from the 5 MHz claimed by Kaiser et al. [1983]).

These values of Ne are higher than those measured by the Radio Science team, but their values were measured at predawn and dusk, and one can expect much larger values of the electron density near the local noon, as it is the case for the Earth [Davies, 1965]. Such large diurnal variations are plausible on Saturn and our values of Ne are consistent with the theoretical model of a Saturn's solar-EUV controlled ionosphere by Atreya

and Waite [1981].

To test our hypothesis, we have calculated with these values of N_e the attenuation between 10 MHz and 40 MHz (above the cutoff frequencies) resulting from the collisions of electrons with ions and molecules (non-deviative absorption). Our calculations are detailed in the appendix. We obtain in this way the attenuation curves of figure 8. In the nightside ionosphere, where $N_e = 5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$, the attenuation of the waves is negligible, as we assumed in section 4. For the dayside part of Saturn's ionosphere, the calculated values of the attenuation are in good agreement with the observed ones above ~ 15 MHz (-3 to -10 dB in region 1 and -1 to -3 dB in region 2). Moreover, for frequencies < 15 MHz, the orders of magnitude of the measured and calculated attenuations remain consistent.

So, by using simple absorption calculations, we find acceptable orders of magnitude for the attenuation of SED propagating from the source to the spacecraft through Saturn's ionosphere. Other processes probably take place in the saturnian ionosphere and the previous calculations can be refined in order to fit better with the observational facts. However, these simple calculations allow us to confirm the results suggested on figure 7 for the diurnal (longitudinal) variations of the electron density over the equatorial ionosphere of Saturn.

6. Discussion.

We can now explain two puzzling features observed by V1 during its encounter with Saturn: the presence of double-humped pre-encounter SED episodes [Evans et al., 1981] and the fact that SED remained detectable for a slightly longer time after encounter than they were before encounter (Evans et al. [1981] claimed that post-encounter episodes continued for

about 3 times as long as pre-encounter ones, but Zarka and Pedersen [1983] have shown that the difference was in fact much smaller). Both features result from the different attenuation of the SED emission through the three different regions of Saturn's ionosphere, and from the presence of a detection threshold for the PRA experiment. SED occurring during post-encounter episodes were observed with an intensity 1-3 dB stronger than those occurring before encounter, and were therefore detected from a greater distance from Saturn. Moreover, an important part of the events emitted from the morning side of the planet underwent a 3-10 dB attenuation and therefore arrived to the PRA antennas with an intensity below the detection threshold, which explains the smaller number of events detected in the first half of pre-encounter episodes.

We have also examined the SED observed by Voyager 2 (V2). Although the intrinsic characteristics of SED bursts were the same for both encounters, there were striking differences in their number, intensities and occurrence rate between V1 and V2 Saturn encounters [Warwick et al., 1982; Zarka and Pedersen, 1983]. The SED number and intensities were smaller at the time of the V2 encounter. The SED episodes were much less well-defined for V2, due to a very fluctuating occurrence rate of events (especially near closest approach), and there were more bursts between episodes. Consequently, no quantitative result has been obtained from V2 data.

However, as the structure of Saturn's ionosphere did not change dramatically during the 9 months separating the two encounters [Tyler et al., 1981, 1982], we must attribute the variations of the observed SED characteristics to important changes at the source. This variability has been pointed out by Zarka and Pedersen [1983]. Either V1 and V2 observed

two different storm systems, which would imply a lifetime longer than about a week (one encounter) but shorter than 9 months for a given storm system, or it is the same storm system which has been observed by both spacecraft. In that case, the observed differences imply a longitudinal spreading of the source region in 9 months, due to the fluctuations of the equatorial wind velocities with the time and the latitude, and a weakening of its emission. The discreteness of SED episodes for the V1 encounter could then suggest that the observed storm system was not formed long time before the first Saturn encounter.

7. Conclusion.

We have confirmed the localization of the SED source in Saturn's atmosphere and have shown that the SED emission is quasi isotropic. The differences between the observed level during a given episode and the one which would be expected from an isotropic source is due to ionospheric propagation and absorption. This has allowed us to determine the diurnal variations of the electron density over the equatorial ionosphere of the planet:

$N_e = 5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ over the nightside ionosphere (LT 22h00m to 5h00m),

$N_e = 9.1 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ over the morning side (LT 6h00m to 12h30m), and

$N_e = 4.5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ over the afternoon side (LT 14h30 to 18h30).

The variations of the electron density as a function of the local time are smooth between regions 1 and 2, but very sharp between the day and night sides of the ionosphere. This behaviour is comparable to those of the E and F1 layers of the terrestrial ionosphere [Davies, 1965].

