



HAL
open science

Les émissions radio aurorales de Jupiter : observations à distance, in-situ, et simulations.

Corentin Louis

► To cite this version:

Corentin Louis. Les émissions radio aurorales de Jupiter : observations à distance, in-situ, et simulations.. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris sciences et lettres, 2018. Français. NNT : 2018PSLEO023 . tel-02132920

HAL Id: tel-02132920

<https://theses.hal.science/tel-02132920v1>

Submitted on 17 May 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.

THÈSE DE DOCTORAT

de l'Université de recherche Paris Sciences et Lettres

Préparée à l'Observatoire de Paris

Les émissions radio aurorales de Jupiter :
observations à distance, in-situ et simulations

École doctorale n°127

ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE D'ÎLE-DE-FRANCE

Spécialité ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE



Soutenue par **Corentin LOUIS**
le 14 Septembre 2018

Dirigée par **Laurent LAMY**
et par **Philippe ZARKA**



Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique

COMPOSITION DU JURY :

Mme Dominique FONTAINE
Directrice de Recherche, LPP
Présidente

Mme Aurélie MARCHAUDON
Chargée de Recherche CNRS, IRAP
Rapporteuse

M. Robert MACDOWALL
Emeritus lab chief, NASA
Rapporteur

M. Jean-Mathias GRIESSMEIER
Astronome Adjoint, LPC2E
Examineur

M. Philippe LOUARN
Directeur de Recherche, IRAP
Examineur

M. Laurent LAMY
Astronome Adjoint, LESIA
Directeur de thèse

M. Philippe ZARKA
Directeur de Recherche, LESIA
Directeur de thèse

Cette thèse à été préparée à l'Observatoire de Paris et financée par l'Université Pierre et Marie Curie sur une bourse du Labex PLAS@PAR à partir d'une ANR du programme « Investissements d'avenir » sous la référence ANR-11-IDEX-0004-02.

Résumé

La thèse a porté sur l'étude des émissions radio aurorales de Jupiter, produites proches de la fréquence cyclotron électronique locale par l'Instabilité Maser Cyclotron alimentée par des électrons résonants de quelques keV, accélérés le long des lignes de champ magnétique de haute latitude.

J'ai tout d'abord repris, validé et étendu le code de simulation SERPE (Simulateur d'Emissions Radio Planétaire et Exo-planétaire) développé au LESIA, qui permet de produire des spectres dynamiques des émissions radio aurorales visibles pour un observateur donné. J'ai effectué une étude paramétrique des simulations des émissions radio induites par Io afin de quantifier le rôle des paramètres libres du code (fonction de distribution et énergie des électrons, modèle de champ magnétique, position de la ligne de champ magnétique active et altitude de la coupure ionosphérique). Cette étude a confirmé que les émissions Io sont correctement reproduites seulement lorsque le rayonnement est oblique par rapport aux lignes de champ magnétique, ce qui est simulé par SERPE grâce à des fonctions de distribution électronique de type cône de perte. J'ai également montré que (a) les paramètres qui contrôlent principalement la forme des émissions simulées dans le plan temps-fréquence sont le modèle de champ magnétique et l'énergie des électrons, et que (b) les simulations sont en excellent accord avec les observations, moyennant une fenêtre d'incertitude temporelle de ± 2 heures.

À l'aide de ce code, j'ai réalisé des simulations au long cours des émissions radio induites par Io, et de celles attendues pour Europe, Ganymède et Callisto. En comparant ces simulations à plusieurs années d'observations de Jupiter enregistrées avec les instruments Voyager/PRA et Cassini/RPWS (ponctuellement complétées par celles du réseau décimétrique de Nançay), j'ai prouvé l'existence d'émissions radio induites par Europe et Ganymède. L'étude statistique de ces émissions m'a permis d'établir leur propriétés moyennes (extension en fréquence, variabilité temporelle, et occurrence). Ce résultat ouvre un nouveau champ d'étude à distance, et au long cours, des interactions planète-satellites autres que Io-Jupiter.

La comparaison de ces simulations avec les observations Juno/Waves m'a permis d'identifier, sans ambiguïté, les émissions radio induites par Io, ainsi que leur hémisphère d'origine (sans connaître leur polarisation, non-mesurée par Juno/Waves), pour un observateur proche de l'équateur (cas de la Terre) et à des latitudes plus hautes. Grâce à ces simulations, j'ai également montré que les émissions sont visibles seulement si l'angle du feuillet conique d'émission est supérieure à $70^\circ \pm 5^\circ$ et si l'observateur est situé dans le même hémisphère magnétique que les sources produisant l'émission.

Enfin, j'ai entamé une étude statistique de la distribution spatiale des sources radio aurorales traversées par la sonde Juno. J'ai ainsi cartographié les sources des diverses composantes (kilométriques à décimétriques) des émissions radio joviennes. La comparaison avec des modèles de champs magnétiques récents, ainsi qu'avec des images UV (Juno/UVS

et Hubble/STIS) m'a permis de montrer qu'elles étaient co-localisées avec l'ovale auroral principal.

Abstract

This thesis focused on the study of Jupiter's auroral radio emissions, produced close to the local electronic cyclotron frequency by the Maser Cyclotron instability powered by resonant electrons of a few keV, accelerated along high magnetic field lines at high latitude.

I first took over, validated and extended the simulation code ExPRES (Exoplanetary and Planetary Radio Emissions Simulator) developed at LESIA, which allows us to produce dynamic spectra of auroral radio emissions visible for a given observer. I performed a parametric study of the simulations of radio emissions induced by Io in order to quantify the role of ExPRES free parameters (distribution function and energy of the electrons, magnetic field model, position of the active magnetic field line and altitude of the ionospheric cutoff). This study confirmed that Io emissions are correctly reproduced only when the radiation is oblique to the magnetic field lines, which is simulated by ExPRES through loss cone electronic distribution functions. I have also shown that (a) the parameters that mainly control the shape of the simulated emissions in the time-frequency plane are the magnetic field model and the electron energy, and that (b) the simulations are in excellent agreement with observations, with a time window of uncertainty of ± 2 hours.

Using this code, I produced long-term simulations of radio emissions induced by Io, and those expected for Europa, Ganymede and Callisto. Comparing these simulations with several years of Jupiter observations recorded with the Voyager / PRA and Cassini / RPWS instruments (punctually supplemented by those of the Nançay decameter array), I proved the existence of radio emissions induced by Europa and Ganymede. The statistical study of these signatures allowed me to measure their average properties (extension in frequency, temporal variability, and occurrence). This result opens a new field of study of planet-satellite interactions other than Io-Jupiter.

The comparison of these simulations with the Juno / Waves observations allowed me to unambiguously identify the radio emissions induced by Io, as well as their hemisphere of origin (without knowing their polarization, not measured by Juno / Waves), for an observer close to the equator (case of the Earth) and at higher latitudes. Thanks to these simulations, I have also shown that the emissions are visible only if the opening of the emission angle is greater than $70^\circ \pm 5^\circ$ and if the observer is in the same magnetic hemisphere as the sources.

Finally, I began a statistical study of the spatial distribution of auroral radio sources traversed by the Juno probe. I thus mapped the sources of the various components (kilometer to HF) of Jovian radio broadcasts. Comparison with recent magnetic field models, as well as UV imagery (Juno / UVS and Hubble / STIS) allowed me to show that they are collocated with the main auroral oval.

Remerciements

L'envie de faire une thèse en Astrophysique m'est venue au Collège, en 5^e, lorsque les premiers cours de Physique-Chimie m'ont été enseignés. Treize années se sont donc écoulées depuis la naissance de cette idée, entraînant par conséquent une longue liste de personnes –famille, amis, amis d'amis...– qui ont fait partie de ma vie pendant un court moment, ou au contraire durant de longues années, et que je me dois de remercier. Évidemment, je serais bien incapable de citer toutes ces personnes dans un ordre logique et clair, année par année, au gré de mes rencontres. Je m'efforcerai donc de m'égarer le moins possible, mais certains d'entre vous ne seront sûrement pas remerciés à l'endroit où ils pouvaient penser l'être. ☺

Tout d'abord, je souhaite remercier mes directeurs de thèse, qui m'ont permis de devenir doctorant et de mener à terme ces trois ans (et demi avec le stage de Master 2), pour arriver à ce grade de Docteur en Astronomie et Astrophysique, longuement rêvé. Merci donc à toi, Laurent, de m'avoir accepté en stage de Licence 3 (ce qui m'a donné un premier aperçu de ce qu'étaient le monde de la recherche et les émissions aurorales), puis en stage de Master 2, me mettant le pied à l'étrier pour la thèse qui a suivi. Merci de m'avoir fait confiance pour cette première thèse que tu encadrais. Merci à toi, Philippe, d'avoir accepté d'être « prêtre-nom » pour cette thèse ... même si nous savons tous les deux que tu as été bien plus que cela. Merci donc d'avoir été un directeur de très haut-niveau. Merci énormément à vous deux pour ces trois ans, pour la qualité de votre encadrement, pour nos discussions, scientifiques ou non, pour les nombreuses relectures (laborieuses) de mes écrits et pour les conférences passées ensemble. Merci à vous deux d'avoir incarné pour moi la « fouge » de la jeunesse et la « sagesse » de l'expérience. Ces trois années ont été des plus enrichissantes !

Merci bien entendu aux membres de mon jury de thèse. Merci à Philippe Louarn, Jean-Mathias Grießmeier et Dominique Fontaine pour avoir accepté d'être respectivement examinateurs et présidente. Merci à Aurélie Marchaudon et Robert MacDowall pour avoir accepté d'être rapporteur(e), faisant ainsi de mon manuscrit leur livre d'été. Merci à vous de m'avoir accepté dans la communauté des docteurs en validant ma thèse.

Merci aussi à PLAS@PAR, qui a permis le financement de cette thèse, et en particulier merci à Xavier (Fresquet), Charlotte (Mansour) et Chantal pour leur gestion du labex et l'organisation des événements auxquels j'ai eu la joie de participer, que cela soit la fête de la Science à Jussieu, la conférence PLAS@PAR, l'exposition au centre Pompidou ou encore la vidéo « *Meet with ...* ».

Ces trois années de travail n'auraient pas été les mêmes sans les autres membres de l'équipe « Radio » du pôle Plasma. Merci à toi Renée, pour m'avoir encadré durant trois semaines en janvier 2013 lors de mon stage de Licence 3 sur la recherche des aurores sur Callisto, que nous avons d'ailleurs trouvées ... avant de s'apercevoir au final qu'elles n'étaient malheureusement pas des émissions aurorales. Merci aussi pour les discussions

d'ordre scientifique et ta mémoire qui t'a permis de (re)trouver des articles contenant les informations que je cherchais ! Merci aussi pour le travail effectué sur les images UV d'HST ces derniers temps, travail que tu poursuis au moment où j'écris ces quelques lignes et que l'on continuera de faire ensemble dans les mois qui viennent, je n'en doute pas. Baptiste, un énorme merci à toi également, pour de nombreuses raisons, qu'elles soient scientifiques (sur SERPE particulièrement !) ou humaines (les discussions totalement non-scientifiques, et bienvenues, autour d'un café, les semaines de conférence, et j'en oublie sûrement ...). Merci tout particulièrement d'avoir, le soir de ma soutenance, lancé l'ouverture du « 1 mètre » pour que ma famille et mes amis présents puissent profiter de l'Observatoire pour admirer Saturne et ses anneaux ! Baptiste et Renée, vous avez été pour moi des collègues on ne peut plus essentiels durant ces quelques années !

Même s'il ne fait plus partie du pôle Plasma, je dois aussi remercier Sébastien Hess, sans qui la thèse aurait été réellement différente. En effet, dès le début du stage, j'ai commencé à travailler sur le code que tu avais écrit. Je me suis parfois arraché quelques cheveux à essayer de comprendre ce que tu avais codé, je dois bien l'avouer. Mais sans ce code, ma thèse aurait clairement pris une toute autre tournure. Je n'aurais certainement pas eu autant de résultats. Alors merci à toi pour le boulot que tu as fait au LESIA sur SERPE, pour les échanges de mails, pour les appels téléphoniques et pour les quelques rencontres de visu, toujours plus que prolifiques !

Merci à toi, Fabrice, d'avoir accepté de faire parti de mon comité de suivi de thèse et d'avoir ainsi été mon Parrain pendant ces trois ans.

Je me dois bien entendu de remercier tous les membres du pôle Plasma et de l'équipe informatique (l'étage du bâtiment 16 en somme¹) que j'ai pu voir quotidiennement durant trois ans et demi. Plus particulièrement, je voudrais remercier Antonio, avec qui j'ai partagé le bureau les deux premières années et demie de ma thèse. Grâce à toi, Antonio, l'ambiance dans le bureau était toujours au beau fixe ! Si un matin la motivation de venir travailler n'était pas là, je savais qu'avec toi, au moins, je n'allais pas me faire chier toute la journée ! ☺ Merci pour tous les moments de rigolades, à t'aider à apprendre le français, à regarder les paysagistes tondre la pelouse en se disant qu'on serait bien à leur place, à écouter les « mecs » de chantier gueuler des « Salut ma c*****e » tout fort, à observer les passages récurrents de certaines personnes au service informatique, etc. ! Xavier, je pourrais lister de nombreuses raisons de te remercier, mais laisse-moi insister sur une seule : merci de m'avoir intégré dans les ROClettes, alors que je ne faisais pas partie de ce fameux ROC. Carine, je te remercie en particulier pour les vendredis de la fête de la Science à Jussieu, qui resteront pour moi de très bons moments d'enseignement et de vulgarisation scientifique auprès des classes de Primaire/Collège/Lycée.

En parlant d'enseignement, je me dois de remercier ceux avec qui j'ai pu enseigner pendant ces trois ans (en Licence 1 et 2, en Master 2, par correspondance ou auprès de classe de Primaire et de Collège). En particulier, je te remercie Pierre (Baudoz) de m'avoir permis de faire partie de l'équipe des TP d'Optique auprès des Licences. Ce fut probablement l'expérience d'enseignement la plus formatrice et enrichissante pour moi.

Comment ne pas remercier ensuite l'équipe de doctorants/post-doctorants avec qui j'ai passé une partie, voire la totalité des pauses durant ces trois dernières années. Je commencerai par Clément² et Lucas³, que j'ai du rencontrer dans les premiers, à la

1. Je ne vais pas tou-te-s vous lister un par un, mais vous vous reconnaitrez, j'en suis sûr, dans « le bâtiment 16 ». ☺

2. Merci aussi pour tes fléchettes ! ☺

3. Merci aussi à toi pour avoir, le soir de ma soutenance, permis à ma famille et mes amis d'observer Saturne !

soirée de clôture de la conférence Elbereth (conférence des doctorants pour les doctorants). Cette rencontre a sûrement été l'élément déclencheur de nombreuses autres rencontres de doctorants par la suite (vous êtes tellement célèbres ☺), entre autres : Lucien (avec qui –ou à cause de qui ...– je me souviens avoir beaucoup ri au premier Elbereth auquel j'ai participé), Sophie (grâce à qui je me sentais un peu moins seul originaire des Pays de la Loire, et qui a arrosé plus d'une soirée avec la production de sa famille ☺), Mathilde, Desh, Charlotte, ou plus récemment Lisa, Vincent et Pierre. Bien sûr il y a les (post-)doctorants du pôle Plasma : Sonny, que j'ai rencontré dès le stage de Master 2, avec qui j'ai pu partagé le bureau quelques mois (quand il ne « télé-travaillait » pas ... ☺) –j'ai fait une seule conférence avec toi (le PNST) dont je me souviendrai longtemps, probablement grâce au bain de minuit– ; Denise avec qui j'ai aussi partagé le bureau durant mon stage de M2 ; Julien et Anne-Lise que j'ai rencontré dès mon stage de stage L3 ; Léa, seule thésardE de ce pôle Plasma ; Étienne avec qui j'ai partagé le bureau durant les derniers mois difficiles de la rédaction de thèse (je précise que ce n'était pas le fait d'être co-bureau qui était difficile, mais bien la rédaction)– sache qu'en écrivant ces lignes, je me marre rien qu'en imaginant ta tête sans tes lunettes ... ☺– ; Denis (avec qui je partage le bureau pour mes dernières semaines à l'observatoire) ; et Alan, sans qui ces deux dernières années auraient forcément été bien plus moroses, les pauses moins nombreuses (pour sûr), moins sportives (je ne me serais pas motivé pour aller courir tout seul) et moins musicales (merci pour toutes les propositions de concerts et les nombreuses découvertes musicales rock) ! Je dois bien entendu aussi te remercier, ainsi que Clément, pour les Hellfests partagés (vivement le prochain) !

En parlant de Hellfest, je me dois de rédiger un paragraphe pour remercier toutes les personnes avec lesquelles j'ai partagé une véritable bulle d'air durant trois journées par an depuis maintenant cinq ans (+ un jour il y a six ans) dans cet Enfer, qui ressemble plus à l'Eden du rockeur : Cédric, Naïg, Simon, Lélo, Valentin (Cloquet), Flo (LLCE/Lemielleux), Fifou, Paulo , Fabre, Schoen, Antoine (PNL), Serge (la team zizi-coin-coin en somme), Pierre, Charlotte et Tifenn (sans vous deux, la poussière du festival aurait eu raison de notre gorge sèche <3), Valentin (Julien), Antoine (mon dreadeux), Maxime (Bomm'Hell), Alan, Natacha, Clément. J'espère que je n'ai oublié personne... si c'est le cas, je m'en excuse, et vous payerai une bière en 2019 !

Je me dois évidemment de remercier les copains/copines sans qui toutes ces années à l'Université (qui m'ont bien évidemment mené vers ce doctorat) n'auraient pas été si extraordinaires : en Licence 1 MIPC et en Licence 2 Physique–Chimie : Bastien, Morvan, Laurent (aka White Niger) Lefevre, Lucas, Grégoire (David), Steven, Clémence, Yohann, Etienne et Nicolas ; en Licence 2 Physique–Méca puis en Licence 3 Physique Fonda : Thomas, Antoine (LBS), Jérôme, Olivier et Brice ; en Licence 4 Master 1 et Master 2 : Valentin, Eric, Yvan, Grégoire (David), Antoine Boizard, Armelle, Thomas (Ronnet), Logithan, Etienne (Foucault) et Mathias.

Je tiens aussi à remercier Marion Nachon avec qui j'ai pu effectuer un stage durant l'été de ma Licence 3, sur l'instrument ChemCam. Ce stage m'a permis de découvrir l'ambiance qui régnait au sein d'une équipe de doctorants, me convainquant encore un peu plus qu'un doctorat était ce que j'avais envie de faire, à tous les points de vue.

Bien entendu, toutes ces années n'auraient pas autant compté sans tous les colocataires que j'ai pu avoir sur le chemin et qui m'ont soutenu tout au long de mes études : Paulo, même si je dois te remercier plus que pour une simple année de coloc', c'est quand même avec toi que j'ai habité en premier (et un peu avec Flo aussi ☺) ; Pierre (te voilà remercier une deuxième fois, mais *wait for it*, il y en aura bien encore au moins une ou deux autres ☺) avec qui j'ai passé une deuxième année de coloc' aussi folle que la première avec Paulo ;

Pierre toujours, aka Chevalier Repié, avec qui nous avons monté cette fameuse coloc' des gai/ys chevaliers (j'hésite toujours quand je l'écris ☺) avec Aubry aka Chevalier Bry, Thomas aka Chevalier Thom, Marius aka Chevalier Maiu et Blanche aka la Princesse Blanche. Je crois que c'est durant ces deux années que j'ai rencontré le plus de monde, rendant la liste des gens à remercier encore un peu plus longue : Flo LLCE (comme tu t'appelles toujours dans mon téléphone), le grand Val' (aka la première des Twins Tower), François Duclos aka Paco (mon écuyer qui me remplaça dans la coloc'), Mayon (un merci supplémentaire à toi pour m'avoir fait rencontrer Ta coloc') et Sarah.

Après cette année de coloc' (qui restera à jamais la meilleure des années de coloc') je suis parti en direction de Toulouse, avec un pote de Pierre : Maxime, que je ne connaissais pas. Un trajet Nantes–Toulouse a suffi pour nous convaincre de rechercher une colocation ensemble en arrivant sur Toulouse. Merci à toi Max', pour ces deux années –encore une fois– du tonnerre, et très importantes, puisque c'est à cette période que j'ai réellement commencé à faire de l'Astro. À ce stade, je me dois d'inclure trois personnes à remercier, qui ont squatté de quelques semaines à quelques mois : Brice la première année, puis Mallory, et enfin Basile la deuxième année. Vous avoir à dormir dans le salon (ou dans la salle de bain pour Brice) était parfois embêtant (surtout quand je rentrais tard et que j'avais envie de me faire un petit casse–dalle), mais jamais chiant. C'était même franchement chouette !

Enfin, durant mes trois années de thèse à Meudon, j'ai partagé ma vie de colocataire avec Brice (les quelques semaines de squat à Toulouse n'étaient que les prémices) la première année (+ quelques semaines, qui ont dépassé le mois, à ton retour de Tahiti ... ☺), et avec Olivier les trois années (faisant de toi la personne avec qui j'ai le plus habité après mes parents ... ça fait bizarre dit comme ça !). [J'ajoute un remerciement, même s'il n'était pas sur le bail, à Alexandre, qui a squatté pendant plusieurs semaines ces deux dernières années à l'appart' (en cumulé on doit être bien au-delà du/des mois ;P), pour « raisons professionnelles » soit–disant... mmmhm, c'était une bonne excuse pour venir à Paris surtout ☺]. Ces trois années étaient, là encore, magiques, agrémentées de grosses bouffes et d'un nombre d'apéro au-delà de ce que je peux compter (à l'origine de la création d'un majestueux sapin–verre !). Ça va clairement faire bizarre de se barrer de l'appart' !

En parlant de coloc', je ne peux oublier de remercier Vico. Même si on n'a jamais vécu ensemble (et quelle erreur je pense, peut-être y remédierons-nous un jour ☺), tu as biiiiieeen souvent squatté à la coloc' du 150 et je t'ai bien rendu « l'appareil » en dormant je ne sais combien de fois dans toutes les différentes coloc' où tu as habité. Je me rappelle d'une fois en particulier, où, lancé dans une discussion en s'endormant, tu m'as posé des questions sur l'Astro, qui demandaient une « longue » réponse de ma part ... pendant laquelle tu t'es endormi ... bercé par mes propos, assurément !