APPENDIX

Estimation of the attenuation of radio waves propagating through Saturn's ionosphere, due to the collision of electrons with ions, atoms and molecules (non-deviative collisionnal absorption).

We have considered the simplest case of absorption, without magnetic field. This approximation is justified by the fact that Saturn's magnetic field has a value of 0.21 Gauss at the surface of the planet [Ness et al., 1982] and then the corresponding gyromagnetic frequency is about 600 KHz. This frequency is small compared to the values of frequency in the studied range (10-40 MHz). With this hypothesis, the collisionnal absorption coefficient is given by:

$$k = \frac{2\pi \cdot e^2 \cdot N_e \cdot \nu}{c \cdot \mu \cdot \epsilon_0 \cdot m \cdot (4\pi^2 f^2 + \nu^2)} \quad (A.1)$$

[Ratcliffe, 1962], where e and m are the charge and mass of the electron, c is the speed of light, N_e is the ionospheric electron density, ϵ_0 is the dielectric permittivity of the free space, f is the frequency of the wave, μ is the refraction index in the ionosphere and ν is the collision frequency. In the absence of magnetic field, and if the collision frequency is small compared to the wave frequency ($\nu \ll f$),

$$\mu = \left[1 - \left(\frac{f_p}{f} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (A.2)$$

where f_p is the electron plasma frequency. The collision frequency is in fact the sum of two terms:

$$\nu = \nu_{\text{electrons-ions}} + \nu_{\text{electrons-atoms/molecules}} = \nu_{e-i} + \nu_{e-a} \quad (A.3)$$

From Ratcliffe [1962], we have (in c.g.s. units):

$$\nu_{e-i} = 6.1 \cdot 10^{-3} (T/300)^{-3/2} N_i \quad (A.4)$$

and

$$\nu_{e-a} = 1.8 \cdot 10^{-8} (T/300)^{1/2} N_a \quad (A.5)$$

where T is the temperature of the ionosphere, N_i the concentration of ions and N_a the concentration of atoms and molecules in Saturn's ionosphere.

The major ion in Saturn's ionosphere is H^+ [Atreya and Waite, 1981], so $N_i = N_e$. The temperature is $420 \text{ K} \pm 30 \text{ K}$ [Smith et al., 1983]. So, with $N_e = 4.5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ to $9 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$, we derive an order of magnitude of 10^3 s^{-1} for ν_{e-i} .

Smith et al. [1983] give for Saturn the concentrations in H and H_2 at 2500 km above the 1 bar level: $[H] = 5.5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ and $[H_2] = 10^8 \text{ cm}^{-3}$. These concentrations lead to an order of magnitude of 1 for ν_{e-a} , much smaller than ν_{e-i} ($\nu_{e-a} \ll \nu_{e-i}$), and then $\nu = \nu_{e-i}$. As $\nu \ll f$ ($\approx 10 \text{ MHz}$), we derive from (A.1):

$$\nu = \frac{e^2 \cdot N_e \cdot \nu}{2\pi \cdot c \cdot \mu \cdot \epsilon_0 \cdot m \cdot f^2} \quad (A.6)$$

(case of the non-deviative absorption). Numerically, in c.g.s. units, the equation (A.6) gives:

$$\nu = 4.95 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{N_e^2}{f^2 \cdot \left(1 - \frac{8 \cdot 10^7 \cdot N_e}{f^2}\right)^{1/2}} \quad (A.7)$$

The attenuation a (in dB) of a wave crossing the ionosphere is therefore:

$$a = 10 \cdot \log \left[\exp \left(- \int k \cdot ds \right) \right] \quad (A.8)$$

For simplicity, we have assumed here that N_e is constant over a ~~1000~~ km-thick ionosphere [Tyler et al., 1981, 1982], so:

$$a = 10 \cdot \log \left[\exp \left(- 10^8 \cdot k \right) \right] \quad (A.9)$$

We have plotted the resulting curves for $N_e = 9 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ and $N_e = 4.5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ on figure 8, with $10 \text{ MHz} \leq f \leq 40 \text{ MHz}$.

These simple calculations allow us to obtain correct orders of magnitude for the attenuation of radio waves propagating through Saturn's ionosphere.

ACKNOWLEDGEMENTS

I thank Drs. A. Boischot, F. Genova and B.M. Pedersen for useful comments and discussions.

REFERENCES

Atreya, S.K., and J.H. Waite Jr (1981). Saturn's ionosphere: theoretical interpretation. *Nature*, 292, 682-683.