Pour ces derniers mois de rédaction je me dois de remercier (à nouveau) Paco : merci mon lapin d'avoir accepté que l'on se pose chez toi à Nantes pour rédiger nos pavés respectifs, ce qui nous donna un élan de motivation pour avancer (ou plutôt une carotte au bout d'un bâton puisqu'à chaque fin de demi–journée il y avait un palet de prévu dans le jardin, puis des parties de jeux de société/console avec Aubry et Thomas). Cela m'a permis de rédiger au calme, loin de la bruyante Paris.

Toutes mes années (particulièrement jusqu'à la fin de la Licence 3) ont été rythmées par la pratique de la musique, qui avait une place centrale et qui m'a permis de me sentir « à l'aise » devant un public (ce qui m'a été très utile durant la thèse). Merci en particulier à Armelle et Olivier, ainsi qu'à Anthony et David, pour le solfège, les cours de xilo/vibra et l'orchestre (jazz et pop/rock/métal/classique). Merci à ceux qui ont fait partie de tous

ces partages musicaux, particulièrement Axel, Alexandra, Thomas, Emmanuel, Laura et Julianne. Les samedis à l'orchestre avec le « chef » et les concerts (même à se les cailler sous les halles de Machecoul un dimanche de décembre) en votre compagnie ont été pour moi des conditions rêvées pour jouer de la musique !

Les années lycées ont été rythmées par les colos MRJC estivales, me permettant de rencontrer un grand nombre de personnes, aux parcours très différents, et avec qui j'ai pu partager beaucoup de (très) bons moments, notamment à discuter de nos études ou à parler du monde, de manière critique mais avec l'esprit ouvert, en poussant toujours plus loin la réflexion. Merci à toute la bande des P'tits Lu : les copains avec qui nous avons partagé les jours comme les nuits en tente : Étienne (Martin), Paul (Réthoré), Grégoire (Giraudeau), Marius, Thomas (Cesbron), Pierre et Victor ; Cléa, Annabelle, Louise, Maëlys, Adeline et Blanche.

Dernier petit retour dans le temps pour remercier les personnes rencontrées au Collège (voire Primaire pour certains) : Edwin (même si nous nous sommes perdus de vue, je ne peux oublier de te remercier, car tu fais partie des gens qui ont toujours cru en moi et en mes capacités à obtenir un doctorat), Antoine Alonzo (et oui, encore ☺), Caroline, Chloé et toute l'équipe de théâtre (Marine, Pauline et Marie en particulier, je pense bien souvent à vous quand je dois commencer une présentation en conférence).

Évidemment, un grand nombre de mes professeurs doit être remercié, en ce qu'ils ont tous, en partie, contribué à la réussite de mes études. Je citerai simplement ma professeure de Physique–Chimie de 5^e, Delphine Lay : je pense que c'est toi qui m'as transmis ton goût de la Physique et probablement qui m'as donné envie de faire de l'Astrophysique.

Je suis bien conscient d'oublier certaines personnes croisées ici et là, qui ont participé à mes réflexions sur mon avenir professionnel, ou qui m'ont simplement permis de me changer les idées. Veuillez m'en excuser, l'exercice des remerciements est vraiment quelque chose de délicat, ma mémoire vacille en repensant à toutes ces personnes qui ont partagé quelques jours/semaines/mois/années de ma vie. Cependant, je tiens à remercier les personnes suivantes, qui ont fait d'un moment passé ensemble un souvenir mémorable. Je pense aux copains de Paulo (Gabo) : en particulier Benji, Paul Rivet, Titou, Vincent ; les copains de Flo (Paquier) et leurs potes : Wandy, Benoit, Tom (mon « boss »), Florian ; les copains de Bry–oche : Julien (Coué) et Olivier (Gilet) (merci à vous deux particulièrement pour la session ski de cet hiver 2018, qui m'a permis d'entamer la rédaction avec un esprit bien frais ☺) ; Cédric (Gaschnard) ; Noémie ; Céline ; Yann ; la famille Tencé pour m'avoir accueilli lors de mes premiers passages à Paris (Sylvie, Marcel, Noémie, Florent, et Titouan qui m'a fait découvrir le premier la vie parisienne) ; Rémi ; Anaëlle ; Lucas et Solène (les étés chez Marine étaient hors du temps) ; et enfin deux de mes grands potes d'enfance : Jordan et Erwan.

Nous approchons gentiment de la fin (enfin), je dois donc commencer à penser aux meilleurs (du moins dois-je leur faire croire ☺) : ma famille.

Merci premièrement à mes parents, bien évidemment, Pascal et Marie–Lise. Merci à vous de m'avoir toujours laissé le choix dans ce que je voulais faire, de m'avoir encouragé à faire ce que j'avais envie de faire et de m'avoir aidé à réaliser les projets que je m'étais choisis. Papa, un merci supplémentaire, car le fait d'avoir acheté un télescope quand j'étais ado a sûrement fortement contribué à mon envie d'en savoir plus sur les astres (je me rappellerai longtemps encore des observations de Saturne et ses anneaux et de Jupiter et ses lunes). Maman, un merci supplémentaire pour l'organisation du pot de thèse, qui était une grande réussite, et pour la relecture finale de ma thèse !

Merci également à ceux que je peux considérer comme mes deuxièmes parents : Claudine et Benoit. Étant fils unique, j'ai toujours considéré Simon, Pierre et Naïg comme mes propres frères et sœur, et la vie à la Marne (et même ces 22 dernières années) aurait été bien moins superbe sans eux. Merci beaucoup pour tout ! Particulièrement à toi, Pierre, tu es mon plus vieux copain, celui avec qui j'ai passé toute mon enfance et avec qui on s'est toujours tout dit. Même la distance durant le collège et le lycée n'a pas réussi à nous séparer. On a partagé tellement de choses ensemble, toutes les décrire prendrait bien plus de pages que n'en contient la thèse qui suite (et puis, il faut dire qu'on en a déjà fait une bonne tartine pour ton mariage ☺). Merci à toi pour ces 22 dernières années et merci d'avance pour celles qui viennent !!!

Ces 26 années de ma vie ont été portées par les encouragements d'une famille extraordinaire, qui a toujours cru en moi, qui m'a toujours poussé à aller de l'avant et à ne pas douter, de faire ce qui me plaisait, et de le faire bien : mes oncles et tantes (Patrick, Marif, Gérard, Christine, Nanou, Loulou, Philippe⁴, Roseline, Tatisabelle, Franz, Alain et Brigitte), mes grands-parents (Raymond, Michelle, Lolo et Marthe) et mes cousins/cousines avec qui j'ai partagé toutes les vacances et plus encore : Céline, Pauline, François, Pierre, Claire, Étienne, Yves, Lucie, Cécile-Fribouche, Flo, Agnès-Bigoude, Paul, Marion, Nathan, Justin et Amélie. Je me dois d'inclure, pour ces dernières années, leurs amoureuses-x (Anthony et Anthony, Lydie, Amélie, Maud, Maria, Olivier, Jérôme, Fanny, Alice) et les enfants de quelques-uns d'entre eux/elles (Mona, Bastien, Simon, Florian et Augustin). Je n'oublie pas, bien sûr, ma grand-tante Mimi, mon grand-oncle Fuad et ma « grande »-cousine Ninou, ainsi que Jean-Fred et Pakal.

Pour terminer, je tiens à remercier celle sans qui ces cinq dernières années n'auraient pas été aussi belles : Noémie, merci d'avoir partagé avec moi ces moments, faciles comme difficiles (ton concours à l'ENM et ma rédaction en particulier). Un énorme merci d'avoir eu le courage, et la patience, de relire ma thèse et de la corriger. Ta précieuse aide aura rendu ce manuscrit (bien plus) lisible. Et bien évidemment, merci pour toutes les soirées, tous les week-ends, toutes les semaines de vacances, toutes les journées, en un mot : tout ce temps passé ensemble. Merci pour toutes ces bulles d'air et de bonheur.

4. Une petite dédicace spéciale s'impose pour toi Phil', étant donné que, durant ma thèse, tu m'as accueilli à deux reprises dans ton école pour parler de Sciences. J'y ai, à chaque fois, vécu de superbes moments auprès des élèves !

Sommaire

Résumé	iii
Abstract	v
Remerciements	vii
Sommaire	xvii
Liste des Figures	xxi
Liste des Tableaux	xxiii
Liste des Acronymes	xxv
Avant-propos	1
I Introduction	5
1 La magnétosphère de Jupiter	7
1.1 Structure de la magnétosphère	7
1.2 Courants magnétosphériques	8
1.3 La dynamique de la magnétosphère et ses traceurs	11
1.4 Problématique et plan	12
2 Les émissions radio aurorales joviennes	15
2.1 Propriétés générales	15
2.2 L'Instabilité Maser Cyclotron	18

2.2.1	Mouvement des électrons	19
2.2.2	Mécanisme d'émission	20
2.2.3	Détermination de l'indice de réfraction N	22
2.2.4	Distributions électroniques et détermination de l'angle d'émission θ	23
II Méthodologie		25
3 Les observatoires radio sol et spatiaux		27
3.1	Mesurer le flux et la polarisation des émissions radio	27
3.2	Observatoires principaux	29
3.2.1	Voyager	29
3.2.2	Cassini	30
3.2.3	Juno	30
3.3	Traitements des données	31
3.4	Observatoires utilisés en soutien	31
3.4.1	Le Réseau Décamétrique de Nançay	31
3.4.2	Wind	32
4 ExPRES/SERPE : un code de simulation des émissions radio planétaires		33
4.1	Principe et fonctionnement	33
4.1.1	Principe général	33
4.1.2	Paramètres d'entrée requis	34
4.1.3	Topologie des sources	36
4.2	Étude paramétrique des émissions DAM induites par l'interaction Io–Jupiter	36
4.3	Paramètres standards pour modéliser des émissions Io–DAM	40
III Recherche des émissions radio induites par les lunes de Jupiter : observations à distance		43
5 Base de données de simulations des émissions induites par les lunes galiléennes		45
5.1	Paramètres de simulation	45
5.2	Limite haute fréquence théorique des émissions	46
5.3	Spectres dynamiques simulés	48
6 Caractérisation des émissions radio induites par Europe et Ganymède		51
6.1	Critères de détection des émissions induites par les satellites	52
6.2	Détection des émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM	53
6.2.1	Europe	53

6.2.2	Ganymède	55
6.3	Propriétés des émissions détectées sur ~ 4 ans	57
6.3.1	Variabilité temporelle	58
6.3.2	Distribution des émissions en longitude, phase et CML	61
6.3.3	Comparaison aux émissions Io–DAM et Ganymède–DAM détectées avec le NDA	62
6.4	Conclusion	64
7	Étude multi–points des émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM	67
7.1	Comparaison entre Voyager 1 et 2	67
7.2	Comparaison avec les données du NDA	69
7.2.1	Comparaison entre les sondes Voyager et le NDA	69
7.2.2	Comparaison entre Cassini et le NDA	70
7.3	Comparaison entre les sondes Cassini et Wind	72
7.4	Conclusion	72
8	Étude des arcs multiples induits par Europe et Ganymède	75
8.1	Émissions Io–DAM multiples observées par Juno	75
8.2	Émissions Ganymède–DAM multiples observées avec Voyager	78
8.3	Émissions Europe–DAM multiples	80
8.4	Conclusion	80
IV	Études des émissions radio joviennes observées avec Juno/Waves	81
9	Jupiter observé avec Juno/Waves	83
9.1	Juno/Waves <i>survey</i>	83
9.2	Juno/Waves <i>burst</i>	85
10	Émissions Io–DAM observées avec Juno	89
10.1	Comparaison de simulations SERPE aux observations Juno/Waves sur plu- sieurs révolutions d’Io	89
10.2	Comparaison de simulations SERPE aux observations Juno/Waves, NDA et Wind/Waves sur une révolution d’Io	91
10.3	Comparaison de simulations SERPE aux observations Juno/Waves au périjoive	93
10.4	Conclusion	95
11	Émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM observées avec Juno	97
11.1	Europe	97
11.2	Ganymède	98
11.3	Conclusion	99

12 Identification et localisation des sources radio joviennes	101
12.1 Distribution spatiale des sources : études passées	101
12.2 Identification des sources radio	102
12.3 Distribution spatiale moyenne des sources et comparaison aux frontières magnétiques	103
12.4 Comparaison d'une source radio DAM à des observations UV	105
12.5 Conclusion	105
V Conclusion & Perspectives	109
Annexes	117
A Altar–Appleton–Hartree et indice de réfraction	117
A.1 Expression d'Altar–Appleton–Hartree	117
A.2 La pulsation cyclotron de résonance et l'indice de réfraction pour la distri- bution de type coquille	120
A.3 La pulsation cyclotron de résonance et l'indice de réfraction pour la distri- bution de type cône de perte	120
B La réfraction dans SERPE	123
C Mise à disposition des simulations	129
C.1 Format des données	129
C.2 Distribution des données	131
C.3 Accessibilité du code	131
C.4 Projections polaires de la trajectoire de Juno	132
D Catalogue des émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM	133
E Catalogue des émissions Io–DAM	137
F Catalogue des émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM vues par Juno	145
G Catalogue des sources radio jovienne traversées	147
H Publications et communications	149
H.1 Publications à referee	149
H.1.1 Premier auteur	149
H.1.2 Co-auteur	149
H.2 Conférences	150

H.3 Team meetings	150
I Louis et al., JGR, 122–9, 9228-9247, 2017	151
J Louis et al., PRE VIII, 59–72, 2017	163
K Louis et al., GRL, 44–18,9225-9232, 2017	171
Bibliographie	177

Liste des Figures

1.1	Schéma de la magnétosphère de Jupiter	8
1.2	Schéma des différents équateurs joviens	9
1.3	Système de courant associé à la couche de plasma	10
1.4	Système de courant associé à Io	10
1.5	Émissions aurorales UV sur Jupiter	12
2.1	Spectre comparatif des émissions radio aurorales des planètes magnétisées du Système Solaire	16
2.2	Spectre dynamique des différentes émissions radio aurorales joviennes	16
2.3	Diagramme phase–CML des émissions Io–DAM	17
2.4	Schéma de la nomenclature des émissions induites par Io	18
2.5	Schéma de principe explicitant la forme d’arc des émissions	19
2.6	Diagramme des solutions d’Altrar–Appleton–Hartree	22
2.7	Distributions électroniques	23
3.1	Observatoires radio et spectre dynamique associé	28
4.1	SERPE : schéma de principe	35
4.2	Étude paramétrique sur une émission Io–C et Io–D	38
5.1	f_{ce} maximales atteignables pour les simulations des émissions radio induites par les lunes galiléennes	46
5.2	Amplitude du champ magnétique de surface jovien pour plusieurs modèles de champ	47
5.3	Simulations SERPE de référence pour les émissions radio induites par les lunes galiléennes	49
6.1	Simulation et observation d’émissions induites par Io et par Europe	53
6.2	Exemple d’arcs Europe–DAM A, B, C et D	54
6.3	Simulation et observation d’émissions induites par Io et par Ganymède	55
6.4	Exemples d’arcs Ganymède–DAM A, B, C et D	56
6.5	Définition du CML, de Φ_{Io} et de λ_{Io}	58

6.6	Histogramme de détection des émissions Io, Europe et Ganymède–DAM . . .	59
6.7	Histogramme de l’occurrence des émissions Io, Europe et Ganymède–DAM observées par Cassini, en fonction de la longitude de la lune correspondante	61
6.8	Diagrammes « phase de la lune vs. CML » des émissions Io–DAM, Europe–DAM et Ganymède–DAM vues par Cassini	62
6.9	Histogramme de l’occurrence des émissions Io et Ganymède–DAM observées par le NDA, en fonction de la longitude de la lune correspondante	63
6.10	Diagrammes « phase de la lune vs. CML » des émissions Io–DAM et Ganymède–DAM observées par le NDA	64
7.1	Observation multi–points (sondes Voyager 1 et 2) d’émissions induites par Io et Europe	68
7.2	Observation multi–points (sondes Voyager 1 et 2) d’émissions induites par Io et Europe (zoom Figure 7.1)	70
7.3	Observations et simulations multi–points (Cassini et NDA) d’une émission Europe–DAM	71
8.1	Schéma de la propagation de l’onde d’Alfvén dans le tore d’Io	76
8.2	Exemple d’arcs multiples Io–DAM	77
8.3	Exemple d’arcs multiples Ganymède–B	79
9.1	Exemple de données Juno/Waves en mode <i>survey</i>	84
9.2	Abaque de passage entre l’apex dipolaire et l’apex réel	85
9.3	Exemple de données Juno/Waves en mode <i>survey</i> et <i>burst</i> lors d’un passage proche d’une source	86
9.4	Exemple de bande passante d’un canal du récepteur HFR– <i>High</i>	87
10.1	Observation de Juno/Waves durant 11 jours comparée à des simulations d’émissions Io–DAM	90
10.2	Observation de Juno/Waves et observations combinées du NDA et de Wind durant 36 heures, comparées à des simulations d’émissions Io–DAM de l’hémisphère sud	92
10.3	Observations de Juno/Waves et du NDA au moment du périjove #1, comparées à des simulations d’émissions Io–DAM	94
11.1	Observation par Juno/Waves d’émissions Io–DAM et Europe–DAM	98
11.2	Observation par Juno/Waves d’émissions Io–DAM et Ganymède–DAM	99
12.1	Projections polaires de l’empreinte magnétique de Juno sur un intervalle de ± 5 h autour du périjove #3, pour les modèles de champ magnétique VIP4, VIPAL, ISaAC et JRM09	102
12.2	Répartition en fréquence des sources radio identifiées	103
12.3	Distribution spatiale des sources radio	104

12.4	Comparaison entre la projection des empreintes magnétiques d'une source DAM et la projection de données UV lors du périjove #1	106
B.1	Trajet d'une onde selon son angle d'émission	124
B.2	Angle d'émission en fonction de l'angle azimutal avec/sans les effets de réfraction	126
B.3	Cône d'émission vu de face avec/sans les effets de réfraction	127
C.1	Exemple de tracés des paramètres de sorties des fichiers de simulation au format CDF	130

Liste des Tableaux

1.1	Principales caractéristiques orbitales liées à Jupiter	9
3.1	Gamme de fréquences, temps de balayage de la gamme de fréquences, gamme de latitudes invariante et magnétique et gamme de temps locaux de chaque instrument radio	29
4.1	Décalage temporel en heures entre le contour des émissions et les simulations	39
6.1	Caractéristiques des émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM	57

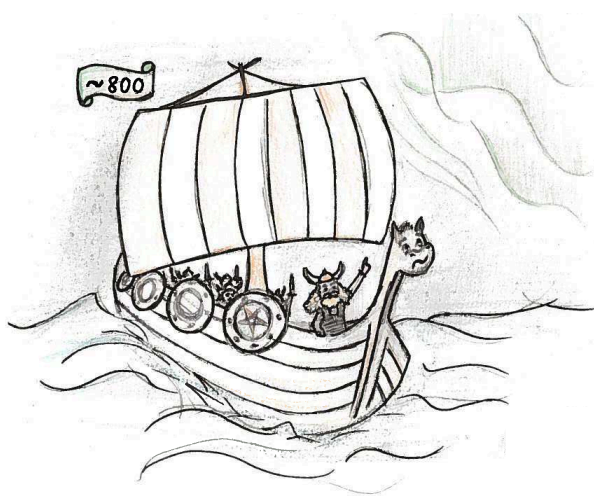
Liste des Acronymes

bKOM	<i>broadband</i> Kilométrique
CML	<i>Central Meridian Longitude</i>
CNES	Centre National d'Études Spatiales
DAM	Décamétrique
ESA	<i>European Space Agency</i>
ExPRES	<i>Exoplanetary and Planetary Radio Emission Simulator</i>
HFR	<i>High Frequency Receiver</i>
HOM	Hectométrique
HST	<i>Hubble Space Telescope</i>
IMC	Instabilité Maser Cyclotron
IR	InfraRouge
ISaAC	<i>In-Situ and Auroral Constrains</i>
JADE	<i>Jovian Auroral Distributions Experiment</i>
JIRAM	<i>Jupiter Infrared Aural Mapper</i>
JRM09	<i>Juno Reference Model through perijove 09</i>
KOM	Kilométrique
LESIA	Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique
LFR	<i>Low Frequency Receiver</i>
LH	<i>Left Handed</i>
MAG	<i>Magnetometer</i>
MAW	<i>Main Alfvén Wing</i>
NDA	<i>Nançay Decameter Array</i>
NASA	<i>National Aeronautics and Space Administration</i>
PRA	<i>Planetary Radio Astronomy</i>
RH	<i>Right Handed</i>
RPWS	<i>Radio and Plasma Wave Science</i>
R _T	Rayon terrestre = 6378 km
R _J	Rayon jovien = 71492 km
RAD	<i>Radio and Plasma Wave Experiment</i>
RAW	<i>Reflected Alfvén Wing</i>
RX	<i>Right-handed eXtraordinary</i>
SERPE	Simulateur d'Émission Radio Planétaire et Exoplanétaire
STIS	<i>Space Telescope Imaging Spectrograph</i>
TEB	<i>Transhemispheric Electron Beam</i>
UA	Unité Astronomique = 150×10^6 km

UTC	<i>Coordinated Universal Time</i>
UV	UltraViolet
UVS	<i>UltraViolet Spectrograph</i>
VE	<i>Vertex Early</i>
VL	<i>Vertex Late</i>
VIP4	<i>Voyager, Io footprint, and Pioneer observations, spherical harmonic of order 4</i>
VIPAL	VIP4 + Anomalie magnétique + position Longitudinale lignes de champ magnétique d'Io
RPWS	<i>Radio and Plasma Wave Science</i>
TL	Temps Local

Avant-propos

Les émissions aurorales terrestres sont connues et observées depuis des siècles. En l'An 77, Pline l'Ancien écrit ainsi dans son œuvre l'*Histoire Naturelle* : « On a vu pendant la nuit [...] une lumière se répandre dans le ciel, de sorte qu'une espèce de jour remplaçait les ténèbres ».



Les aurores ont toujours impressionné par leur apparition soudaine et non-prévisible, leurs couleurs vives, leur taille gigantesque et leur mouvement rapide. Ainsi, elles ont, à tort, été interprétées comme des signes divins.

Les Vikings pensaient que, par le biais des aurores boréales (apparaissant au pôle nord), les Dieux du Valhalla s'adressaient à eux.

Ces croyances ont eu la peau dure et ont perduré durant des siècles. Les légendes disent que plusieurs offensives guerrières furent déclenchées après l'apparition de phénomènes auroraux d'une couleur rouge profonde et intense, cou-

leur du sang, interprétée comme un signe de(s) dieu(x), prêt à faire couler le sang de l'ennemi.

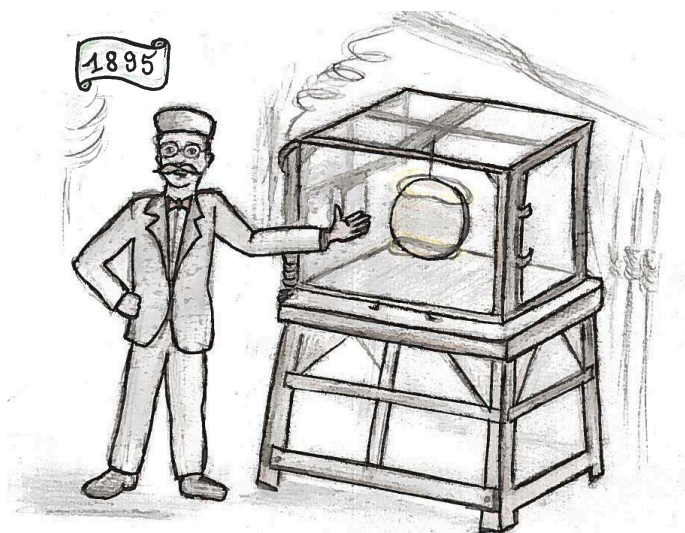
Ces émissions, vues principalement au-dessus des pôles nord (aurores boréales) et sud (aurores australes) ont pu parfois s'étendre, sous certaines conditions, bien au-delà du cercle polaire. Dans les années 1850 par exemple, des aurores ont pu être observées jusqu'aux tropiques. D'aucuns disent qu'ils pouvaient à ce moment lire leur journal dehors, en pleine nuit, tellement les aurores étaient intenses.

En 1895, un certain M. Birkeland s'intéresse à la physique des aurores et élabore une expérience pour les reproduire dans son laboratoire : la Terrella.

En effet, l'électricité vient d'être découverte, élément clé qui manquait jusqu'ici pour réus-



sir à créer des aurores ! Cette expérience comprend ainsi une boule de métal avec un aimant en son centre, relié au pôle positif d'un générateur, et une buse, reliée au pôle négatif. La boule joue le rôle de la Terre, tandis que la buse représente en quelque sorte le rôle du Soleil. Ces deux éléments (boule et buse) sont enfermés dans une cuve où règne un vide partiel (de l'ordre du Pascal). En activant le générateur, du fait du vide partiel dans la cuve, les électrons parviennent ainsi à se déplacer de la buse vers la boule, malgré la non-connexion directe de ces deux éléments. Les électrons, déviés par le champ magnétique de l'aimant, viennent s'aligner le long des lignes de celui-ci. En plus forte quantité que dans le reste de la cuve, ces électrons ont ainsi plus de chance de venir percuter les quelques molécules de gaz encore présentes.



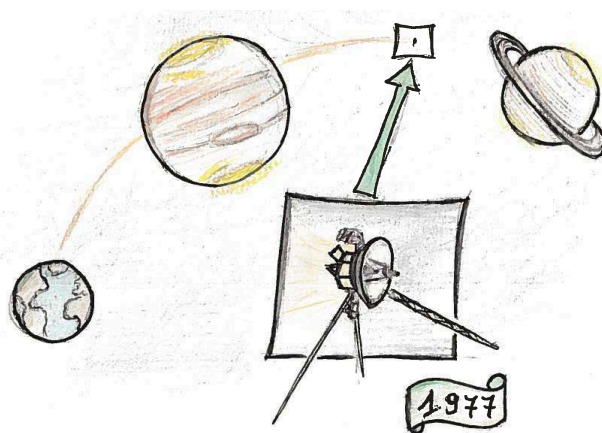
La rencontre entre un électron et une molécule de gaz (essentiellement de l'azote ici) excite cette dernière, lui fournissant un trop plein d'énergie. La molécule est donc instable. Pour revenir à un état de repos, elle réémet donc cet excédent d'énergie, sous forme de photons : voici des aurores ! M. Birkeland en conclut tout naturellement que les aurores sont créées par les électrons, déviés par le champ magnétique terrestre, qui se précipitent dans l'atmosphère.

Près d'un demi-siècle plus tard, l'exploration spatiale prend son envol. Les instruments en-

voyés dans l'espace permettent de réaliser des images d'aurores observées au-dessus des pôles. Ces observations ressemblent en tout point aux images des aurores produites par M. Birkeland sur sa Terrella. La théorie de production des émissions aurorales qu'il avait mise au point était donc juste.

Les mesures depuis l'espace ont conduit à observer les émissions aurorales dans d'autres domaines de longueurs d'ondes, comme celui de la radio. La théorie a été affinée des années durant, jusqu'à comprendre en détails ces phénomènes.

Par la suite on découvre que ces émissions ne sont pas spécifiques à la Terre. En effet, si une planète possède un champ magnétique et une atmosphère, il est théoriquement possible de voir des aurores s'y produire. Par exemple l'existence d'aurores dans différents domaines de longueur d'onde (UV et radio) est observée sur Jupiter et Saturne.



En 1977 sont lancées les sondes Voyager 1 et Voyager 2. Leur objectif : l'étude des planètes géantes de notre Système Solaire. Ces sondes permettent ainsi d'avoir de nou-

velles observations, à faible distance, des émissions aurorales de Jupiter et Saturne, entre autres. Par la suite, d'autres missions, dédiées à l'étude d'une planète en particulier, sont programmées : en 1998 la sonde Cassini dédiée à l'étude de Saturne (dont la trajectoire permet également l'observation « brève » de Jupiter) et en 2014 la sonde Juno dédiée à l'étude de Jupiter.



C'est dans ce cadre que commence la thèse que vous vous apprêtez à lire. Celle-ci porte sur l'étude des émissions aurorales joviennes dans les longueurs d'onde radio...

Première partie

Introduction

*[...] s'est pris un billet, pour un endroit éloigné
On y'avait dit qu'c'était beau, les aurores boréales*

LES COWBOYS FRINGANTS – P. G.

Chapitre 1

La magnétosphère de Jupiter

Sommaire

1.1	Structure de la magnétosphère	7
1.2	Courants magnétosphériques	8
1.3	La dynamique de la magnétosphère et ses traceurs	11
1.4	Problématique et plan	12

La magnétosphère est créée par l'interaction entre le vent solaire et un obstacle possédant un champ magnétique, une atmosphère ou une haute conductivité interne. Dans le cas de la Terre ou de Jupiter, qui possèdent un champ magnétique, la pression magnétique creuse une cavité dans le vent solaire, autour de la planète. Dans cette cavité, les mouvements du plasma sont dominés par le champ magnétique planétaire. C'est cette région que l'on appelle une **magnétosphère**.

1.1 Structure de la magnétosphère

Un schéma de la magnétosphère de Jupiter est présenté Figure 1.1. La magnétosphère est délimitée par la magnétopause (en violet) où la pression dynamique du vent solaire et la pression du champ magnétique du champ interne sont à l'équilibre.

La vitesse supersonique du vent solaire ($\sim 400 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$) crée une onde de choc stationnaire en avant de la magnétopause. La région entre la magnétopause et l'onde de choc stationnaire est appelée magnétogaine (en vert). Dans cette région, le vent solaire est ralenti, chauffé et dévié autour de l'obstacle, et les lignes de champ magnétique du vent solaire se drapent autour de la planète et s'y reconnectent à certaines occasions.

Le côté jour de la magnétosphère est comprimé par le vent solaire et se situe à environ $\sim 60 R_J$ (avec $R_J = 71492 \text{ km}$), contrairement au côté nuit qui forme une queue étendue pouvant s'étendre sur plusieurs unités astronomiques (UA), englobant même parfois jusqu'à l'orbite de Saturne 5 UA plus loin (Desch, 1983). La magnétosphère de Jupiter, si elle était visible de la Terre, aurait ainsi une taille apparente plus grande que la Lune.

La source principale de plasma magnétosphérique est Io, qui éjecte environ $1000 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ de SO_2 par le biais d'un volcanisme très actif. Cette matière est ensuite ionisée. Jupiter étant un rotateur rapide (période de 9 h 55 min) et Io orbitant autour de Jupiter en 42,5 jours, la matière ionisée est entraînée par la corotation et vient former un tore au voisinage de son orbite. L'inclinaison du champ magnétique par rapport à l'axe de Jupiter

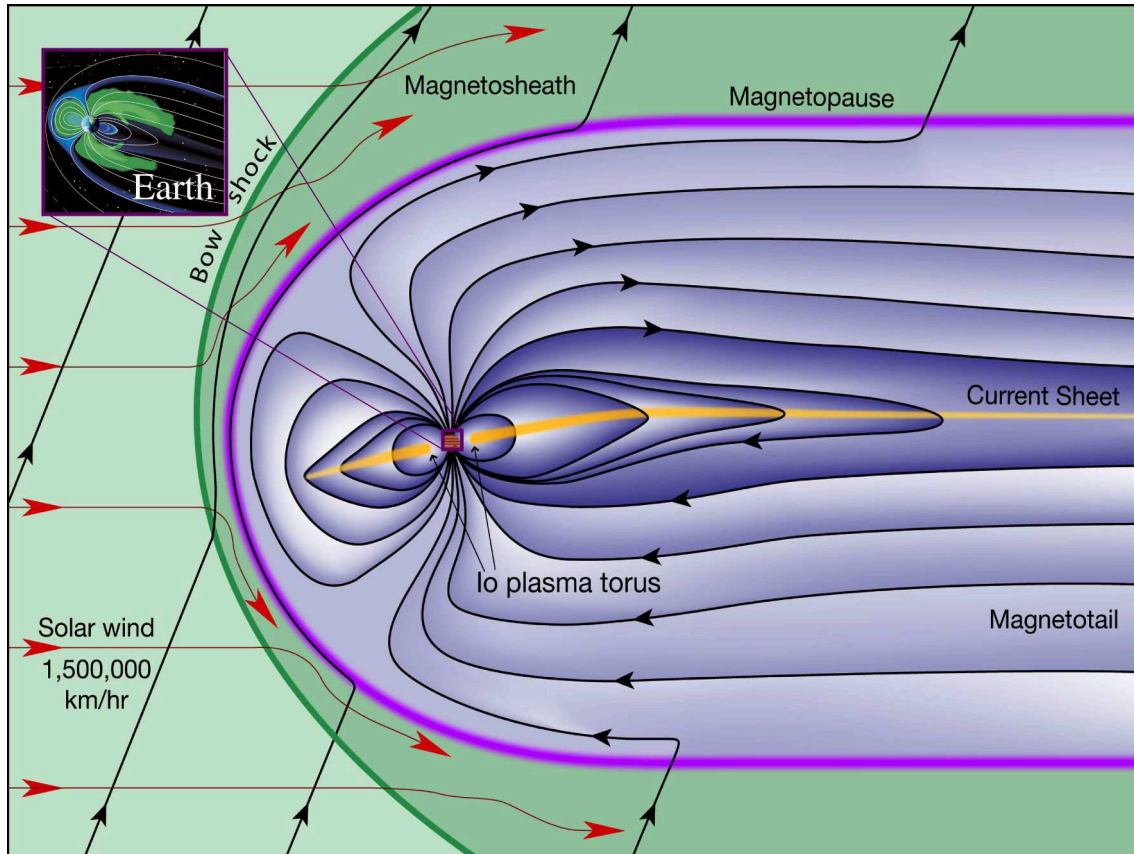


Figure 1.1 – Schéma de la magnétosphère de Jupiter. La taille de la magnétosphère de la Terre (donnée en haut à gauche pour comparaison) est approximativement celle de la planète Jupiter. Sur ce schéma sont indiquées les différentes frontières de la magnétosphère. Celle-ci est délimitée par la magnétopause (en violet) où la pression dynamique du vent solaire et la pression du champ magnétique sont à l'équilibre. Une onde de choc (trait vert) est créée en amont de la magnétopause par la vitesse supersonique du vent solaire. La zone entre la magnétopause et le choc stationnaire est nommée magnétogaine. La couche de plasma/courant (en jaune) est confinée au centre de la magnétoqueue, et vient déformer les lignes de champ magnétique (en noir). Source : lasp.colorado.edu

($9,6^\circ$) force le tore de plasma d'Io à être confiné le long de l'équateur centrifuge, qui se situe à $3,2^\circ$ de l'équateur magnétique (voir Figure 1.2).

Par le biais de la rotation rapide de Jupiter, ce plasma est étiré par force centrifuge, et forme une couche de plasma (en jaune sur la Figure 1.1), qui s'étend au centre de la magnétoqueue et déforme les lignes de champ magnétique.

Les autres sources de plasma de Jupiter, beaucoup moins importantes qu'Io, sont le vent solaire ($\sim 20 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$) et l'ionosphère planétaire ($\sim 20 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$).

Le Tableau 1.1 fournit les principales caractéristiques orbitales liées à Jupiter.

1.2 Courants magnétosphériques

Les deux principaux phénomènes qui génèrent des courants électriques et ainsi mènent à des accélérations d'électrons, sont les suivants :

- le premier est représenté Figure 1.3. Le transport vers l'extérieur du plasma d'Io par force centrifuge génère un courant électrique radial \vec{E} le long de la couche de plasma (ou couche de courant) située au centre de la queue magnétosphérique. La force de Lorentz, associée à ce courant radial, accélère le plasma équatorial à la

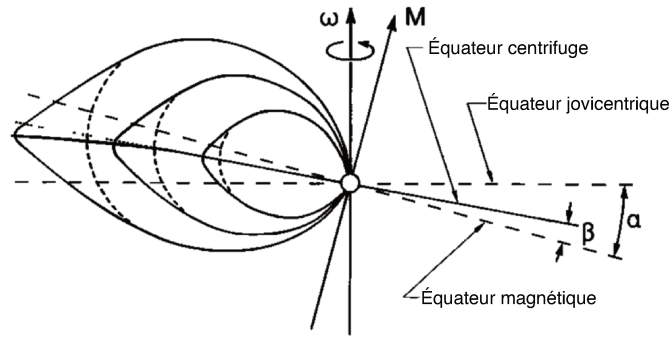


Figure 1.2 – Schéma de la position des différents équateurs joviens. L'axe du champ magnétique jovien (M) est incliné de $\alpha = 9,6^\circ$ par rapport à l'axe de rotation de Jupiter (ω). Le plasma en corotation avec Jupiter s'aligne le long de l'équateur centrifuge, situé à $\beta = 3,2^\circ$ de l'équateur magnétique. Figure adaptée de Hill et al. (1974).

T_{Jupiter}	9h55
R_{Jupiter}	71492 km
$i_{\text{Champ magnétique}}$	$9,6^\circ$
e	0,06474
T_{Io}	1,769 j
T_{Europe}	3,551 j
$T_{\text{Ganymède}}$	7,155 j
T_{Callisto}	16,69 j

Tableau 1.1 – Principales caractéristiques orbitales liées à Jupiter, telles que sa période de rotation T_{Jupiter} , son rayon R_{Jupiter} , l'inclinaison de son champ magnétique par rapport à l'axe de rotation $i_{\text{Champ magnétique}}$, son aplatissement e (c'est-à-dire l'ellipticité de la sphère planétaire) et la période de révolution des lunes galiléennes (T_{Io} , T_{Europe} , $T_{\text{Ganymède}}$ et T_{Callisto}).

vitesse de corotation, donnant naissance à un courant \vec{J} aligné le long des lignes de champ magnétique. Ce courant radial se referme ensuite dans l'ionosphère jovienne. À haute latitudes, la densité du plasma décroît. Afin d'assurer la continuité et de maintenir le courant \vec{J} , les électrons sont accélérés (à l'ordre du keV) ;

- le deuxième système de courant est représenté Figure 1.4. Le déplacement d'Io dans le champ magnétique jovien va créer un courant radial \vec{E} . Un courant \vec{V} va ainsi se former donnant naissance à un courant \vec{J} aligné le long des lignes de champ magnétique connectées à Io (ou tube de flux). Ce courant est porté par les ondes d'Alfvén et se referme le long des ailes d'Alfvén.

Une troisième interaction, dont l'existence est débattue à Jupiter, est la convection forcée par le vent solaire. À la Terre, celle-ci entraîne des courants de haute latitude à la limite entre les lignes de champ ouvertes et fermées, qui se ferment dans l'ionosphère polaire.

Les courants créés par ces interactions sont de deux types : les courants stationnaires et les courants transitoires. Dans ces courants, les électrons se meuvent de manière adiabatique (en première approximation), ainsi leur vitesse parallèle v_{\parallel} (respectivement perpendiculaire v_{\perp}) décroît (resp. augmente) avec l'intensité B du champ magnétique. Si v_{\parallel} atteint zéro avant que les électrons n'aient atteint l'atmosphère, ils atteignent leur point-miroir et sont alors réfléchis.

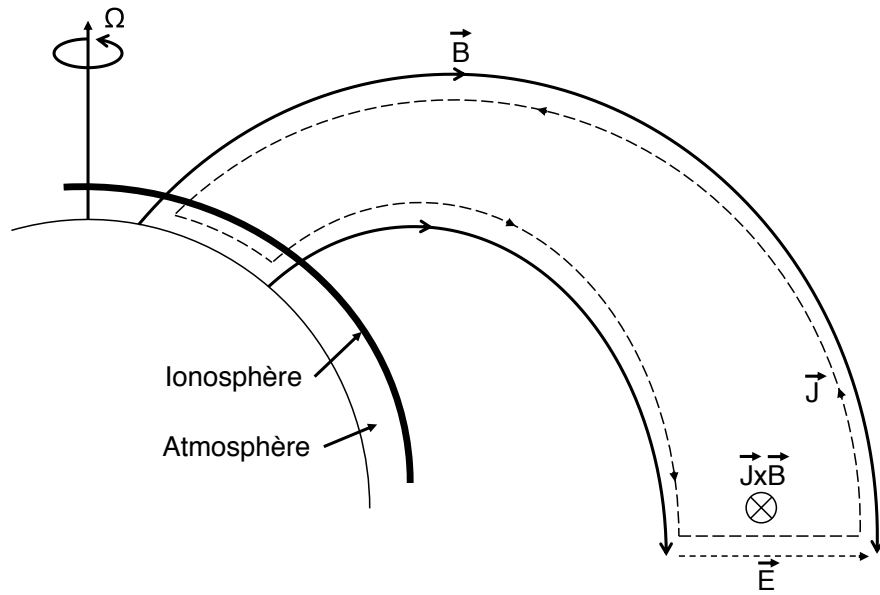


Figure 1.3 – Schéma de principe du courant \vec{J} circulant entre la couche de plasma magnétosphérique et l'ionosphère jovienne. Celui-ci est créé par l'accélération de la couche de plasma à la vitesse de corotation $\vec{J} \times \vec{B}$ associée au courant radial \vec{E} se propageant dans la couche de plasma.

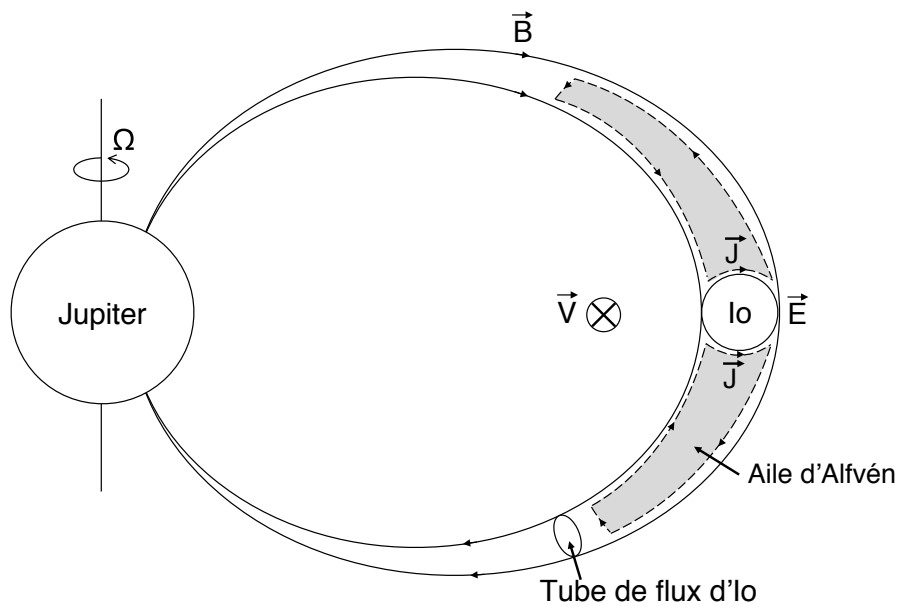


Figure 1.4 – Schéma de principe du courant \vec{J} circulant dans les ailes d'Alfvén (en gris) le long du tube de flux associé à Io. Ce courant est créé par le déplacement d'Io à travers les lignes de champ magnétique jovienne à la vitesse \vec{V} , associé au courant radial \vec{E} .

Courants stationnaires

Pour des systèmes de courants stationnaires, l'effet de miroir magnétique des électrons à haute latitude va agir comme un effet résistif et générer un gradient de potentiel électrique le long des lignes de champ magnétique. Ce gradient est généralement localisé et prend la forme de doubles couches (c'est-à-dire de sauts de potentiel discrets), entre l'ionosphère et quelques rayons au-dessus. Entre ces doubles couches, la densité électronique est plus faible que le long des lignes de champ magnétique situées autour (qui ne portent pas de courant) formant ainsi des cavités aurorales. Dans de telles cavités, le plasma froid (c'est-à-dire faiblement énergétique, $< 0,1$ keV) est absent et les électrons sont accélérés vers le bas par les sauts de potentiels. À Jupiter, la très faible densité électronique à haute latitude ne nécessite pas la présence de telle cavité. Les électrons sont cependant accélérés afin de maintenir la continuité du courant (voir Figure 1.3).