Burns, J.A., M.R. Shoewalter, J.N. Cuzzi, and R.H. Durisen (1983). Saturn electrostatic discharges: Could lightning be the cause?. *Icarus*, 54, 288-295.

Davies, K. (1965). Ionospheric radio propagation. NBS Mono. 80, Washington.

Desch, M.D., and M.L. Kaiser (1981). Voyager measurements of the rotation period of Saturn's magnetic field. *Geophys. Res Lett.*, 8, 253-256.

Evans, D.R., J.H. Romig, C.W. Hord, K.E. Simmons, J.W. Warwick, and A.L. Lane (1982). The source of Saturn electrostatic discharges. *Nature*, 299, 236-237.

Evans, D.R., J.W. Warwick, J.B. Pearce, T.D. Carr, and J.J. Schauble (1981). Impulsive radio discharges near Saturn. *Nature*, 292, 716-718.

Kaiser, M.L., J.E.P. Connerney, and M.D. Desch (1983). Atmospheric storm explanation of saturnian electrostatic discharges. *Nature*, 303, 50-53.

Ness, N.F., M.H. Acuna, K.W. Behannon, L.F. Burlaga, J.E.P. Connerney, R.P. Lepping, and F.M. Neubauer (1982). Magnetic field studies by Voyager 2: Preliminary results at Saturn. *Science*, 215, 558-563.

Ortega-Molina, A., and G. Daigne (1984). Polarization response of two crossed monopoles on a spacecraft. *Astron. Astrophys.*, in press.

Ratcliffe, J.A. (1962). The magneto-ionic theory and its applications to the ionosphere. Cambridge University Press, Cambridge, England.

Smith, G.R., D.E. Shemansky, J.B. Holberg, A.L. Broadfoot, B.R. Sandel, and J.C. McConnell (1983). Saturn's upper atmosphere from the Voyager 2 EUV solar and stellar occultations, *J.G.R.*, 88, 8667-8678.

Tyler, G.L., V.R. Eshleman, J.D. Anderson, G.S. Levy, G.F. Lindal, G.E. Wood, and T.A. Croft (1981). Radio science investigations of the Saturn system with Voyager 1: Preliminary results. *Science*, 212, 201-206.

Tyler, G.L., V.R. Eshleman, J.D. Anderson, G.S. Levy, G.F. Lindal, G.E. Wood, and T.A. Croft (1981). Radio science with Voyager 2 at Saturn: Atmosphere and ionosphere and the masses of Mimas, Tethys and Iapetus. *Science*, 215, 553-558.

Warwick, J.W., D.R. Evans, J.H. Romig, J.K. Alexander, M.D. Desch, M.L. Kaiser, M. Aubier, Y. Leblanc, A. Lecacheux, and B.M. Pedersen (1982). Planetary Radio Astronomy observations from Voyager 2 near Saturn. *Science*, 215, 582-587.

Warwick, J.W., J.B. Pearce, D.R. Evans, T.D. Carr, J.J. Schauble, J.K. Alexander, M.L. Kaiser, M.D. Desch, B.M. Pedersen, A. Lecacheux, G. Daigne, A. Boischot, and C.H. Barrow (1981). Planetary Radio Astronomy observations from Voyager 1 near Saturn. *Science*, 212, 239-243.

Warwick, J.W., J.B. Pearce, R.G. Peltzer, and A.C. Riddle (1977). Planetary Radio Experiment for the Voyager missions. *Space Sci. Rev.*, 21, 309-327.

Zarka, P., and B.M. Pedersen (1983). Statistical study of Saturn electrostatic discharges. *J.G.R.*, 88, 9007-9018.

FIGURE CAPTIONS

Figure 1: Dynamic spectrum obtained ~ 1 hour after V1 closest approach by the PRA experiment. This spectrum is generated by sweeping the frequency axis in 6s 198-steps scans at 30 ms per step in 128 200-KHz-wide channels uniformly spaced from 40.2 MHz to 1.2 MHz and 70 1-KHz-wide channels uniformly spaced from 1.326 MHz to 20.4 KHz. SED which are impulsive broadband phenomena, appear therefore as short streaks parallel to the frequency axis. Saturn Kilometric Radiation is detected in the frequency range 100-700 KHz. Our study is limited to the high frequency band ($f > 1.3$ MHz).

Figure 2: Distribution of SED intensities versus time and distance to Saturn, corrected from instrumental effects. The determination of the envelope of the distribution, i.e. the variations with time and distance of the SED maximum intensity, is explained in the text (section 2). CA indicates V1 closest approach to Saturn. There is a data gap in each of the last two episodes.

Figure 3: Distributions of SED intensities for two typical time intervals ($\Delta t = 0.02d$) centered on 317:12h (thin line) and 318:00 (closest approach, thick line). See the text, section 2, for details.

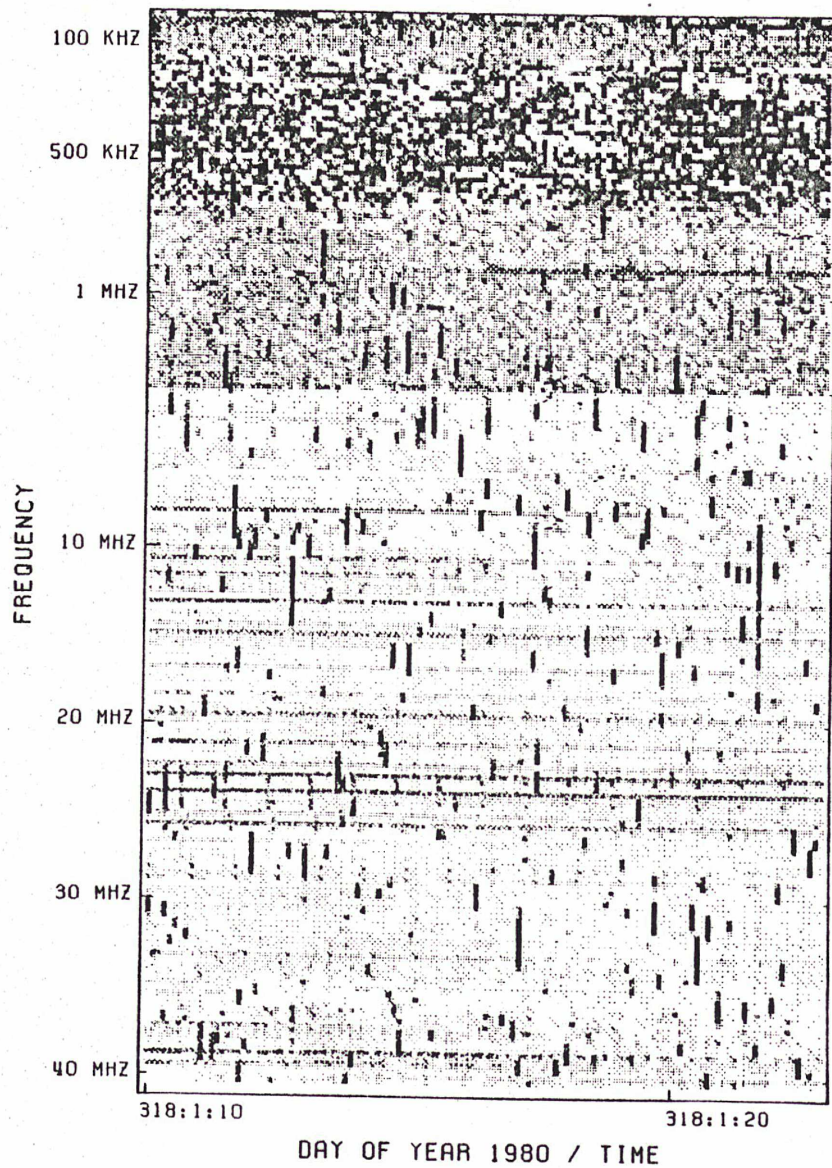
Figure 4: Geometry of the V1-Saturn encounter in projection on Saturn's equatorial plane. M is the median point of the $L=55^\circ$ -wide SED source located at $R_0=1$ Rs from the center of the planet. We have plotted here the configuration at closest approach. The parameters indicated on this figure are explained in the text.

Figure 5: Best fits of the experimental and calculated variations with time of SED maximum intensity: a/ for $R\theta=1.R_s$ and b/ for $R\theta=1.8 R_s$. The better agreement between the two curves is obtained for $R\theta=1.R_s$, confirming the localization of the SED source in Saturn's equatorial atmosphere.