Courants transitoires

La perturbation se propage dans les ailes d'Alfvén le long des lignes de champ magnétique (voir Figure 1.4) à la vitesse d'Alfvén, définie comme :

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho}}. \quad (1.1)$$

Dans cette équation, μ_0 désigne la perméabilité du vide et ρ la densité du plasma local. Un système de courant transitoire est généré pendant un temps correspondant à, au moins, le temps de trajet à la vitesse d'Alfvén entre le site d'interaction (e.g. à l'équateur pour le cas d'une interaction satellite-planète) et l'ionosphère de la planète. Du fait de la grande taille du système de courant (généralement plusieurs rayons planétaires), la phase transitoire peut être d'une grande durée, parfois plus longue que le temps d'interaction lui-même (Neubauer, 1980; Gurnett & Goertz, 1981; Saur, 2004). Dans ce cas, l'accélération électronique est due au champ électrique parallèle associé à l'onde d'Alfvén cinétique au dessus de l'ionosphère de la planète. Ce champ électrique est modulé par la fréquence de l'onde d'Alfvén et ne forme pas de sauts de potentiel, et donc pas de cavité aurorale (Hess et al., 2010a). Dans ce cas, la densité électronique dans le système de courant est la même qu'à l'extérieur de celui-ci, en intégrant la composante froide du plasma.

Tous ces courants dissipent de l'énergie dans la magnétosphère et dans l'ionosphère. Quand un courant fort est forcé à travers un plasma raréfié (comme celui qu'on trouve à haute latitude), cela mène à l'accélération d'électrons. Une fraction du plasma magnétosphérique est ainsi accéléré à des énergies de l'ordre du keV à la centaine de keV (Gérard et al., 2014)

1.3 La dynamique de la magnétosphère et ses traceurs

La magnétosphère est le lieu de nombreuses interactions, telles que la reconnexion entre la magnétosphère et le vent solaire, entre les satellites et la planète ou bien encore par le mouvement du plasma magnétosphérique.

Les émissions aurorales sont un diagnostic de la dynamique et de l'activité magnétosphérique. Dans le domaine du visible, de l'UV (UltraViolet) et de l'IR (InfraRouge), elles sont produites par la désexcitation des atomes/molécules de l'atmosphère. Ces derniers

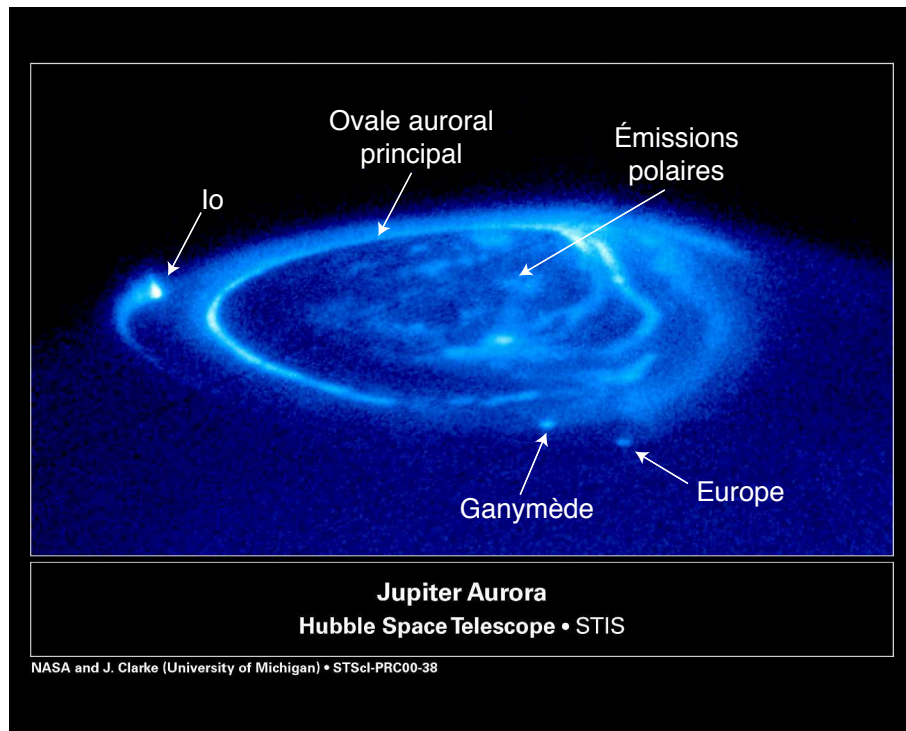


Figure 1.5 – Émissions aurorales UV joviennes acquises par HST/STIS. Sur cette image sont visibles les trois grandes catégories d’émissions UV : l’ovale auroral principal, les émissions polaires et les empreintes associées aux lunes Io, Europe et Ganymède.

sont excités par collisions avec des électrons énergétiques accélérés le long des lignes de champ magnétique par les processus décrits ci-dessus.

La Figure 1.5 montre une image acquise par HST¹/STIS² des 3 catégories d’émissions UV aurorales :

- l’ovale auroral, créé par le système de courant explicité Figure 1.3 associé à la rupture de la corotation (typiquement entre 20 et 50 R_J) ;
- des émissions au pied des lignes de champ magnétique connectées aux satellites Io, Europe et Ganymède (et Callisto, non-visible ici), créées par l’interaction Jupiter-satellite explicitée Figure 1.4 ;
- des émissions polaires dont l’origine est encore débattue (reconnexion avec le vent solaire ?).

1.4 Problématique et plan

Les émissions radio de Jupiter sont le centre de cette thèse et seront décrites plus en détails dans le Chapitre 2. Elles sont observées depuis la moitié du 20^{ième} siècle par des télescopes au sol et des satellites, permettant leur étude depuis plusieurs points de vue, sur différentes gammes de fréquences et sur des intervalles de temps variés. Un code de modélisation des émissions radio nommé SERPE (Simulation d’Emissions Radio Planétaires et Exoplanétaires, Hess et al., 2018, en préparation) a été développé au LESIA depuis 2006 et permet de reproduire les émissions radio planétaires (voir Chapitre 4 pour plus de détails). L’objectif de cette thèse est d’utiliser le code SERPE et les nombreuses

1. HST : *Hubble Space Telescope*.

2. STIS : *Space Telescope Imaging Spectrograph*.

observations à disposition pour tenter de répondre aux questions suivantes :

- Quelles sont les conséquences de l'utilisation de différents modèles de champ magnétique et d'électrons de différentes énergies sur la forme des simulations SERPE d'émissions induites par Io ?
- Des émissions radio induites par les lunes galiléennes autres que Io (Europe, Ganymède et Callisto) existent-elles ?
- La localisation précise des sources radio peut-elle être déterminée à l'aide des données de la sonde Juno ?

Pour répondre à ces questions, cette thèse s'articule en quatre parties :

Introduction Cette partie regroupe le **Chapitre 1** sur la magnétosphère de Jupiter et le **Chapitre 2** sur les émissions radio aurorales.

Méthodologie Cette partie regroupe le **Chapitre 3** décrivant les observatoires radio dont les données sont utilisées par la suite et le **Chapitre 4** présentant le code SERPE et l'étude paramétrique appliquée à des émissions Io-DAM.

Recherche des émissions radio induites par les lunes de Jupiter : observations à distance Cette partie contient le **Chapitre 5** présentant la base de données des simulations des émissions radio aurorales joviennes induites par les lunes galiléennes que sont Io, Europe, Ganymède et Callisto, amenant à la détection (**Chapitre 6**) univoque d'émissions radio induites par Europe et Ganymède et à leur premières caractéristiques. Les **Chapitres 7 et 8** présentent des études faisant suite aux détections de ces émissions.

Études des émissions radio joviennes observées par Juno Cette partie contient les chapitres ayant trait à Juno : le **Chapitre 9** détaille les données acquises par Juno/Waves ; les **Chapitres 10 et 11** présentent les émissions radio induites par Io, Europe et Ganymède identifiées avec Juno (à l'aide des simulations SERPE) ; le **Chapitre 12** porte sur la localisation des sources radio, par le biais de la comparaison entre les émissions observées en radio et celles observées en UV.

Chapitre 2

Les émissions radio aurorales joviennes

Sommaire

2.1 Propriétés générales	15
2.2 L'Instabilité Maser Cyclotron	18
2.2.1 Mouvement des électrons	19
2.2.2 Mécanisme d'émission	20
2.2.3 Détermination de l'indice de réfraction N	22
2.2.4 Distributions électroniques et détermination de l'angle d'émission θ	23

La première Section de ce Chapitre présente les différentes émissions existantes à Jupiter (certaines provenant des interactions de Jupiter avec ses lunes) et leur principales caractéristiques. La deuxième Section détaille le mécanisme d'émission donnant naissance à ces émissions.

2.1 Propriétés générales

Les émissions radio aurorales produites par la magnétosphère de Jupiter ont été étudiées depuis maintenant plus d'un demi-siècle. En dehors de celles produites par le Soleil, elles sont celles montant à plus haute fréquence (voir Figure 2.1), puisqu'elles s'étendent de quelques kHz à 40 MHz. Elles sont les seules observables depuis la Terre, du fait de la coupure ionosphérique terrestre empêchant d'observer des émissions à une fréquence inférieure à 10 MHz.

Le spectre radio auroral jovien se décompose en plusieurs composantes. Le bKOM (pour *broadband* kilométrique, c'est-à-dire émission « à large bande ») qui s'étend dans la gamme de fréquence [23–400] kHz, l'HOM (pour hectométrique) dans la gamme [400–3000] kHz et le DAM (pour décamétrique) dans la gamme [3000–40000] kHz. Le DAM comprend les émissions contrôlées par le satellite naturel Io (Io–DAM) (Bigg, 1964) et celles qui ne le sont pas (non–Io–DAM).

Ces composantes sont visibles sur le spectre dynamique obtenu à partir de données Cassini/RPWS (*Radio and Plasma Wave Science*) de la Figure 2.2. Sur cette Figure sont visibles des émissions non–Io–DAM au-dessus ~ 2 MHz, tandis que les émissions HOM sont détectée entre ~ 400 kHz et 1 MHz. Le bKOM est quand a lui détecté entre ~ 40 kHz

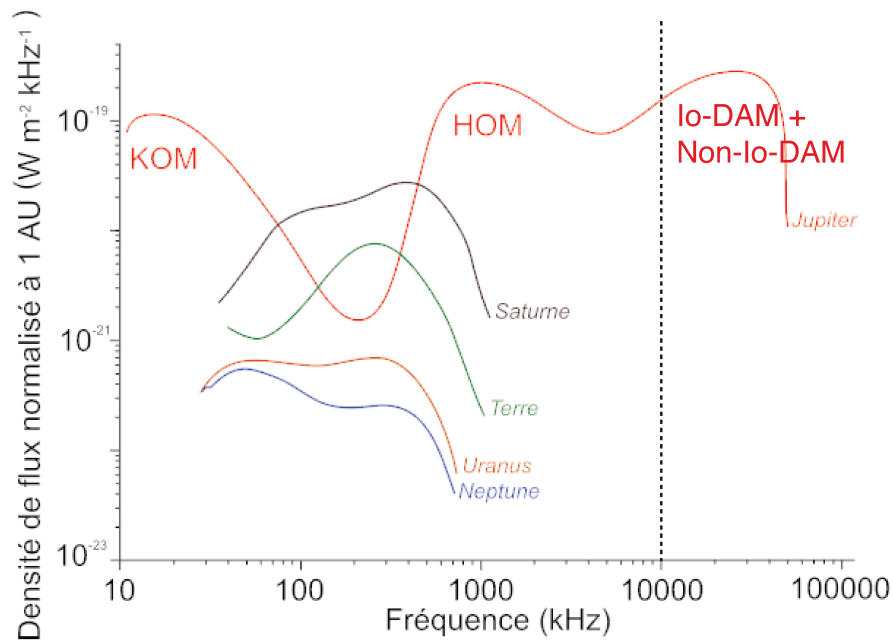


Figure 2.1 – Spectre comparatif des émissions radio aurorales des planètes magnétisées du Système Solaire (Zarka, 1998). En bleu est représenté le spectre radio de Neptune, en jaune celui d'Uranus, en vert celui de la Terre, en noir celui de Saturne et en rouge celui de Jupiter. La coupure ionosphérique terrestre est indiquée en pointillée (à 10^4 kHz).

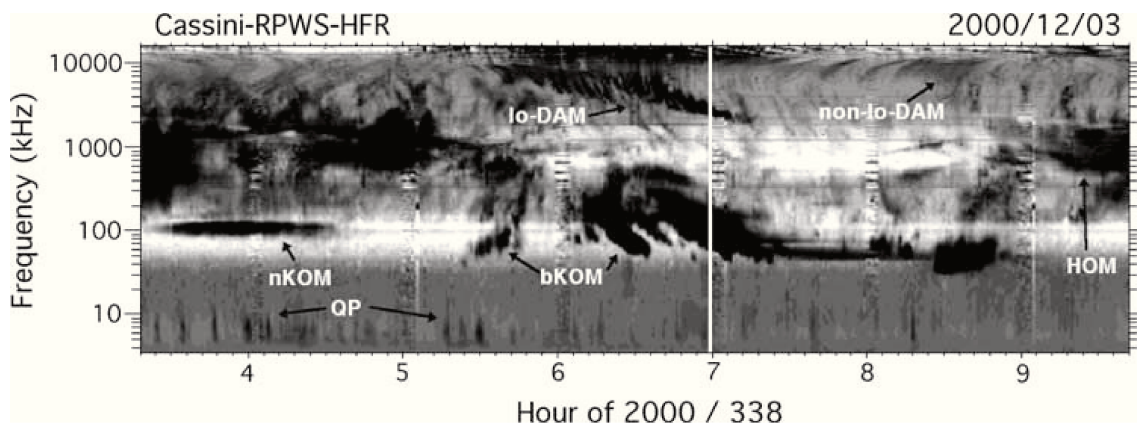


Figure 2.2 – Spectre dynamique des différentes émissions radio joviennes (Zarka et al., 2004).

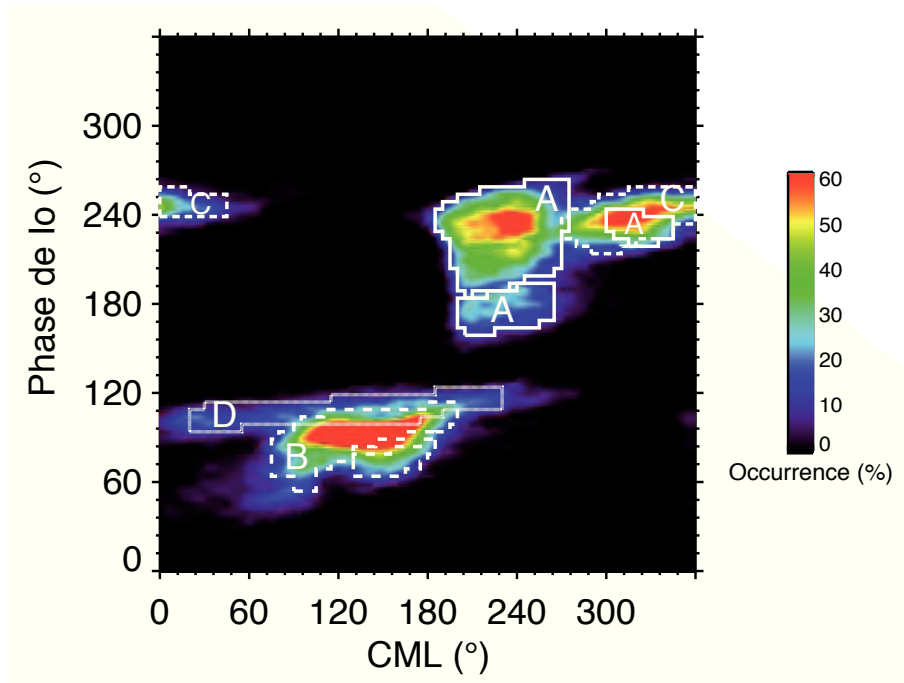


Figure 2.3 – Diagramme phase–CML des émissions Io–DAM observées par le NDA (*Nançay Decameter Array*). Les quatre composantes (A, B, C et D) sont regroupées dans des zones d’occurrence maximale – Figure adaptée de Zarka et al. (2018).

et quelques centaines de kHz. Un arc Io–DAM est visible, s’étendant de 1 à 16 MHz.

Les émissions Io–DAM sont principalement structurées sous forme d’arcs dans le plan temps–fréquence et s’étendent entre 1 et 40 MHz. Ces arcs ont été historiquement classés en quatre catégories : A, B, C et D (Carr et al., 1983). Ces composantes dépendent de la position d’Io par rapport à l’observateur, appelée phase d’Io (ϕ_{Io}). Celle-ci est comptée vers l’est et vaut 0° quand Io est située derrière Jupiter par rapport à l’observateur

Quand l’occurrence de ces émissions est tracée (voir Figure 2.3) en fonction de la CML (*Central Meridian Longitude*, c’est-à-dire la longitude jovicentrique de l’observateur dans le Système III, référentiel tournant avec le champ magnétique planétaire, Higgins et al., 1996) et de la ϕ_{Io} , les émissions Io–DAM se regroupent dans des régions limitées en CML et en ϕ_{Io} . En revanche dans un diagramme de même type, les émissions non–Io–DAM apparaissent dans des régions de CML indépendantes de ϕ_{Io} .

Les quatre catégories d’émission Io–DAM ont par la suite été expliquées comme provenant de deux sources physiques (voir Figure 2.4) : les émissions A et B, polarisées circulairement ou elliptiquement à droite (RH pour *Right Handed*), proviennent des sources situées dans la partie nord du tube de flux associé à Io, tandis que les émissions C et D, polarisées circulairement ou elliptiquement à gauche (LH pour *Left Handed*), proviennent des sources situées dans la partie sud. L’émission de chaque source est rayonnée anisotropiquement dans un feuillet conique très ouvert d’une épaisseur de $\sim 1^\circ$ (Kaiser et al., 2000) et est observée au limbe de la planète (côté matin ou côté soir). Les émissions A et C proviennent du côté soir et sont observées comme des arcs en forme de parenthèses fermées dans les spectres dynamiques (nommées VL pour *Vertex-Late*), tandis que les émissions B et D proviennent du côté matin et sont observées comme des arcs en forme de parenthèses ouvertes (nommées VE pour *Vertex-Early*). Par extension, la même nomenclature a été

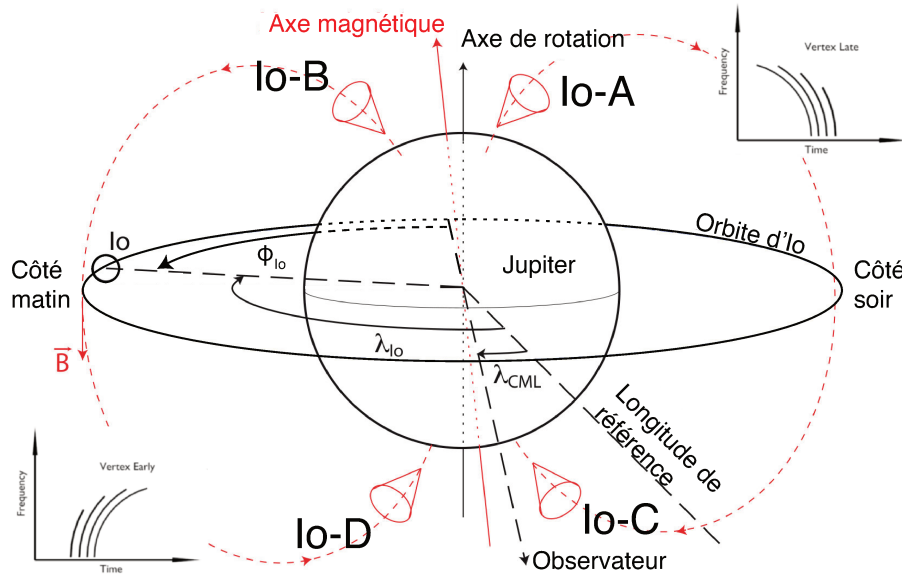


Figure 2.4 – Nomenclature des émissions induites par Io en fonction de la longitude jovicentrique d’Io (λ_{Io}) par rapport à l’observateur (dont la longitude est λ_{CML}). Les émissions Io-A et Io-B proviennent de l’hémisphère nord, tandis que les émissions Io-C et Io-D proviennent de l’hémisphère sud. Les émissions Io-B et Io-D proviennent du côté matin de Jupiter et affichent une forme d’arc en parenthèse ouverte (VE pour *Vertex Early*) dans le spectre dynamique. Les émissions Io-A et Io-C proviennent du côté soir de Jupiter (par rapport à un observateur terrestre) et affichent une forme d’arc en parenthèse fermée (VL pour *Vertex Late*) dans le spectre dynamique – Figure adaptée de Hess et al. (2010a); Marques et al. (2017)

données aux émissions non-Io-DAM en fonction de la courbure des arcs observées dans les spectres dynamiques et de leur polarisation.

La forme en arc des émissions bKOM, HOM et DAM (Io ou non-Io) dans un plan temps–fréquence provient de la production de l’émission de manière anisotropique, le long d’un feuillet conique d’émission (voir Figure 2.4). En effet, comme représentée schématiquement Figure 2.5, cette forme d’arc est créée par le mouvement du feuillet conique d’émission avec la ligne de champ magnétique par rapport à l’observateur. En effet, quand le feuillet conique d’émission entre dans le champ de vue de l’observateur (cas 1 de la Figure 2.5), celui-ci observe seulement un point du feuillet conique d’émission et ce à toutes les fréquences. Il en va de même ensuite pour le cas 2 puis le cas 3, au grès du mouvement de la ligne de champ magnétique par rapport à l’observateur, produisant ainsi la forme d’arc VE lorsque les sources sont situées à l’ouest (ou côté matin) par rapport à l’observateur et VL lorsque les sources sont situées à l’est (ou côté soir) par rapport à l’observateur.

2.2 L’Instabilité Maser Cyclotron

L’Instabilité Maser Cyclotron (IMC – Wu, 1985; Treumann, 2006) a été développée pour le cas terrestre et proposée pour les autres planètes. En effet, les caractéristiques macroscopiques à distance des émissions radio joviennes (émission sur le mode R-X et polarisée RH au nord et LH au sud; angle d’émission θ et épaisseur $\Delta\theta$ (Kaiser et al., 2000) observés) étaient compatibles avec l’IMC. La compatibilité in-situ a ensuite pu être vérifiée in-situ pour Jupiter (avec Juno Louarn et al., 2017).