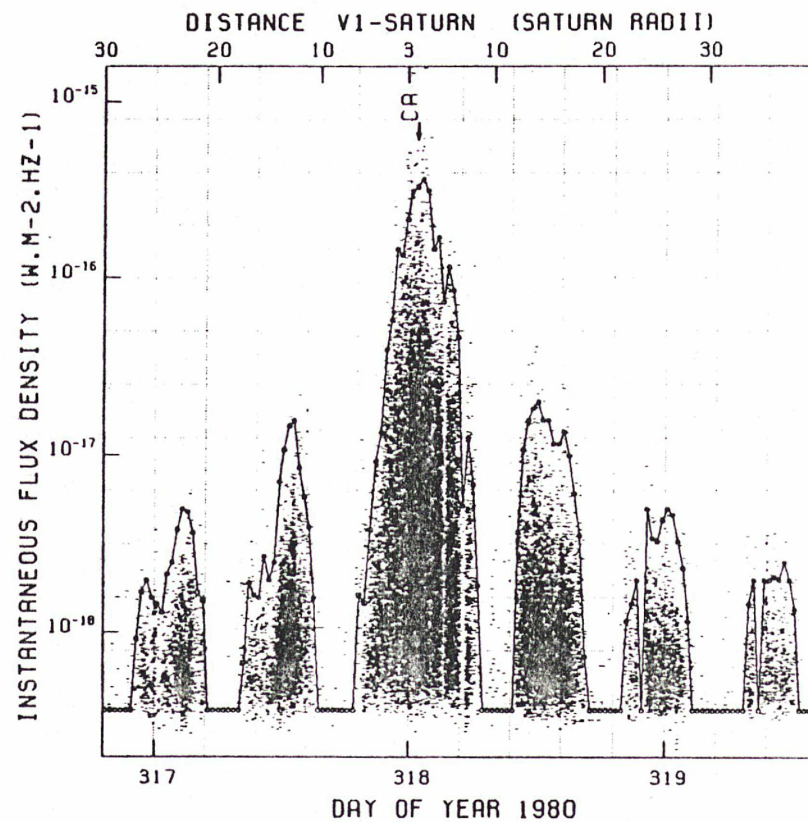
Figure 6: Emission lobe of the SED source derived from the 3 post-encounters episodes. The symbols used are respectively \times , \circ and $*$ for the first, second and third post-encounter episode. The dashed curve represents the emission lobe of an isotropic source. M and θ are, as on figure 4, the median point of the source and the angle between the direction of V1 as seen from the source and the perpendicular to the source motion.

Figure 7: Measured SED low frequency cutoff as a function of the local time angle of the SED source for the episode before closest approach. The error bars represent ± 300 KHz, which correspond to the frequency gap between two adjacent channels in the high-frequency band of the PRA receiver.

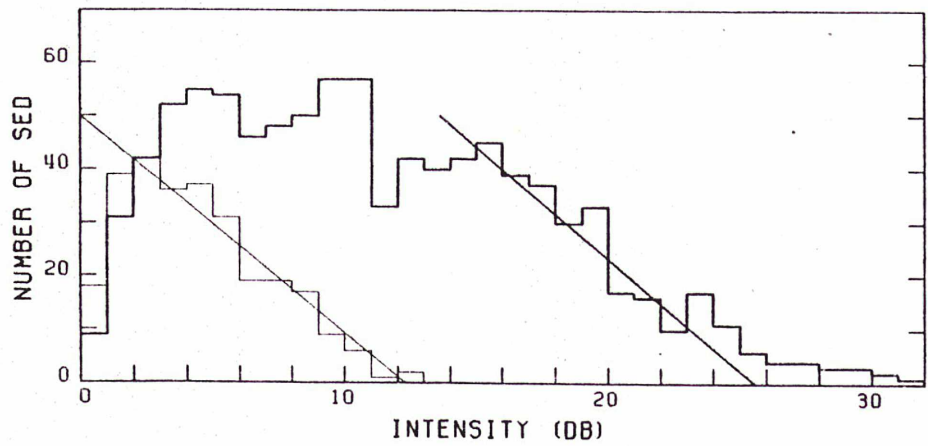
Figure 8: Absorption curves computed for values of the electron density of $N_e=4.5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ and $N_e=9.10^5 \text{ cm}^{-3}$. The calculations are detailed in the appendix.



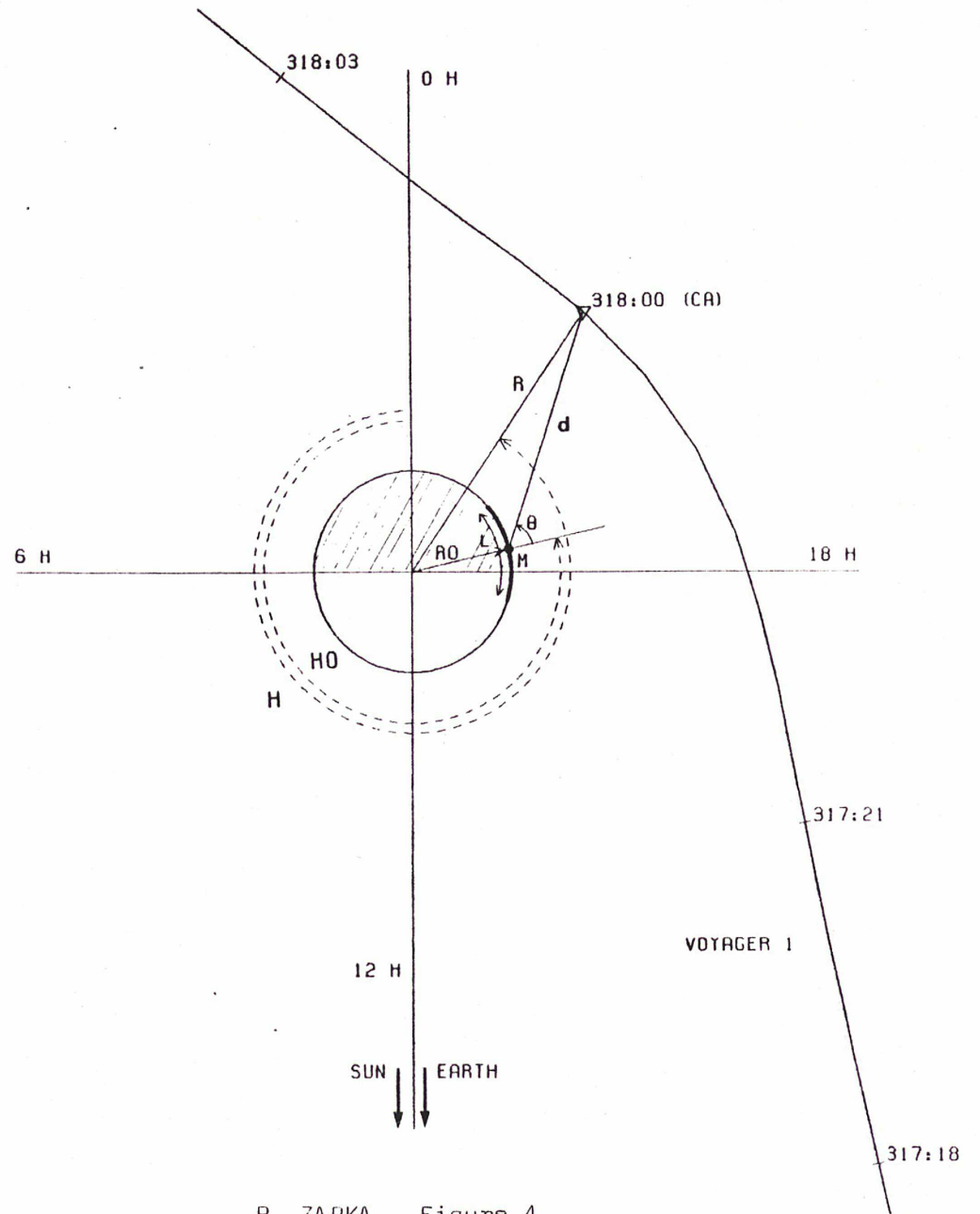
P. ZARKA. Figure 1