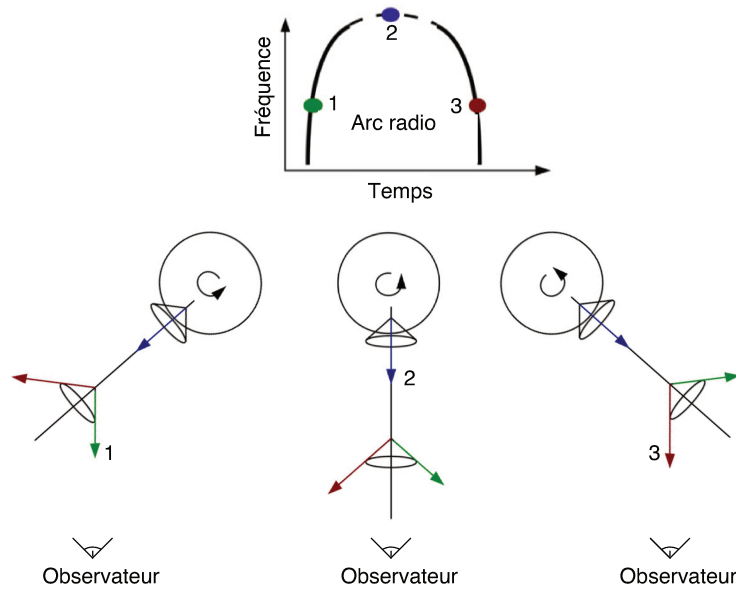


Figure 2.5 – Schéma de principe explicitant la forme d'arc des émissions. Dans ce cas simpliste d'un champ magnétique totalement dipolaire et axisymétrique, les bords du feuillet conique d'émission vont venir balayer l'observateur tout au long du mouvement de la ligne de champ magnétique par rapport à l'observateur et ce à chaque fréquence et à chaque pas de temps. Dans le cas 1 le feuillet conique d'émission se situe coté matin par rapport à l'observateur : la forme de l'arc est VE; dans le cas 2 le feuillet conique d'émission se situe face à l'observateur; dans le cas 3 le feuillet conique d'émission se situe coté soir par rapport à l'observateur : la forme de l'arc est VL.

2.2.1 Mouvement des électrons

Dans un champ magnétique constant et uniforme, une particule chargée est soumise à la seule force de Lorentz $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$. Les électrons vont ainsi décrire un mouvement hélicoïdal autour des lignes de champ magnétique à la pulsation cyclotron électronique ω_{ce} , définie par l'Équation 2.1, et avec un rayon de gyration r_{Larmor} , défini par l'Équation 2.2.

$$\omega_{ce} = 2\pi f_{ce} = \frac{eB}{m_e} \quad (2.1)$$

$$r_{\text{Larmor}} = \frac{v_{\perp}}{\omega_{ce}} \quad (2.2)$$

Dans ces équations, B est l'amplitude du champ magnétique, e et m_e sont la charge et la masse d'un électron et v_{\perp} correspond à la composante perpendiculaire (par rapport aux lignes de champ magnétique) de la vitesse des électrons.

Ces électrons vont se déplacer le long de la ligne de champ avec une vitesse parallèle (par rapport au champ magnétique local) v_{\parallel} constante (avec l'indice \parallel décrivant la direction parallèle).

La description ci-dessus ne s'applique cependant que pour un champ magnétique constant et uniforme, ce qui n'est pas le cas dans une magnétosphère où B varie le long d'une ligne de champ magnétique. La particule chargée va ainsi décrire un mouvement quasi-hélicoïdal, avec des composantes v_{\perp} et v_{\parallel} variables. Ces variations peuvent être calculées à partir des conservations de l'énergie cinétique $v^2 = v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2 = \text{constante}$ et du

premier invariant adiabatique μ défini par l'Équation 2.3.

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} \quad (2.3)$$

Ainsi, quand la particule se déplace vers une zone où le champ magnétique augmente, v_{\perp} augmente et v_{\parallel} décroît jusqu'à ce que la particule atteigne un point miroir (où $v_{\parallel} = 0$) avant de rebrousser chemin. Si ce point miroir est situé dans l'atmosphère, la particule est perdue par collision et produit éventuellement des aurores UV (Chapitre 1).

2.2.2 Mécanisme d'émission

Le mécanisme de production des émissions radio aurorales est l'Instabilité Maser Cyclotron (IMC). Cette instabilité a lieu dans un plasma magnétisé où $f_{ce} \gg f_{pe}$ (Hilgers, 1992; Zarka et al., 2001), lorsque des électrons faiblement relativistes, préalablement accélérés le long des lignes de champ magnétique de haute latitude à des énergies typiques de quelques keV (Zarka, 1998, 2004), entrent en résonance avec une onde de fréquence ω (Wu, 1985). f_{pe} correspond à la fréquence plasma électronique locale, où n est la densité électronique et ϵ_0 la permittivité du vide :

$$\omega_{pe} = 2\pi f_{pe} = \sqrt{\frac{ne^2}{m\epsilon_0}}.$$

Cette résonance onde-particule est atteinte quand la pulsation de l'onde dans le repère de l'électron (modifiée de son décalage Doppler) est égale au mouvement de gyration des électrons résonants :

$$\omega - k_{\parallel}v_{r\parallel} = \omega_{ce}\Gamma_r^{-1}, \quad (2.4)$$

avec ω_{ce} la pulsation cyclotron électronique (voir Équation 2.1) et Γ_r le facteur de Lorentz associé au mouvement de gyration des électrons, où r fait référence au caractère résonant des électrons :

$$\Gamma_r^{-1} = \sqrt{1 - \frac{v_r^2}{c^2}}.$$

Dans les paragraphes suivants, l'Équation de résonance est développée afin d'en extraire l'angle θ représentant l'ouverture du feuillet conique d'émission. θ est défini par l'angle entre le vecteur champ magnétique et le vecteur d'onde. Le champ magnétique \vec{B} (de vecteur unitaire \vec{b}) est dirigé selon \vec{e}_z . Le vecteur d'onde \vec{k} est quant à lui contenu dans le plan $(\vec{e}_x; \vec{e}_z)$. En faisant l'hypothèse que le diagramme d'émission possède une symétrie de révolution cylindrique autour de la ligne de champ magnétique, l'angle θ peut être défini comme :

$$k\cos\theta = \vec{k}\vec{b} = k_{\parallel}. \quad (2.5)$$

L'énergie des électrons étant de l'ordre du keV, il est raisonnable de se placer dans l'approximation faiblement relativiste. Γ peut donc être réécrit comme suit :

$$\begin{aligned}
\Gamma^{-1} &= \left(1 - \frac{v_r^2}{c^2}\right)^{1/2} \\
&\approx 1 - \frac{v_r^2}{2c^2} \\
&\approx 1 - \frac{v_{\parallel}^2}{2c^2} - \frac{v_{\perp}^2}{2c^2}.
\end{aligned}$$

Ainsi l'équation de résonance peut se réécrire :

$$\begin{aligned}
\omega &= \frac{\omega_{ce}}{\Gamma} + k_{\parallel}v_{\parallel} \\
&\approx \omega_{ce} \left(1 - \frac{v_{\parallel}^2}{2c^2} - \frac{v_{\perp}^2}{2c^2}\right) + k_{\parallel}v_{\parallel} \\
\Leftrightarrow 2c \left(1 - \frac{\omega}{\omega_{ce}}\right) &\approx \frac{v_{\parallel}^2}{c} - \frac{2k_{\parallel}v_{\parallel}c}{\omega_{ce}} + \frac{v_{\perp}^2}{c} \\
&\approx c \left(\frac{v_{\parallel}}{c} - \frac{k_{\parallel}c}{\omega_{ce}}\right)^2 - \frac{k_{\parallel}^2c^3}{\omega_{ce}^2} + \frac{v_{\perp}^2}{c} \\
\Leftrightarrow 2c^2 \left(1 - \frac{\omega}{\omega_{ce}}\right) &\approx (v_{\parallel} - \frac{k_{\parallel}c^2}{\omega_{ce}})^2 - \frac{k_{\parallel}^2c^4}{\omega_{ce}^2} + v_{\perp}^2 \\
\Rightarrow v_{\perp}^2 + (v_{\parallel} - v_0)^2 &\approx c^2 \left(\frac{k_{\parallel}^2c^2}{\omega_{ce}^2} + 2 \left(1 - \frac{\omega}{\omega_{ce}}\right)\right). \tag{2.6}
\end{aligned}$$

Dans le cas faiblement relativiste, l'équation de résonance (voir Équation 2.6) est donc un cercle dans l'espace des vitesses :

$$\text{de centre : } \left(v_{\perp 0} = 0; v_{\parallel 0} = v_0 = \frac{k_{\parallel}c^2}{\omega_{ce}}\right), \tag{2.7}$$

$$\text{et de rayon : } R = c \left(\frac{k_{\parallel}^2c^2}{\omega_{ce}^2} + 2 \left(1 - \frac{\omega}{\omega_{ce}}\right)\right)^{1/2}. \tag{2.8}$$

À partir des Équations 2.5 et 2.7, et en insérant l'indice de réfraction du milieu qui s'écrit $N = ck/\omega$, v_0 peut être réécrit comme suit :

$$v_{\parallel 0} = v_0 = cN \frac{\omega}{\omega_{ce}} \cos\theta. \tag{2.9}$$

Ainsi, en reprenant l'Équation 2.4, et les deux expressions de v_0 (voir Équations 2.7 et 2.9) l'équation de résonance peut être réécrite de la manière suivante :

$$\omega = \omega_{ce} \Gamma_r^{-1} \left(1 - \frac{N \cos\theta v_{\parallel}}{c}\right)^{-1}. \tag{2.10}$$

L'Équation 2.10 relie la fréquence d'émission, l'énergie des électrons, l'angle d'émission et l'indice de réfraction.

2.2.3 Détermination de l'indice de réfraction N

L'indice de réfraction N peut se déterminer à partir de la relation de dispersion dans un plasma froid magnétisé, dite d'Altar-Appleton-Hartree (Appleton, 1932) :

$$N^2 = 1 - \frac{2X(1-X)}{2(1-X) - Y^2 \sin^2\theta \pm \sqrt{(Y^2 \sin^2\theta)^2 + 4Y^2(1-X)^2 \cos^2\theta}}, \quad (2.11)$$

avec $X = \frac{\omega_p e^2}{\omega^2}$ et $Y = \frac{\omega_c e}{\omega}$. La démonstration de cette relation est rappelée dans l'Annexe A.1 page 117.

La présence du signe \pm dans cette équation implique qu'il existe plusieurs solutions à cette à cette relation. Celles-ci sont représentées sur la Figure 2.6. L'Équation 2.11 et la Figure 2.6 montrent que seules les ondes émises sur le mode RX (mode extraordinaire droit) et LO (mode ordinaire gauche) peuvent s'échapper des sources et se propager librement, puisque leur relation de dispersion tend vers une onde de lumière ($\omega = kc$), indiquant que l'onde peut se propager dans le vide. Les autres modes sont piégés dans leur région source, entre les fréquences de coupure (ω_p , ω_L et ω_R respectivement les fréquences de coupure plasma, du mode L et du mode R) et les fréquences de résonance (ω_c et $\omega_{UH} = \sqrt{\omega_c^2 + \omega_p^2}$) respectivement les fréquences de résonance cyclotron et hybride supérieur). Par la suite, nous ne considérerons que des ondes émises sur le mode R-X. En effet, celles-ci sont dominantes dans la plupart des émissions aurorales observées (Louarn & Le Quéau, 1996). Dans l'équation d'Altar-Appleton-Hartree (voir Équation 2.11) cela correspond au signe $-$.

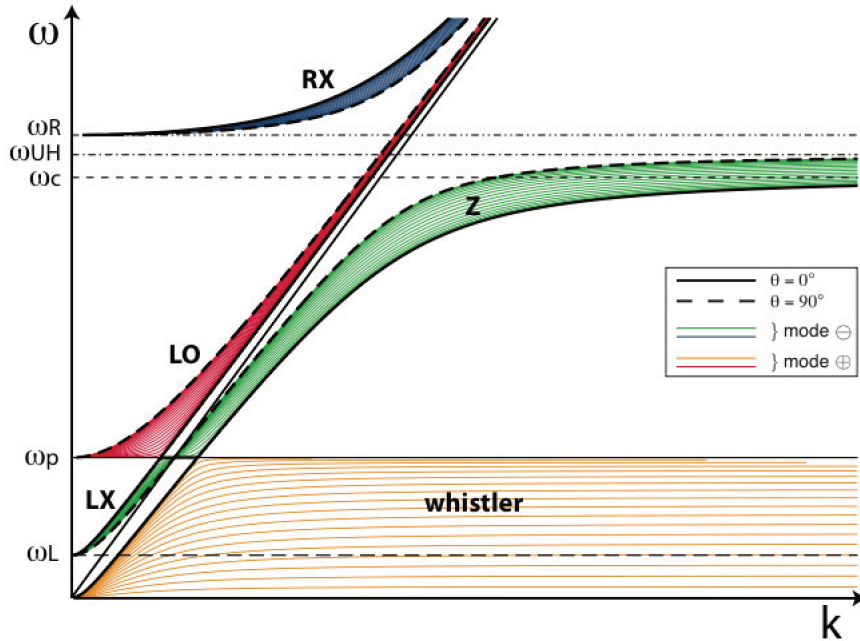


Figure 2.6 – Diagramme représentant les différentes solutions de l'équation d'Altar-Appleton-Hartree. Les zones de couleurs représentent les zones de propagation autorisées en propagation oblique (branche $-$ de l'équation d'Altar-Appleton-Hartree en bleu et vert, branche $+$ en jaune et rouge). Celles-ci sont bornées par les propagations perpendiculaire (trait tireté) et parallèle (trait plein). ω_p , ω_L et ω_R correspondent respectivement aux fréquences de coupure plasma, du mode L et du mode R, et ω_c et $\omega_{UH} = \sqrt{\omega_c^2 + \omega_p^2}$ correspondent respectivement aux fréquences de résonance cyclotron et hybride supérieur – Figure tirée de (Gautier, 2013).

2.2.4 Distributions électroniques et détermination de l'angle d'émission θ

Les prochains paragraphes ont pour but le calcul de l'angle d'ouverture θ du feuillet conique d'émission pour les différentes distributions d'électrons possibles.

Ces distributions doivent remplir la condition de résonance et peuvent être principalement de deux types (Ergun et al., 2000) : (i) la distribution de type coquille, qui correspond à $v_{0\parallel} = 0$ et donc à une résonance perpendiculaire, ou (ii) la distribution de type cône de perte qui correspond $v_{0\parallel} \neq 0$ et donc à une résonance oblique. Ces deux distributions sont représentées sur la Figure 2.7.

La position du cercle de résonance est fixée de manière à ce que le taux de croissance de l'onde soit positif (Hess et al., 2010a). Ce dernier est directement proportionnel à la dérivée de la fonction de distribution dans la direction perpendiculaire (Figure 2.7 flèches rouges). L'amplification est maximale quand le cercle de résonance est tangent à ces régions. La condition de résonance IMC s'applique différemment à ces deux distributions et est décrite dans les deux sous-sections suivantes.

L'angle du feuillet conique d'émission associé à une onde amplifiée par IMC se calcule théoriquement pour ces deux exemples de distributions d'électrons.

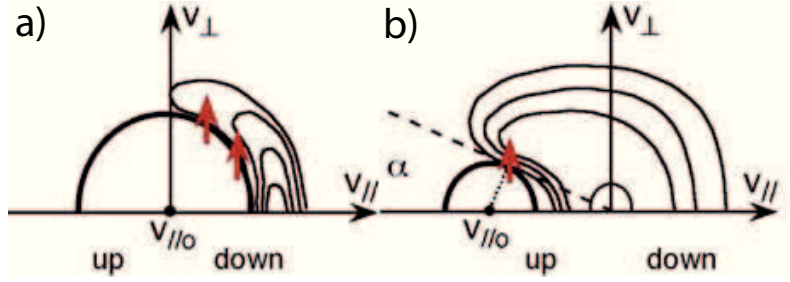


Figure 2.7 – (a) Distribution d'électrons de type coquille. Le gradient positif ∇v_{\perp} de la fonction de distribution est situé le long du bord extérieur de la distribution. Le cercle de résonance de l'IMC menant à une amplification est tangent à celui-ci et est centré sur $v_{\parallel 0} = 0$; (b) Distribution d'électrons de type cône de perte. Le cône de perte est la région appauvrie en électrons, perdus par collision avec l'atmosphère. Cette région est située sous la ligne en pointillés, définie par l'angle d'attaque α . Le plus grand gradient positif ∇v_{\perp} de la fonction de distribution (flèche rouge) est sur le bord du cône, à la vitesse de résonance v . Le cercle de résonance de l'IMC menant à une amplification maximale est tangent à ce gradient, et est centré sur $v_{\parallel 0} = v_r / \cos \alpha$ – Figure tirée de Hess et al. (2008).

a Distribution électronique de type coquille

Pour les distributions de type coquille (panneau 2.7a), le cercle de résonance est un cercle centré en $v_0 = 0$, entraînant $k_{\parallel} = 0$ (voir Équation 2.7). L'équation de résonance peut donc se récrire comme suit :

$$\omega_{\text{coquille}} = \omega_{\text{ce}} \Gamma_r^{-1}. \quad (2.12)$$

L'émission est purement perpendiculaire et $\theta = 90^\circ$ (voir Équation 2.9), indépendamment de l'énergie des électrons, de l'indice de réfraction ou encore de la fréquence d'émission.

b Distribution électronique de type cône de perte

Pour les distributions de type cône de perte, le cercle de résonance (panneau 2.7b) est centré sur une vitesse v_0 non nulle (voir Équations 2.7 et 2.9), qui produit une émission oblique ($k_{\parallel} \neq 0$) par rapport au champ magnétique (voir Équation 2.4). La position du cercle de résonance est liée à l'angle du cône de perte α , comme représenté sur le panneau 2.7b. Cet angle d'attaque définit la position du point miroir (point où $v_{\parallel} = 0$) :

$$\cos\alpha = \frac{v_{\parallel}}{v} = \left(1 - \frac{\omega_{ce}}{\omega_{ce_{max}}}\right)^{-1/2} \quad \text{et} \quad \sin\alpha = \frac{v_{\perp}}{v}, \quad (2.13)$$

avec $\omega_{ce_{max}}$ la pulsation cyclotron au point miroir, c'est-à-dire ici à l'altitude du pic des aurores UV. Les aurores UV de Jupiter sont en effet le résultat de la collision entre les électrons énergétiques (associés aux émissions radio considérées ici) et l'atmosphère neutre. Leur altitude est donc une bonne approximation du point miroir limite, au-delà duquel les électrons sont perdus dans l'atmosphère et ne remontent pas le long des lignes de champ, produisant le cône de perte visible sur le panneau 2.7b.

En utilisant les Équations 2.4 et 2.7 pour l'expression de k_{\parallel} , l'Équation 2.13 et le fait que pour les électrons résonants $v_0 \cos\alpha = v_r$ (panneau 2.7b), la valeur de $\omega_{\text{cône de perte}}$ peut être déterminée pour l'émission oblique (voir Annexe A.1 Section a page 121) :

$$\omega_{\text{cônedeperte}} = \omega_{ce} \Gamma_r, \quad (2.14)$$

nous donnant ainsi (voir Équation 2.9) :

$$N = \frac{\Gamma_r^{-1} v_r}{\cos\alpha c \cos\theta} = \frac{\chi}{\cos\theta}. \quad (2.15)$$

En résolvant la relation de dispersion (voir Annexe A.1 Équation A.19 page 119) à l'aide de l'Équation 2.15, nous obtenons la valeur de l'angle d'émission θ sur le mode RX pour une distribution d'électrons de type cône de perte :

$$\cos^2\theta = \frac{-b + \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}, \quad (2.16)$$

avec

$$\begin{aligned} a &= P(S^2 - D^2) - \chi^2(PS - S^2 + D^2), \\ b &= \chi^4(P - S) - \chi^2(PS + S^2 - D^2), \\ c &= S\chi^4, \end{aligned}$$

où $\chi = \frac{\Gamma_r^{-1} v_r}{\cos\alpha c}$ (voir Équation 2.15). S, P et D sont les notations de [Stix \(1962\)](#) définies en Annexe A.1 à l'Équation A.17 page 119).

Les détails de ces calculs peuvent être trouvés dans l'Annexe A.3 page 120.

L'angle θ du feuillet conique d'émission est ainsi déterminé pour les différentes fonctions de distribution électronique (coquille ou cône de perte). Ceci permettra de simuler les émissions radio aurorales (voir Chapitre 4).

Deuxième partie

Méthodologie

*La technoscience sous un soleil radieux
Nous permet l'invention d'un monde merveilleux*

NOIR DÉsir – N. C.

Chapitre 3

Les observatoires radio sol et spatiaux

Sommaire

3.1	Mesurer le flux et la polarisation des émissions radio	27
3.2	Observatoires principaux	29
3.2.1	Voyager	29
3.2.2	Cassini	30
3.2.3	Juno	30
3.3	Traitements des données	31
3.4	Observatoires utilisés en soutien	31
3.4.1	Le Réseau Décamétrique de Nançay	31
3.4.2	Wind	32

Pour étudier les émissions radio de Jupiter, j’ai utilisé les données radio électriques fournies par différents observatoires. J’ai principalement utilisé les instruments radio des sondes Voyager 1 et 2, de Cassini et de Juno. Les données fournies par le NDA (*Nançay Decameter Array*) et la sonde Wind ont été utilisées en complément, pour des études multi-observateurs.

Les observatoires spatiaux nous permettent, selon la position du satellite, d’observer Jupiter à différentes gammes de temps locaux, de latitudes invariantes et magnétiques, fournies dans le Tableau 3.1. Selon la gamme spectrale couverte par les récepteurs radio embarqués, la totalité du spectre radio jovien ou seulement une partie de celui-ci est observée. Cette information est fournie dans le Tableau 3.1, ainsi que le temps de balayage de la gamme de fréquences de chaque récepteur.

La Figure 3.1 présente les cinq observatoires radio utilisés et un tracé de données sous la forme de spectre dynamique (carte temps-fréquence).

3.1 Mesurer le flux et la polarisation des émissions radio

Le signal émis par un émetteur radio (par exemple Jupiter) est observé à l’aide d’antennes. De la même manière qu’en optique, la limite de résolution est donnée par $\sim \lambda/D$, correspondant à la plus petite séparation angulaire observable. Dans le cas des antennes radio, c’est l’aire effective de ces dernières qui fournit la dimension effective, permettant

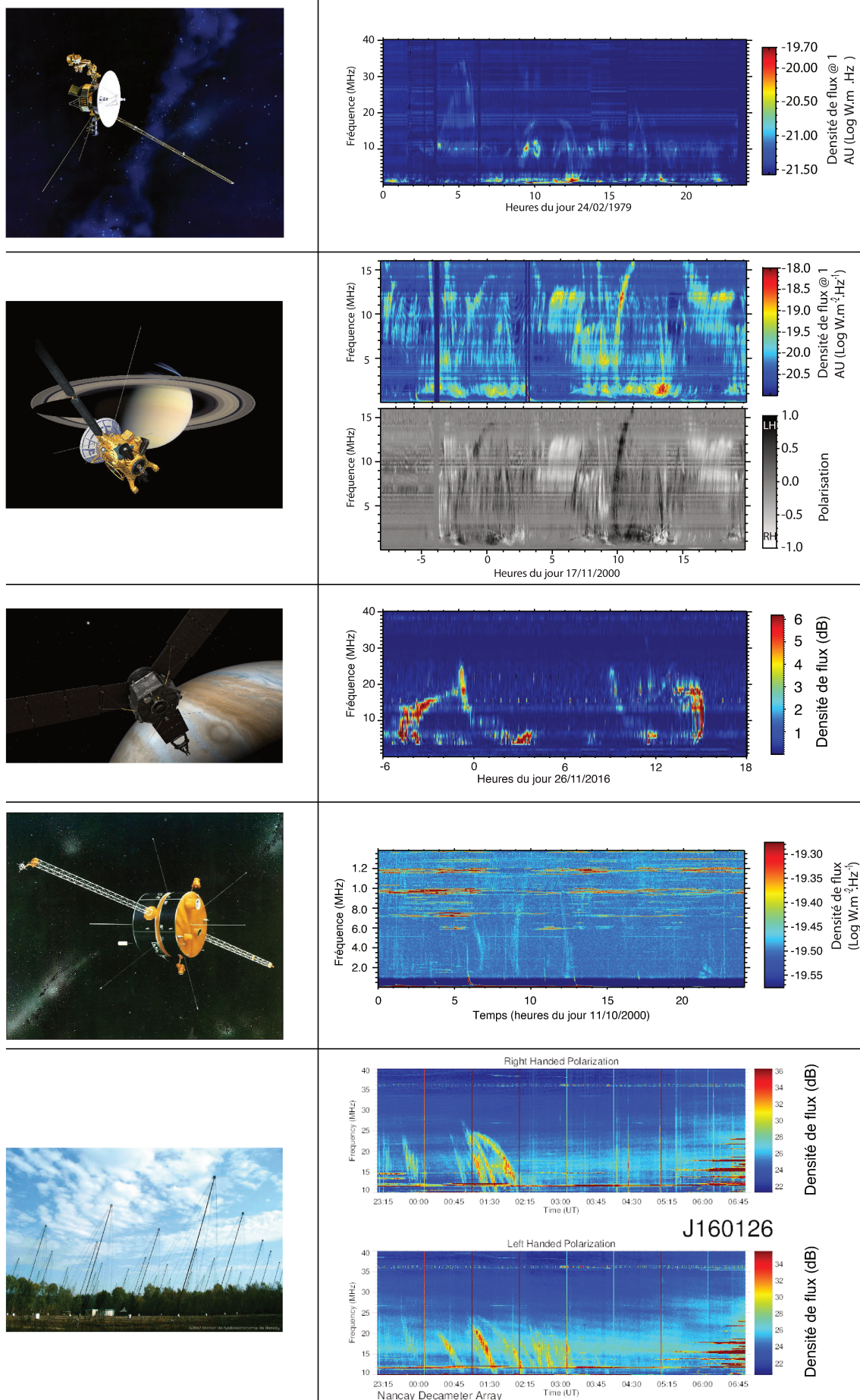


Figure 3.1 – Cette Figure présente les 5 observatoires radio (Voyager, Cassini, Juno, Wind et le NDA) avec un tracé d'un exemple de données associées, sous la forme de spectre dynamique (carte temps–fréquence). Cassini et le NDA fournissent une information sur la polarisation de l'onde, contrairement aux autres observatoires.

Instrument	Fréquences	Temps de balayage	Latitudes invariantes	Latitudes magnétiques	Temps locaux
Voyager 1/PRA	1,2 kHz – 40,5 MHz	6 s	[−5,9° ; 5,3°]	[−11° ; 15°]	[10,3 ; 4] h
Voyager 2/PRA	1,2 kHz – 40,5 MHz	6 s	[−9° ; 7,5°]	[−18° ; 17°]	[9,8 ; 3,2] h
Cassini/RPWS	3,5 kHz – 16,125 MHz	0,1 – 10 s	[−3,7° ; 3,7°]	[−13° ; 13°]	[10,6 ; 21,4] h
Juno/Waves	50 Hz – 41 MHz	1, 10 ou 30 s	[−90° ; 90°]	[−90° ; 90°]	[0 ; 24] h
NDA	10 MHz – 100 MHz	1 s	[−5,9° ; 5,3°]	[−11° ; 15°]	[10,3 ; 4] h
Wind/Waves	1,075 MHz – 13,825 MHz	36 s	[−5,9° ; 5,3°]	[−11° ; 15°]	[10,3 ; 4] h

Tableau 3.1 – Pour chaque instrument sont indiqués la gamme de fréquences couverte et le temps de balayage de la gamme de fréquences, la gamme de latitudes invariantes et magnétiques et la gamme de temps locaux.

d’arriver à la résolution. Ainsi, dans le cadre des radio-télescopes terrestres qui ne peuvent observer qu’au-dessus de 10–15 MHz (dans le décimétrique soit $\lambda \sim 10$ m), une dimension $D \sim 100$ m permet d’obtenir des résolutions angulaires de l’ordre du degré.

Dans l’espace, les antennes sont des dipôles ou des monopôles, dont la taille est de l’ordre de quelques mètres à quelques dizaines de mètres (jusqu’à 100 m pour Wind à ses débuts), donnant accès à une résolution de l’ordre de plusieurs dizaines de degrés pour les émissions décimétriques. Les récepteurs radio spatiaux n’ont donc aucune résolution angulaire. Le champ électrique mesuré est la somme des champs électriques des différentes ondes électromagnétiques se propageant des sources vers la sonde, rendant impossible leur séparation. Pour compenser ce manque d’information spatiale, la résolution spectrale et temporelle des récepteurs radio a donc été augmentée.

Une méthode permettant d’augmenter la résolution angulaire est la goniopolarimétrie (Cecconi, 2004). En plus du flux de l’onde, cette méthode permet de retrouver les informations sur la direction d’arrivée de l’onde (*gonio* voulant dire *angle*) et sur son état de polarisation (*polarimétrie*). Le principe repose sur la comparaison des puissances et des phases mesurées par les antennes. Dans le cas de Cassini, par exemple, qui est un satellite stabilisé trois axes, le senseur électrique est composé de trois antennes. La méthode de goniopolarimétrie est appliquée en mesurant les auto- et les inter-corrélations des tensions mesurées aux bornes des antennes. Dans le cas d’une sonde spatiale tournant sur elle-même, le signal est modulé par la rotation et il faut donc le démoduler de la période de rotation de la sonde. En contre-partie cela rend impossible de mesurer des phénomènes dont le temps caractéristique est inférieur à la période de rotation.

3.2 Observatoires principaux

3.2.1 Voyager

Trajectoire

Les sondes NASA Voyager étaient destinées à l’exploration des planètes géantes. Durant leur parcours, elles ont effectué des mesures radio de Jupiter (1979) et Saturne (1980 et 1981) pour Voyager 1 et 2, puis d’Uranus (1986) et Neptune (1989) pour Voyager 2.

J’ai étudié uniquement l’intervalle de temps durant lequel les sondes Voyager ont observé Jupiter quasi-continuellement. Pour Voyager 1, cette période s’étend du 1^{er} janvier au 13 avril 1979, avec un passage au plus près de Jupiter le 5 mars. Voyager 2 a observé Jupiter du 12 avril au 10 août 1979, avec un passage au plus près de Jupiter le 9 juillet.

Instrument

Les sondes Voyager avaient à leur bord de nombreux instruments, dont l'expérience *Planetary Radio Astronomy* (PRA, Warwick et al., 1977). Son récepteur était connecté à deux antennes tubulaires électriques linéaires de 10 m de long, essentiellement non-directives et observant tout le ciel. La gamme de fréquence couverte s'étendait de 1,2 kHz à 40,2 MHz, couvrant ainsi le spectre complet des émissions radio aurorales de Jupiter. Les instruments PRA permettent d'utiliser la méthode de goniopolarimétrie et de retrouver les informations sur la polarisation de l'onde (voir Section 3.1). Cependant la détermination de la position des antennes à chaque pas de temps doit être déterminée pour utiliser cette méthode. Ce travail est en cours de réalisation par notre équipe (Cecconi et al., 2017).

3.2.2 Cassini

Trajectoire

Cassini était une mission spatiale ESA/NASA à destination de Saturne. Au cours de sa phase de croisière, elle a survolé Jupiter le 30 décembre 2000. Elle a ainsi pu observer des émissions radio associées à Jupiter, depuis l'année 1999 jusqu'à 2006. Elle les a, de nouveau, observées à partir de 2013, quand l'orbite de Saturne l'a rapprochée de Jupiter. Je me concentrerai sur les années 2000–2003 où Cassini se situait à moins de 7 UA de Jupiter et observait des émissions joviennes quotidiennement.

Instrument

La mission Cassini avait à son bord l'instrument *Radio and Plasma Wave Science* (RPWS, Gurnett et al., 2004), possédant cinq récepteurs. Le récepteur haute fréquence (HFR pour *High Frequency Receiver*), connecté à trois monopoles électriques de 10 m, échantillonnait la gamme spectrale [3,5 kHz – 16,125 MHz], couvrant ainsi la gamme du kilométrique, de l'hectométrique et la portion basse-fréquence du décamétrique jovien. L'instrument RPWS permet d'utiliser la méthode de goniopolarimétrie et de retrouver les informations sur la polarisation de l'onde (voir Section 3.1).

3.2.3 Juno

Trajectoire

Juno est une mission spatiale NASA dont l'un des principaux objectifs est l'étude de la magnétosphère jovienne polaire et des processus auroraux s'y déroulant. Sa trajectoire est inédite, puisqu'il s'agit d'un orbiteur polaire. Elle lui permet ainsi, une fois par orbite, de passer durant quelques heures au-dessus des pôles nord puis sud de la planète, jusqu'à une altitude de l'ordre du dixième de rayon de Jupiter. À l'apojove, la distance est de l'ordre de la centaine de rayons joviens. Une orbite complète dure ~ 53 jours, la première ayant démarré le 4 juillet 2016.

Instrument

La mission Juno possède à son bord l'instrument *Waves* (Kurth et al., 2017b). Il est connecté à une antenne électrique dipolaire d'une longueur de 4,8 m et est composé de

quatre récepteurs couvrant toute la gamme de fréquence des émissions radio aurorales joviennes. Le récepteur basse-fréquence (LFR, pour *Low Frequency Receiver*) comporte deux bandes pour analyser les ondes plasma et radio : la bande LFR-*Low* couvrant la gamme de fréquence [50 Hz – 20 kHz] et la bande LFR-*High* couvrant la gamme [10–150] kHz. Le récepteur haute fréquence (HFR, pour *High Frequency Receiver*) comporte une bande (HFR-*Low*) couvrant la gamme spectrale [150 kHz – 3 MHz] et une autre (HFR-*High*) la gamme [3–41] MHz. Pendant les ~ 12 h encadrant chaque périjoive, le temps de balayage de la gamme de fréquences est de 1 seconde. En dehors de ces périodes, il est de 10 à 30 secondes par spectre.

3.3 Traitements des données

Les données Voyager/PRA à pleine résolution (6 s par spectre) de Jupiter ont été extraites de bandes magnétiques numériques et réhabilitées par notre équipe (Cecconi et al., 2017).

Les spectres dynamiques haute résolution de la densité spectrale de flux et du taux de polarisation circulaire mesurés par Cassini/RPWS (HFR) ont été créés à partir d'un traitement de données spécifique, similaire à celui décrit dans Lamy et al. (2008a).

Les données Juno sont pré-intégrées par l'Université d'Iowa (équipe *PI* de l'instrument Juno/Waves). Les tracés montrés par la suite proviennent soit de l'outil *autoplot* (Faden et al., 2010), soit d'une routine de lecture et de tracés des données que j'ai réalisée durant la thèse, qui supprime les principaux parasites fixes.

3.4 Observatoires utilisés en soutien

3.4.1 Le Réseau Décamétrique de Nançay

Le NDA (*Nançay Decameter Array* en anglais, Réseau Décamétrique de Nançay en français) a été construit entre 1975 et 1977. Il s'agit d'un réseau phasé constitué de 144 antennes hélicoïdales de 9 m de haut, observant dans la gamme de fréquence [~ 10 –100] MHz (Boischot et al., 1980; Lecacheux et al., 2004; Lamy et al., 2017). Les antennes sont polarisées circulairement (72 en polarisation circulaire droite (RH pour *Right-Handed*) et 72 en polarisation circulaire gauche (LH pour *Left-Handed*)), permettant d'obtenir les informations sur la polarisation de l'onde observée.

Ce radiotélescope est dédié aux observations systématiques des sources radio intenses dans la gamme du décamétrique, à savoir le Soleil et Jupiter. Ces objets sont observés jusqu'à 8 heures par jour autour de leur passage au méridien. Quand la proximité angulaire de ces deux corps entraîne un recouvrement de leurs plages d'observation respectives, la priorité est donnée à l'un des deux. Pendant la période couverte par la mission Juno, la priorité a été donnée à l'observation de Jupiter, afin d'assurer un support sol optimal de Juno.

Les observations systématiques de Jupiter par le NDA sont numériques depuis septembre 1990 dans la bande de fréquence [10–40] MHz, en observant alternativement un spectre de l'intensité de l'onde polarisée RH puis LH. La résolution temporelle est de 1 seconde entre deux mesures consécutives de même polarisation à la même fréquence.

3.4.2 Wind

Trajectoire

Wind est une sonde située dans le vent solaire au voisinage de la Terre, allant de 5 à 250 rayons terrestres (R_T) de la Terre jusqu'à 2004, puis positionnée au point de Lagrange L1 Terre–Soleil par la suite. L'objectif de cette sonde est d'observer l'environnement spatial plasma et radio de la Terre. Elle a été lancée le 1^{er} novembre 1994 et envoie depuis lors des données continuellement.

Instrument

L'instrument Waves à bord de Wind est un instrument de mesure des ondes radio et de plasma (Bougeret et al., 1995). Il est composé de deux dipôles électriques orthogonaux, de longueurs différentes. L'un mesure 100 m, l'autre 15 m. Les mesures effectuées par Waves se font dans la gamme spectrale [20 kHz – 13,825 MHz]. Le récepteur RAD1 (*Radio and Plasma Wave Experiment*) couvre la gamme spectrale [20–1040] kHz, tandis que le récepteur RAD2 couvre la gamme [1,075–13,825] MHz.

Chapitre 4

ExPRES/SERPE : un code de simulation des émissions radio planétaires

Sommaire

4.1	Principe et fonctionnement	33
4.1.1	Principe général	33
4.1.2	Paramètres d'entrée requis	34
4.1.3	Topologie des sources	36
4.2	Étude paramétrique des émissions DAM induites par l'interaction Io–Jupiter	36
4.3	Paramètres standards pour modéliser des émissions Io–DAM	40

4.1 Principe et fonctionnement

4.1.1 Principe général

Le code SERPE (Simulateur d'Émissions Radio Planétaires et Exoplanétaires, [Hess et al., 2018](#), en préparation), ou ExPRES en anglais (Exoplanetary and Planetary Radio Emission Simulator), calcule pour un observateur donné la visibilité géométrique des émissions produites par des sources radio dans l'environnement d'une planète magnétisée. Si l'angle entre la direction de l'onde émise et la direction de l'observateur est plus petit que l'épaisseur du cône définie par l'utilisateur, alors l'émission est visible par l'observateur. Ce calcul est ensuite répété à toutes les étapes temps–fréquence et pour toutes les sources définies par l'utilisateur. Une carte de visibilité des émissions radio est ensuite produite et tracée sous forme de cartes temps–fréquence (ou spectres dynamique) des émissions visibles, qui peuvent être directement comparées aux observations. De plus, les émissions provenant de l'hémisphère nord et sud peuvent être distinguées, permettant de comparer directement aux spectres dynamiques de polarisation.

Les simulations SERPE reposent principalement sur la géométrie d'observation et les hypothèses physiques suivantes : la production des émissions par le mécanisme IMC (voir Chapitre 2 Section 2.2) et la propagation des émissions en ligne droite après leur production.

Les effets de réfraction à la source sont pour le moment négligés, mais leur ajout à SERPE est en cours (le détail des calculs ayant trait aux effets de réfraction sont fournis en Annexe B). En réalité, l'indice de réfraction au voisinage immédiat de la source (dominée par la valeur de f_{ce}) varie en fonction de l'azimut ϕ . Dans la direction de la planète ($\phi = 180^\circ$) l'onde rencontre l'iso- f_{ce} , c'est-à-dire qu'elle s'approche de sa fréquence de coupure ($N = 0$), et l'onde est ainsi réfléchiée, pour ensuite se diriger vers une zone où l'indice de réfraction tend vers 1. Le feuillet conique d'émission n'est donc plus axi-symétrique, mais aplati dans la direction de l'équateur (voir Figures B.2 et B.3). Par la suite, nous faisons donc l'hypothèse d'un indice de réfraction $N = 1$ et d'un cône d'émission axi-symétrique

L'angle d'ouverture θ du feuillet conique d'émission peut être obtenu de plusieurs manières : soit fixé par l'utilisateur avec les autres paramètres ; soit perpendiculaire au champ magnétique, conséquence d'une fonction de distribution électronique de type coquille : soit calculé de manière auto-cohérente dans le code à partir de l'énergie des électrons résonant IMC entré par l'utilisateur (fonction de distribution électronique de type cône de perte). Dans ce cadre, en faisant l'hypothèse d'électrons faiblement relativiste et en négligeant les effets de réfraction, l'angle θ est de la forme :

$$\theta = \arccos \left[\frac{v_{\parallel}}{c} \left(1 - \frac{f_{ce}}{f_{ce_{\max}}} \right)^{-1/2} \right], \quad (4.1)$$

où v_{\parallel} est la vitesse parallèle des électrons résonants, f_{ce} la fréquence cyclotron électronique et $f_{ce_{\max}}$ la fréquence cyclotron électronique maximale à la hauteur de l'ionosphère (en dessous de laquelle les électrons sont perdus par collision avec l'atmosphère).

Dans ce cas, θ dépend donc (i) de l'énergie des électrons, (ii) du modèle de champ magnétique (qui contraint la position des sources) et (iii) de l'altitude de l'ionosphère h_{\max} (prise à la valeur moyenne du point miroir).

SERPE a été développé depuis 2006 au LESIA et utilisé pour simuler des émissions radio de Jupiter (Hess et al., 2008, 2010a, 2011b; Cecconi et al., 2012; Louis et al., 2017b,c), de Saturne (Lamy et al., 2008b, 2013) et de possibles exo-planètes (Hess & Zarka, 2011). Dans le cadre de ma thèse, j'ai repris, maîtrisé l'utilisation et étendu les fonctionnalités de ce code de simulation.

Les extensions et modifications du code portent sur différents points. Certaines concernent l'optimisation du code (debuguages, optimisation de boucles, etc ...). D'autres ont trait aux fichiers de sorties et à la distribution des données de simulations (voir Annexe C). D'autres permettent l'appel automatique d'éphémérides pour la position et trajectoire de l'observateur. Enfin des modifications ont été apportées sur des effets physiques inclus dans le code tels que : la position de la fréquence maximale atteignable sur la ligne de champ magnétique, prenant en compte l'altitude de l'ionosphère ; l'amélioration des modèles de densité pour prendre en compte l'ellipsoïde et de l'altitude de l'ionosphère ; l'ajout de la prise automatique du *lead angle* (voir définition Section 4.2) ; la vérification et la modification de la prise en compte des effets de réfraction (en cours d'implémentation).

4.1.2 Paramètres d'entrée requis

La Figure 4.1 présente un schéma de principe du code SERPE. Les paramètres principaux requis pour effectuer une simulation se classent en 4 catégories :

1. la définition des corps qui sont à l'origine des émissions que l'on veut simuler (étoile, planète ou satellite). Leur position respective à chaque pas de temps, leur période

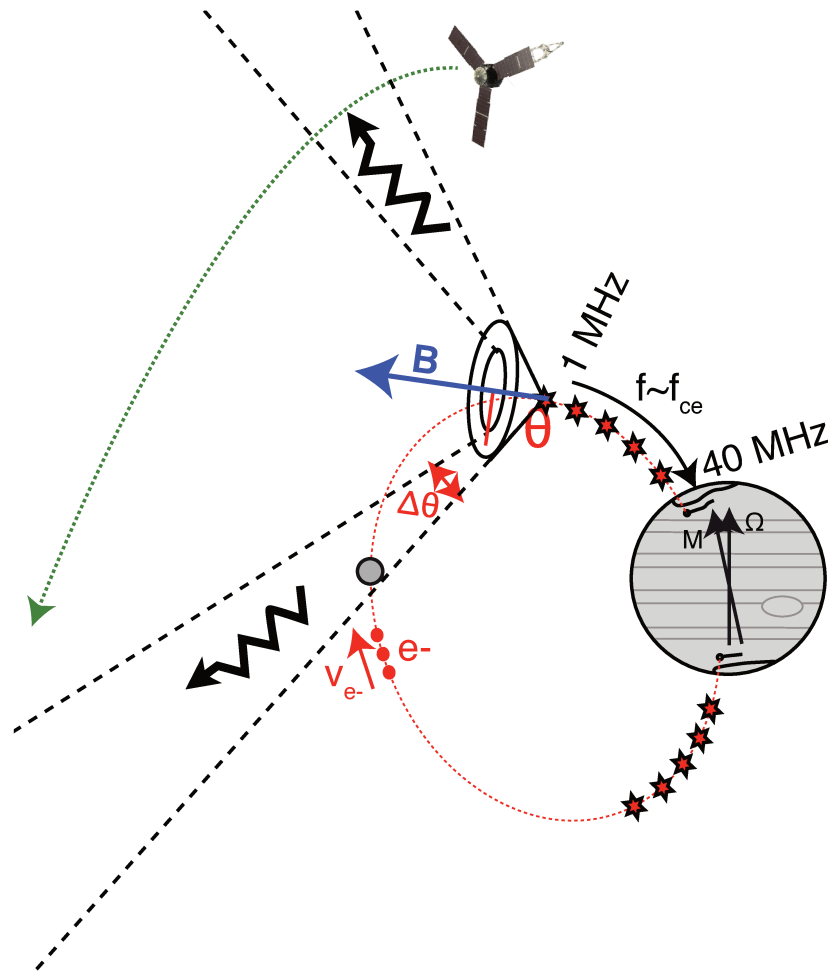


Figure 4.1 – Schéma de principe du code de simulation SERPE. En pointillé vert est représentée la trajectoire de l'observateur (ici Juno), en trait rouge pointillé la ligne de champ magnétique active (ici un tube de flux actif d'Io) le long de laquelle sont distribués les sources radio (étoiles). Le feuillet conique d'émission est représenté en noir (ouverture θ et épaisseur $\Delta\theta$ du feuillet conique d'émission en rouge). Les flèches noires pointillées noires représentent la direction de propagation de l'onde radio. L'orientation de l'axe de rotation de Jupiter est représentée par la flèche noir Ω et l'orientation du champ magnétique par la flèche noir M . En bleu est indiquée l'orientation du champ magnétique à la source. Figure adaptée de [Lamy \(2009\)](#).

de rotation/révolution ainsi que leur taille doivent être renseignées. Afin d'avoir les valeurs de f_{ce} et f_{pe} en tout point, un modèle de champ magnétique (généralement interne, dont les lignes de champ magnétique sont pré-calculées) et des modèles de densité (e.g. ionosphérique, disque ou tore de plasma) doivent être définis ;

2. la distribution spatiale des sources (position du/des tube(s) de flux actif portant les sources, voir Figure 4.1 étoiles noires et rouges) et la gamme de fréquence sur laquelle la simulation doit être effectuée ;
3. les informations permettant de calculer l'ouverture θ (Figure 4.1 éléments rouges) du feuillet conique d'émission (e.g. θ perpendiculaire ou oblique) : (i) une fonction de distribution électronique et (ii) une énergie caractéristique des électrons résonants impliqués dans l'émission. Il est aussi requis de définir une épaisseur $\Delta\theta$ du feuillet conique d'émission (par défaut 1° , [Kaiser et al., 2000](#); [Zarka, 2004](#)) ;
4. la position de l'observateur par rapport au corps de référence à chaque pas de temps (Figure 4.1 en vert).