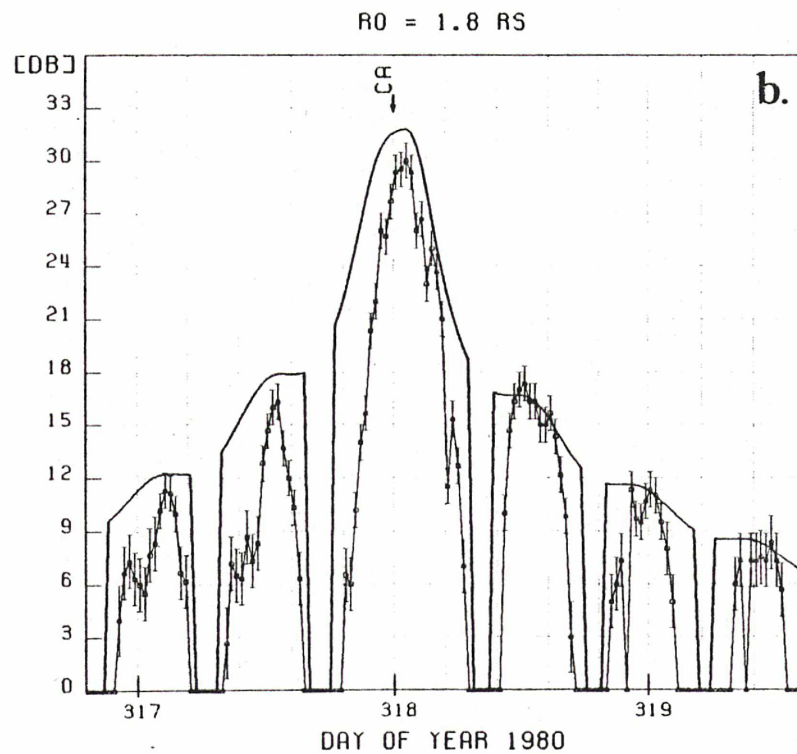
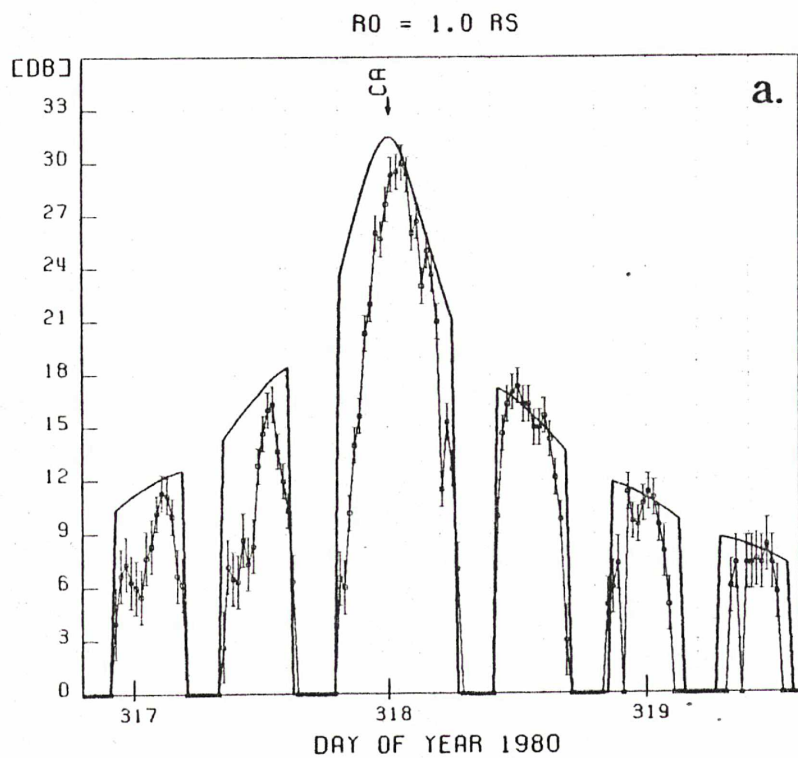
P.ZARKA. Figure 2