4.1.3 Topologie des sources

SERPE permet de simuler différents types d'interactions électrodynamiques (par exemple entre magnétosphère, ionosphère et lune) en choisissant les tubes de flux actifs le long desquels sont distribuées les sources radio. Plusieurs choix de simulations peuvent être faits :

1. des émissions radio associées à un ovale auroral complet ou à une partie de l'ovale auroral. La position de l'ovale peut être fixée soit en temps local, soit en longitude (c'est-à-dire en corotation rigide avec la planète), soit en sous-corotation. Cette position est définie par une latitude magnétique fixe (c'est-à-dire la distance équatoriale de la ligne de champ). Physiquement, cela permet de simuler des émissions radio associées à des interactions de type « vent solaire-magnétosphère » ou bien des « points chauds » reliés à des régions de la magnétosphère en sous-corotation (comme ceux simulés par [Lamy et al., 2008b](#), pour Saturne).
2. des émissions radio induites par les interactions planète-satellite ([Hess et al., 2008, 2010a, 2011b](#); [Louis et al., 2017b,c](#)). Le tube de flux actif est choisi en sélectionnant une ligne de champ magnétique instantanément connectée à un satellite. Une différence de longitude peut être ajoutée entre la ligne de champ magnétique associée au satellite et la ligne de champ magnétique active (utilisée dans le cas d'Io). Cet ajout permet de prendre en compte le temps de propagation de la perturbation magnétique entre le satellite et la planète, qui se fait à la vitesse d'Alfvén (voir [Équation 1.1](#)), ralentie par la densité du tore de plasma dans le cas d'Io.
3. des émissions radio provenant des interactions entre une étoile et une exo-planète ([Hess & Zarka, 2011](#)).

4.2 Étude paramétrique des émissions DAM induites par l'interaction Io-Jupiter

Les simulations SERPE peuvent être ajustées aux observations en faisant varier l'un ou l'autre des différents paramètres, permettant ainsi de déduire le jeu de paramètres qui ajuste le mieux les observations. Ceci avait été réalisé par [Hess et al. \(2008\)](#), qui ont montré que les arcs Io étaient relativement bien simulés avec un jeu de paramètre particulier.

J'ai donc réalisé une étude paramétrique ([Louis et al., 2017a](#))¹ à partir d'émissions radio induites par Io, se basant sur des paramètres semblables à ceux de [Hess et al. \(2008\)](#) (décrits ci-dessous), avec une version de SERPE plus à jour que celle de [Hess et al. \(2008\)](#) (détermination plus réaliste de l'ouverture θ du feuillet conique d'émission calculé avec une fonction de distribution de type cône de perte et utilisation de modèle de champ magnétique jovien plus récents). Le but de cette étude paramétrique est de quantifier l'écart temps-fréquence entre arcs simulés et observés, en fonction des paramètres libres du modèle.

L'avantage d'une simulation d'une émission induite par un satellite est que l'on peut raisonnablement supposer que les sources sont portées par une seule ligne de champ magnétique (contrairement au cas de l'ovale auroral), puisque l'empreinte UV au pied du tube de flux actif d'Io fait quelques degrés de large. D'un autre côté, il existe une source d'incertitude supplémentaire sur la position exacte de la ligne de champ active par rapport à la

1. Pour plus de détails sur cette étude, la publication associée est fournie en Annexe J.

ligne de champ magnétique instantanée, connectée au satellite. En effet, les ondes d'Alfvén portant le courant associé à l'interaction Io–Jupiter et responsable de l'accélération des électrons auroraux se déplacent à la vitesse d'Alfvén (voir Équation 1.1), qui dépend de la densité du plasma local. Or Io se déplace dans un tore de plasma, dont la densité est plus élevée qu'en-dehors de celui-ci. La vitesse de la perturbation est donc plus faible à l'intérieur du tore, impliquant un angle, nommé *lead angle* δ , entre la ligne de champ magnétique instantanée (connectée au satellite) et la ligne de champ magnétique active (portant les sources radio).

Les paramètres libres principaux de SERPE qui seront étudiés lors de cette étude paramétrique sont donc les suivants : (1) la fonction de distribution électronique (θ fixe (perpendiculaire ou oblique) ou variable); (2) l'énergie des électrons; (3) le modèle de champ magnétique; (4) l'altitude de la coupure ionosphérique; (5) le modèle de *lead angle* δ .

Par la suite, la simulation de référence est fondée sur :

1. l'IMC et une fonction de distribution électronique de type cône de perte et des électrons de 3 keV (Hess et al., 2008), produisant une émission oblique $\theta(f)$ selon l'Équation 4.1);
2. le modèle de champ magnétique ISaAC (Hess et al., 2017, une version améliorée du modèle VIPAL (Hess et al., 2011b), contraint par la localisation des empreintes UV d'Europe et Ganymède) complété par le modèle de couche de courant de Connerney et al. (1981) et par une densité de plasma magnétosphérique définie par $\rho = \rho_{\text{iono}} + \rho_{\text{tore}}$, où ρ_{iono} et ρ_{tore} sont respectivement des modèles de densité de plasma de l'ionosphère et du tore de Io définis par les Équations 4.2 et 4.3.

$$\rho_{\text{iono}} = \rho_{0\text{iono}} e^{-(r-r_{\text{iono}})/H_{\text{iono}}} \quad (4.2)$$

Dans cette équation, $\rho_{0\text{iono}} = 350000 \text{ cm}^{-3}$ est la densité électronique au pic ionosphérique $r_{\text{iono}} = 650 \text{ km}$, avec une hauteur d'échelle $H_{\text{iono}} = 1600 \text{ km}$ (Hinson et al., 1998).

$$\rho_{\text{tore}} = \rho_{0\text{tore}} e^{-\sqrt{(r-r_{\text{tore}})^2+z^2}/H_{\text{tore}}} \quad (4.3)$$

Ici, $\rho_{0\text{tore}} = 2000 \text{ cm}^{-3}$ est la densité au centre du tore de Io, à $r_{\text{tore}} = 5.91 \text{ R}_{\text{Jupiter}}$, avec une hauteur d'échelle verticale $H_{\text{tore}} = 1 \text{ R}_{\text{Jupiter}}$ (Bagenal, 1994), à l'altitude z par rapport au centre du tore;

3. une altitude de la coupure ionosphérique $h_{\text{max}} = 650 \text{ km}$ au dessus du niveau 1 bar (Hinson et al., 1998);
4. le modèle de *lead angle* δ de Hess et al. (2011b) :

$$\delta = A_{\text{N/S}} + B_{\text{N/S}} \cos(\lambda_{\text{Io}} - 202^\circ), \quad (4.4)$$

où λ_{Io} est à la longitude jovicentrique (comptée ouest) de Io, $A_{\text{N}} = 2,8^\circ$ et $B_{\text{N}} = -3,5^\circ$ dans l'hémisphère nord (respectivement $A_{\text{S}} = 4,3^\circ$ et $B_{\text{S}} = 3,5^\circ$ dans l'hémisphère sud), avec un δ nul (respectivement maximal) dans l'hémisphère nord (respectivement sud) à 202° , qui correspond à la longitude jovicentrique où le tore est à son altitude maximale au nord.

La Figure 4.2 présente 6 spectres dynamiques. Aux émissions Io–C et Io–D observées (panneau 4.2a) sont comparées cinq jeux de simulations, explorant chacun la variation d'un paramètre d'entrée de SERPE (panneaux 4.2b à 4.2f). Les masques des émissions Io–C et Io–D observées, reproduits en noirs dans les panneaux 4.2b à 4.2f, ont été extraits

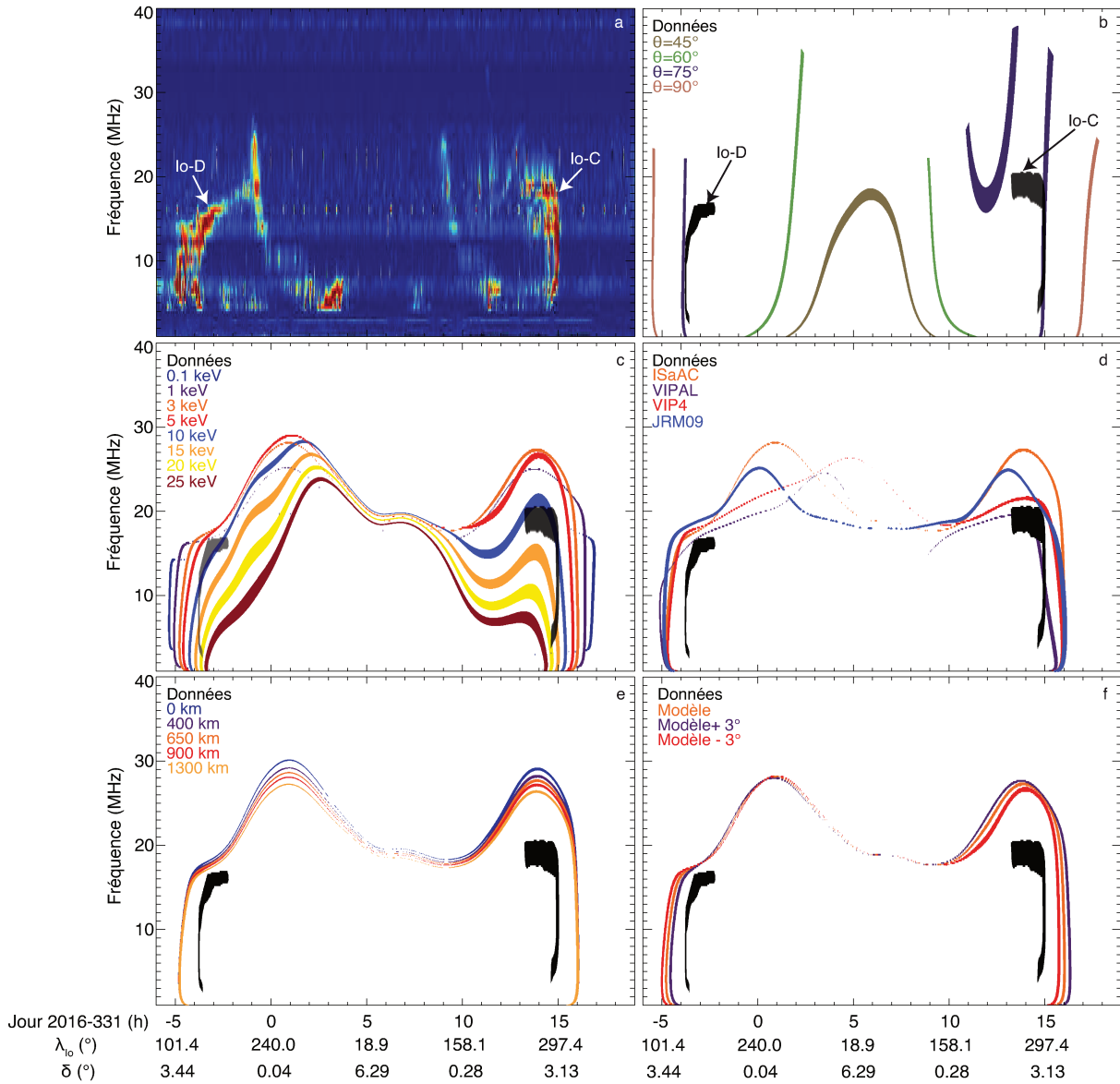


Figure 4.2 – (a) Spectre dynamique de Juno/Waves d’un arc Io-C et Io-D, dont les masques sont reproduits en noir dans les panneaux (b–f) au côté de simulations SERPE. Dans les panneaux (b–f), un paramètre est varié par rapport à la simulation de référence décrite dans le texte. (b) Les 4 couleurs différentes représentent des arcs simulés, obtenus avec un angle d’émission constant en fréquence, allant de 45° à 90° . Bien que la simulation avec $\theta = 75^\circ$ corresponde partiellement à l’arc observé, aucune des simulations ne reproduit correctement la forme globale de l’arc observé. (c) Les 8 couleurs représentent des arcs simulés, obtenus pour une énergie électronique allant de 0,1 à 25 keV. La simulation en bleu ($E_{e^-} = 10$ keV) est celle qui reproduit le mieux les arcs Io-D et Io-C au-dessus de 10 MHz. (d) Les 3 couleurs différentes correspondent à différents modèles de champ magnétique. Les arcs modélisés avec VIP4 et ISaAC reproduisent le mieux l’arc Io-D observé, alors que le modèle VIPAL fournit le meilleur ajustement de l’arc Io-C observé. (e) Les 5 couleurs fournissent des simulations pour une valeur de h_{\max} allant de 0 à 1300 km au-dessus du niveau un bar. Toutes les simulations sont très similaires, une valeur de h_{\max} de 900 à 1300 km fournissant une simulation un tout petit peu plus proche de l’arc observé. (f) La simulation orange, obtenue avec un *lead angle* δ donné par l’Équation 4.4, est entourée par des simulations obtenues avec le modèle modifié $\delta + 3^\circ$ (violet) et $\delta - 3^\circ$ (rouge). Le modèle modifié réduit le décalage temporel pour un arc et l’augmente pour l’autre, n’apportant pas d’amélioration significative. En complément du temps (en heure du jour de l’année 2016 331), la longitude de Io λ_{Io} et le *lead angle* δ sont indiqués en abscisse.

du panneau 4.2a en sélectionnant manuellement le contour des arcs dans le plan temps–fréquence, avec comme seuil une intensité plus grande que la largeur à mi-hauteur (à

		Io–C (2016331)		Io–D (2016330)	
		ΔT (heures)	ΔT (heures)	ΔT (heures)	ΔT (heures)
		<i>MAD</i>	<i>Mean</i>	<i>MAD</i>	<i>Mean</i>
θ constant	45°	7.22	-7.22	7.10	7.10
	60°	5.58	-5.58	4.88	4.88
	75°	0.19	0.13	0.28	-0.28
	90°	3.04	3.04	1.83	-1.83
E_{e-}	0.1	1.86	1.85	1.57	-1.57
	1 keV	1.26	1.26	0.94	-0.94
	3 keV	0.84	0.84	0.52	-0.52
	5 keV	0.63	0.63	0.35	-0.35
	10 keV	0.21	0.18	0.18	0.00
	15 keV	0.47	-0.41	0.49	0.48
	20 keV	2.17	-2.17	1.43	1.43
	25 keV	2.88	-2.88	2.20	2.20
modèle de B	ISaAC	0.84	0.84	0.52	-0.52
	VIP4	0.79	0.79	0.60	-0.60
	VIPAL	0.24	0.12	0.87	-0.87
h_{\max}	0 km	0.84	0.84	0.52	-0.52
	400 km	0.84	0.84	0.52	-0.52
	650 km	0.84	0.84	0.52	-0.52
	900 km	0.84	0.84	0.51	-0.51
	1300 km	0.83	0.83	0.51	-0.51
δ	Modèle	0.84	0.84	0.52	-0.52
	Modèle +3°	1.01	1.01	0.40	-0.40
	Modèle -3°	0.67	0.67	0.63	-0.63

Tableau 4.1 – Décalage temporel en heures entre le contour des émissions et les simulations, pour tous les paramètres testés Figure 4.2. ΔT_{MAD} est l'écart-type moyen et ΔT_{Mean} est la moyenne arithmétique.

chaque fréquence).

Afin de déterminer la correspondance entre le masque de l'émission observée et chaque arc simulé, j'ai calculé le décalage temporel à chaque fréquence sur toute la gamme de fréquence commune entre observation et simulations (> 4 MHz). Le Tableau 4.1 fournit les délais temporels ΔT entre le masque des émissions observées et les simulations. ΔT_{Mean} est calculé comme la moyenne arithmétique du décalage temporel. ΔT_{MAD} est la *Mean Absolute Deviation*, calculée comme la moyenne des valeurs absolues des décalages temporels sur la gamme de fréquence commune :

$$\Delta T_{MAD} = \frac{1}{n_{\text{freq}}} \sum_{i=4 \text{ MHz}}^{f_{\max}} |t_{\text{obs}}(i) - t_{\text{sim}}(i)|. \quad (4.5)$$

Ces deux ΔT fournissent des informations complémentaires. Utilisés ensemble, ces deux valeurs caractérisent la fidélité de la forme temps–fréquence de l'arc simulé : si $\Delta T_{Mean} \sim \Delta T_{MAD} \sim 0$, alors l'arc simulé correspond bien à l'arc observé sur toute la gamme de fréquence commune ; si $\Delta T_{Mean} \sim 0$ mais $\Delta T_{MAD} \neq 0$, alors l'occurrence temporelle est bonne mais la forme n'est pas bien reproduite (et inversement) ; si $\Delta T_{Mean} < 0$, alors l'arc est simulé trop tôt par rapport à l'arc observé, tandis que si $\Delta T_{Mean} > 0$, alors il est simulé trop tard.

Sur le panneau 4.2b sont testés quatre angles d'émission $\theta(f)$ constants. Ceci inclut le cas $\theta = 90^\circ$, attendu pour une émission produite par IMC à partir d'une distribution électronique de type coquille, et les cas d'une émission oblique à $\theta = 45^\circ$, 60° et 75° . Aucune des simulations ne reproduit correctement la forme des arcs observés, excepté pour les simulations à $\theta = 75^\circ$ dont les formes correspondent aux arcs dans la gamme

4–12 MHz pour l’arc Io–D et 6–19 MHz pour l’arc Io–C. Cela met en évidence que le feuillet conique à l’origine des émissions Io–DAM est oblique, avec un angle θ dépendant de la fréquence qui atteint $\sim 75^\circ$ entre ~ 5 et 10 MHz, et décroît vers les fréquences plus et moins élevées. Ce comportement de θ est prévu par la théorie de l’IMC avec une fonction de distribution électronique de type cône de perte (Hess et al., 2008; Ray & Hess, 2008).

Sur le panneau 4.2c est testée la variation de l’énergie électronique de $E_{e^-} = 0,1$ à 25 keV, avec une fonction de distribution électronique de type cône de perte, et donc $\theta(f)$ oblique. Les simulations avec des énergies de 1 à 15 keV permettent de reproduire la forme globale des arcs Io–D et Io–C, avec cependant une précision temporelle modeste ($0,47 < |\Delta T| < 1,26$ h). Le meilleur ajustement pour les deux arcs (concernant cette observation) est obtenu lorsque l’énergie des électrons $E_{e^-} = 10$ keV ($\Delta T_{\text{Mean}} = 0,18$ h). Une valeur de E_{e^-} plus basse, par exemple 3 keV, augmente le décalage temporel d’environ 40 min. Ce décalage reste faible devant la période de révolution d’Io (42,5 h) mais introduit aussi une plus grande erreur sur la fréquence maximale atteinte (~ 6 MHz pour l’arc Io–C).

Le panneau 4.2d présente des simulations effectuées avec les modèles de champ magnétique VIP4 (Connerney et al., 1998), VIPAL (Hess et al., 2011b), ISaAC (Hess et al., 2017). VIP4 et VIPAL ont précédemment été utilisés pour simuler des émissions Io–DAM (Hess et al., 2008, 2010a, 2011b). Les arcs simulés sont séparés les uns des autres par un décalage temporel assez faible, mais montrent de grandes différences sur la fréquence maximale atteinte (jusqu’à 7 MHz pour Io–D). Pour l’observation étudiée, le meilleur ajustement est obtenu avec le modèle VIPAL pour Io–C et avec les modèles ISaAC et VIP4 pour Io–D.

La simulation avec le modèle de champ magnétique JRM09 (Connerney et al., 2018) est donnée ici pour information, car celui-ci n’était pas disponible à l’époque de cette étude paramétrique. Ce modèle est assez proche du modèle ISaAC; et n’apporte pas d’amélioration nette. Les valeurs des ΔT pour JRM09 n’ont donc pas été ajoutées dans le Tableau 4.1.

Le panneau 4.2e présente des simulations faisant varier le paramètre h_{max} de 0 à 1300 km (Hinson et al., 1998; Bonfond et al., 2009). La variation de ce paramètre ne change que très légèrement la fréquence maximale atteinte par les simulations (de moins de 3 MHz). Les décalages temporels entre les simulations restent très faibles (de l’ordre de la minute). Le paramètre h_{max} , (altitude sous laquelle les électrons tombent dans le cône de perte et sont perdus par collision dans l’atmosphère) n’a donc qu’un impact marginal sur les simulations.