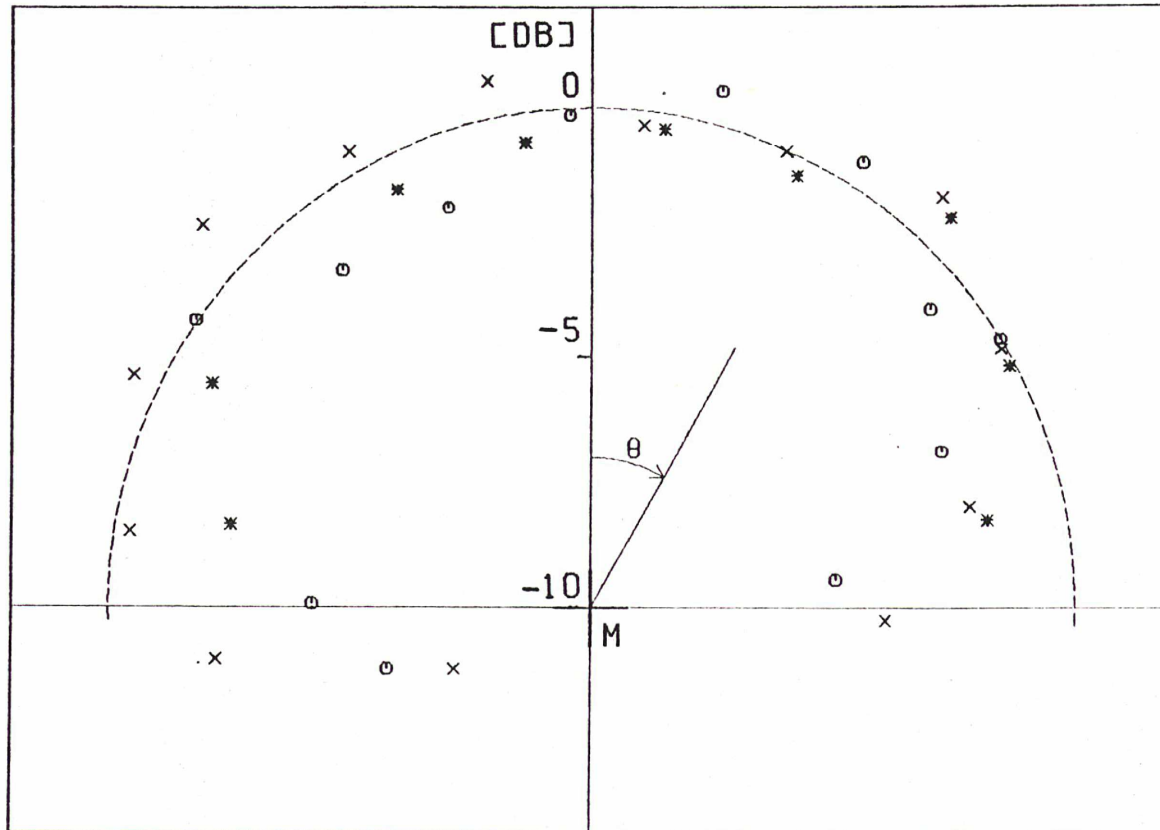


P. ZARKA. Figure 3

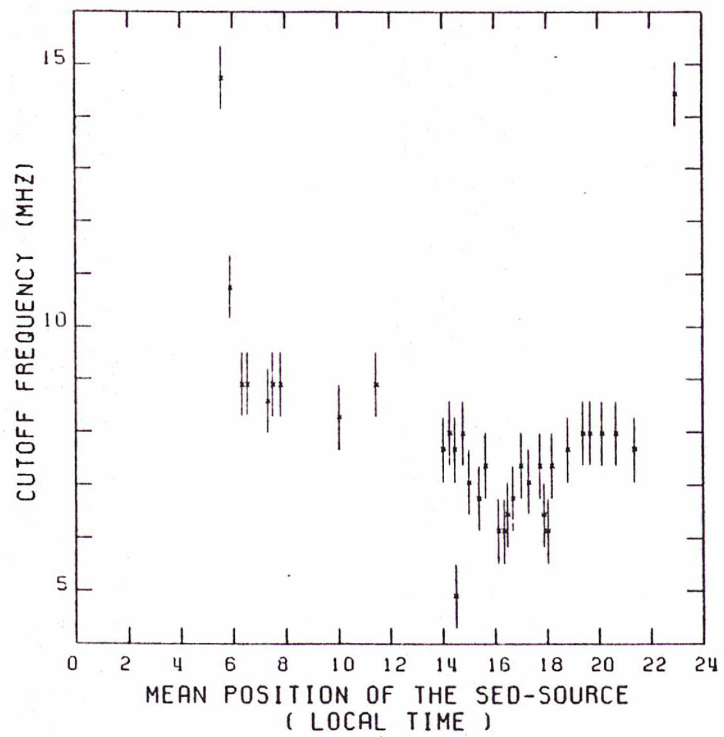


P. ZARKA. Figure 4

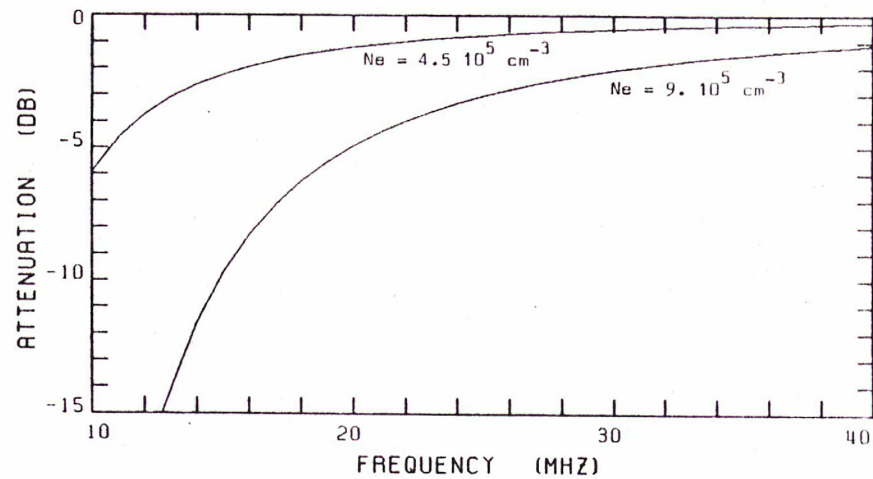




P. ZARKA. Figure 6



P. ZARKA. Figure 7



P. ZARKA. Figure 8