Enfin, le panneau 4.2f présente la variation du *lead angle* δ (indiqué en abscisse). Le modèle de δ de Hess et al. (2010a) –voir Équation 4.4– est testé, ainsi que le modèle modifié de $\pm 3^\circ$ (correspondant à 50 % de sa valeur maximale). Les décalages temporels sont légèrement modifiés (< 10 min) dans ce cas, mais dans le sens opposé pour les arcs Io–C et Io–D. Ce *lead angle* modifié n’apporte donc aucune amélioration au modèle donné en Équation 4.4. La différence entre les fréquences maximales atteintes par les simulations est aussi très faible (≤ 1 MHz).

4.3 Paramètres standards pour modéliser des émissions Io–DAM

Cette étude paramétrique (Louis et al., 2017a) m’a permis de quantifier l’influence des paramètres d’entrée de SERPE sur la simulation des arcs. Elle montre que les paramètres

les plus importants sont l'angle θ d'ouverture du feuillet conique d'émission, l'énergie des électrons E_{e-} et le modèle de champ magnétique.

Cette étude démontre clairement qu'un angle d'émission $\theta(f)$ oblique et variable est requis pour simuler correctement des émissions Io–DAM. Ceci est cohérent avec l'utilisation, dans le cadre de l'IMC, d'une fonction de distribution électronique de type cône de perte, comme démontré précédemment par [Hess et al. \(2008\)](#); [Ray & Hess \(2008\)](#).

L'énergie des électrons E_{e-} et la densité de plasma dans le tore de Io (et par conséquent le *lead angle* δ) sont susceptibles de varier au fil du temps. Cette variation rend difficile le choix *a priori* des meilleurs paramètres pour simuler un arc spécifique. Afin d'effectuer une étude statistique de nombreux arcs, il est donc nécessaire de définir un ensemble de paramètres standards pour effectuer des simulations de référence au long cours.

Dans la partie suivante les paramètres listés ci-dessous seront utilisés pour les simulations :

- l'IMC avec une fonction de distribution de type cône de perte avec une énergie des électrons résonants $E_{e-} = 1$ keV dans l'hémisphère nord et $E_{e-} = 3$ keV dans l'hémisphère sud. L'étude paramétrique suggère une énergie électronique entre 3 et 10 keV, mais l'étude présentée dans la partie suivante a été faite avant l'étude paramétrique et se base donc sur les énergies électroniques fournies par ([Hess et al., 2008](#)). Cette différence d'énergie à un faible impact sur la forme des arcs (< 1 h) ;
- le modèle de champ magnétique ISaAC² (par construction mieux adapté aux simulations des émissions induites par Europe et Ganymède, dont nous parlerons dans le prochain Chapitre), complété par le modèle de couche de plasma de [Connerney et al. \(1981\)](#). Un modèle de densité de plasma magnétosphérique est aussi défini, par $\rho = \rho_{\text{iono}} + \rho_{\text{tore}}$ (voir Équations 4.2 et 4.3), avec une altitude de la coupure ionosphérique $h_{\text{max}} = 650$ km ;
- le modèle de lead angle de [Hess et al. \(2010a\)](#), voir Équation 4.4).

Ces paramètres permettent d'obtenir des simulations réalistes des arcs Io–DAM observés, moyennant une fenêtre d'incertitude temporelle de ± 2 heures.

2. Le modèle de champ magnétique JRM09, plus récent que le modèle ISaAC, n'était pas disponible au moment de cette étude paramétrique et de l'étude effectuée dans la Partie III.

Troisième partie

Recherche des émissions radio induites par les lunes de Jupiter : observations à distance

*Fly me to the moon, let me play among the stars
Let me see what spring is like on Jupiter and Mars*

FRANK SINATRA – F. D.

Chapitre 5

Base de données de simulations des émissions induites par les lunes galiléennes

Sommaire

5.1 Paramètres de simulation	45
5.2 Limite haute fréquence théorique des émissions	46
5.3 Spectres dynamiques simulés	48

Afin de rechercher des émissions induites par les lunes galiléennes (Io, Europe, Ganymède et Callisto) dans les diverses observations radio décrites au Chapitre 3, j’ai réalisé une base de données de simulations de ces émissions. Pour réaliser cette base de données, les paramètres de simulation ont été choisis à partir de l’étude du Chapitre précédent (rappelés Section 5.1). Je me suis tout d’abord intéressé à la limite haute fréquence théorique attendue pour ces émissions (voir Section 5.2). Un exemple de spectre dynamique de cette base de données de simulations est présenté dans la Section 5.3.

5.1 Paramètres de simulation

Pour produire cette base de données de simulations, j’ai choisi d’utiliser comme paramètres d’entrée de SERPE ceux définis dans le Chapitre précédent (voir Section 4.3). Ils sont rappelés ici pour information :

1. émission oblique avec un calcul auto-cohérent de l’angle $\theta(f)$ du feuillet conique d’émission, dans le cadre de l’IMC avec une fonction de distribution des électrons de type cône de perte et une énergie des électrons résonants de 1 keV dans l’hémisphère nord et de 3 keV dans l’hémisphère sud (Hess et al., 2008) ;
2. le modèle de champ magnétique ISaAC¹ avec le modèle de couche de courant de Connerney et al. (1981), ainsi qu’un modèle de densité de plasma magnétosphérique, défini par $\rho = \rho_{\text{iono}} + \rho_{\text{tore}}$, où ρ_{iono} et ρ_{tore} sont respectivement des modèles de

1. Le modèle de champ magnétique JRM09, plus récent que le modèle ISaAC, n’était pas disponible au moment de la création de cette base de données de simulations. Elle a cependant été récemment mise-à-jour avec ce nouveau modèle.

densité de plasma de l'ionosphère et du tore d'Io définis par les Équations 4.2 et 4.3. L'altitude de la coupure ionosphérique est fixée à $h_{\max} = 650$ km ;

- le modèle de lead angle de Hess et al. (2010a) pour Io (voir Équation 4.4).

5.2 Limite haute fréquence théorique des émissions

Avant de réaliser ces simulations, je me suis intéressé à la limite haute fréquence théorique pour ces émissions, avec la condition typique $f_{pe}/f_{ce} < 0.1$, requise pour que l'IMC puisse fonctionner (voir Hilgers, 1992, et Chapitre 2).

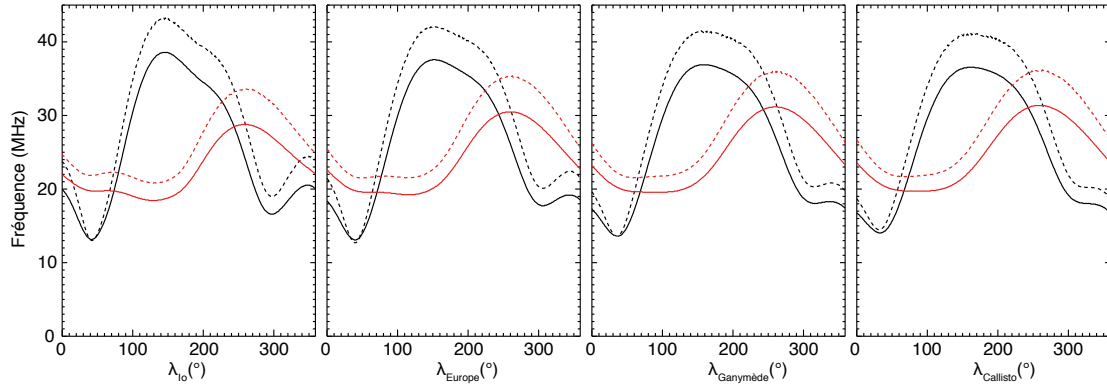


Figure 5.1 – Fréquence cyclotron électronique maximale atteignable en fonction de la longitude (dans le système III) des lunes, avec le modèle de champ magnétique ISaAC, pour des émissions provenant des hémisphères nord (en noir) et sud (en rouge) et pour les quatre satellites galiléens. Les lignes en pointillé correspondent à la limite au niveau 1 bar. Les lignes en trait plein correspondent à la limite où $f_{pe}/f_{ce} < 0.1$.

La Figure 5.1 donne le résultat pour les quatre lunes galiléennes, en fonction de la longitude système III (référentiel tournant avec le champ magnétique planétaire) de la ligne de champ active. Les fréquences maximales atteignables dans l'hémisphère nord (respectivement sud) sont représentées en noir (respectivement en rouge). Les lignes en pointillé fournissent les fréquences maximales au niveau 1 bar, tandis que les lignes en trait plein fournissent les fréquences maximales atteignables avec la condition $f_{pe}/f_{ce} < 0.1$.

Le pic au nord et au sud est dû à une diminution de f_{pe}/f_{ce} , produite par une augmentation du champ magnétique. Cette anomalie, plus forte au nord, est observée quel que soit le modèle de champ magnétique utilisé. Sur la Figure 5.2 est représentée l'intensité du champ magnétique à la surface de Jupiter (en Gauss) en fonction de la longitude et de la latitude invariante, modélisée avec VIP4 (panneau 5.2a), VIPAL (panneau 5.2b), ISaAC (panneau 5.2c) et JRM09 (panneau 5.2d). Sur chaque panneau de cette Figure sont représentées les empreintes théoriques des lignes de champ magnétique liées à Io (ligne rouge), Europe (ligne bleu), Ganymède (ligne violet) et Callisto (ligne jaune).

Afin de comparer la fréquence maximale et la position de l'empreinte des lignes de champ magnétique connectées aux quatre lunes galiléennes, il convient d'examiner le panneau 5.2c, qui représente l'amplitude du champ de surface jovien pour le modèle ISaAC qui sera utilisé par la suite.

Pour l'hémisphère nord (latitudes supérieures à 0°), l'empreinte magnétique théorique de tous les satellites passe dans l'amplitude maximale (> 16 G) du champ magnétique (50° de latitude), appelée anomalie ci-après. Cependant, plus la distance (prise à l'équateur) de ces lunes augmente (d'Io à Callisto), plus la latitude invariante de l'empreinte magnétique

augmente. Ainsi, l’empreinte passe de moins en moins près du maximum de l’anomalie, diminuant la valeur de f_{ce} .

Pour l’hémisphère sud (latitudes inférieures à 0°), l’anomalie est plus faible (~ 14 G). On observe donc un pic des fréquences atteignables moins élevé qu’au nord. De plus, l’anomalie est située très sud (80° de latitude). Ainsi, plus la latitude invariante de l’empreinte magnétique des satellites augmente, plus l’empreinte passe près de l’amplitude maximale. C’est pourquoi dans l’hémisphère sud la fréquence maximale atteignable augmente avec la distance des lunes à Jupiter.

La comparaison entre l’amplitude du champ de surface jovien des différents modèles montre que les anomalies (au nord et au sud) sont représentées différemment selon les modèles (en position et en amplitude). Cependant, pour tous les modèles, l’empreinte magnétique théorique des lunes passe dans ces zones avec la même configuration en latitude, entraînant un même comportement de la limite haute fréquence en fonction de la longitude, quel que soit le modèle. La différence entre ces champs magnétiques donnera donc une légère différence sur les fréquences maximales atteignables, comme observé lors de l’étude paramétrique au Chapitre 4.

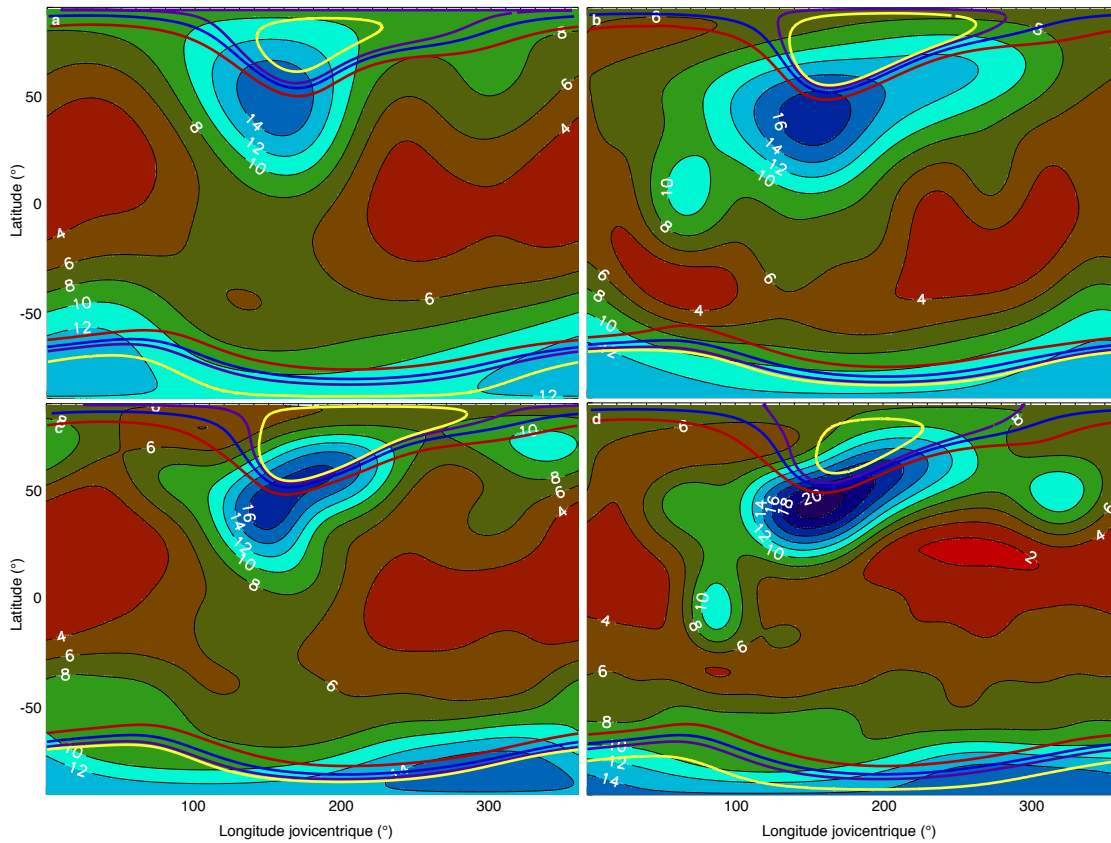


Figure 5.2 – Amplitude du champ magnétique à la surface de Jupiter, modélisée avec VIP4 (panneau a), VIPAL (panneau b), ISaAC (panneau c) et JRM09 (panneau d). La valeur de l’amplitude du champ (en Gauss) est donnée le long des iso-contours. Les lignes en trait plein coloré représentent les empreintes magnétiques, prédites par chacun des modèles, de Io (en rouge), Europe (en bleu), Ganymède (en violet) et Callisto (en jaune).

En ce qui concerne la limite basse-fréquence théorique des émissions, celle-ci varie entre 0,2 et 0,7 MHz dans les hémisphères nord et sud. Elle est très peu différente entre les lunes et diminue très légèrement ($\sim 0,1$ MHz) quand la distance équatoriale des lunes augmente. Pour les sources de plus basse fréquence (< 1 MHz) le critère $f_{pe} \ll f_{ce}$ reste donc vérifié.

5.3 Spectres dynamiques simulés

Les simulations des émissions radio induites par les quatre lunes galiléennes sont produites pour les observatoires (et les dates correspondantes) indiqués dans le Chapitre 3, c'est-à-dire la Terre, les deux sondes Voyager, Cassini et Juno.

La Figure 5.3 illustre les émissions induites prédites pour Io, Europe, Ganymède et Callisto, vues depuis la sonde Cassini pendant 16 jours (correspondant à une révolution entière de Callisto). Les émissions de l'hémisphère nord (polarisées RH) sont représentées en blanc, les émissions de l'hémisphère sud (polarisées LH) en noir.

La durée des arcs observés croît avec la période de révolution, de quelques heures pour Io à plusieurs jours pour Callisto. Plus la ligne du champ magnétique portant les sources radio passe du temps dans le champ de visibilité de l'observateur, plus l'arc est étendu dans le temps, avec une durée proportionnelle à la période de révolution du satellite. On trouve bien une seule structure pour Callisto.

Sur le panneau 5.3a, les flèches indiquent si l'émission Io observée est un arc de type A, B, C ou D. Il convient de noter que pour une même phase d'Io, la forme des arcs peut être légèrement différente. Ceci est dû au fait que le champ magnétique jovien n'est pas axi-symétrique. Ainsi, pour une même phase d'Io, la longitude λ_{Io} (décrite par l'Équation 5.1) peut être différente, entraînant la connexion à Io d'une ligne de champ magnétique différente. Cet effet modifie la géométrie « sources simulées / observateur » et change la forme (position et extension spectrale, ou t-f) de l'arc observé.

$$\lambda_{Io} = \text{CML} + 180^\circ - \phi_{Io} \quad (5.1)$$

Pour rappel, dans cette équation, le CML est la longitude jovicentrique de l'observateur et ϕ_{Io} est la phase d'Io, c'est-à-dire sa position par rapport à l'observateur, comptée vers l'est. Celle-ci vaut 0° quand Io est située derrière Jupiter.

Puisque la période de rotation de Jupiter (9 h 55 min) est plus courte que la période de révolution des lunes², les fréquences maximales varient avec la longitude de la lune (à la période synodique). Puisque θ dépend de la fréquence (voir Chapitre 4), il varie en fonction de la longitude jovicentrique de la lune (Hess et al., 2008).

Il est important de relever que les arcs Io-A et Io-B (respectivement Io-C et Io-D) correspondent à des parties d'un seul et même arc continu, correspondant au passage du tube de flux d'Io dans le champ de vue de l'observateur (Hess et al., 2012). Cette continuité à haute fréquence n'est pas constatée pour un observateur proche de l'équateur, avec des gammes de phase d'Io où l'émission Io-DAM n'est pas visible (Marques et al., 2017), expliquant pourquoi ces émissions ont été historiquement catégorisées comme distinctes. Cette non-observation de la partie centrale de l'arc (quand la lune parcourt des longitudes proches de celle de l'observateur) pourrait être due à une mauvaise simulation du diagramme d'émission (c'est-à-dire de θ), SERPE faisant l'hypothèse qu'il est axi-symétrique. En effet Galopeau & Boudjada (2016) ont prédit que le feuillet conique d'émission ne l'est pas, avec un angle θ plus faible dans la direction équatoriale. Une telle hypothèse empêcherait d'observer les émissions pour un observateur à basses latitudes (Louis et al., 2017b). Ceci sera vérifié avec la prise en compte des effets de réfraction dans SERPE.

2. Les périodes de révolution des lunes sont, en jours : $T_{Io} \simeq 1,769$, $T_{Europe} \simeq 3,551$, $T_{Ganymède} \simeq 7,155$ et $T_{Callisto} \simeq 16,689$.

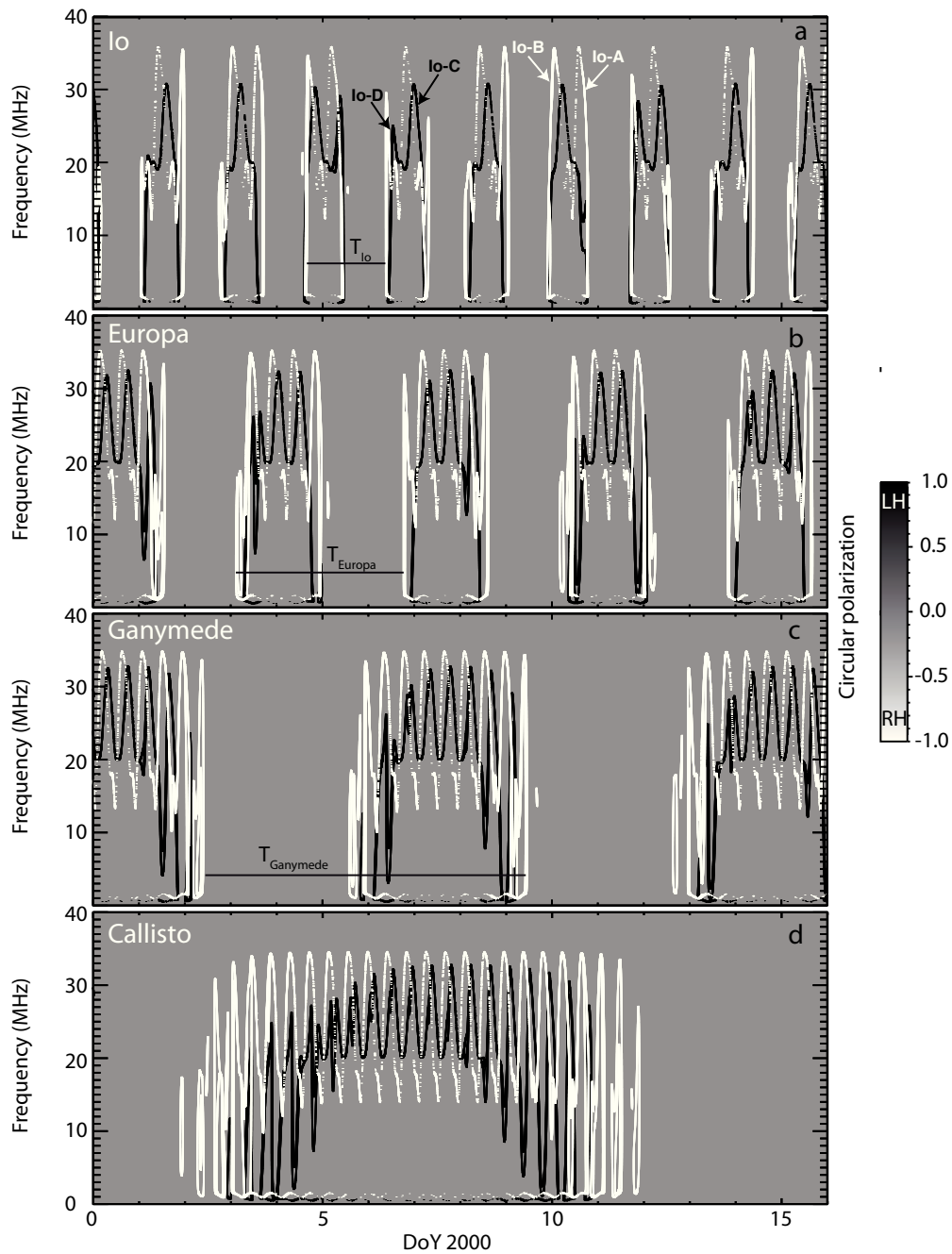


Figure 5.3 – Simulations SERPE de référence pour les émissions radio induites par les lunes galiléennes (a) Io, (b) Europe, (c) Ganymède et (d) Callisto, vues depuis Cassini située à une latitude invariante de $\sim 3,6^\circ$. Les émissions nord (polarisées RH) sont représentées en blanc, et les émissions sud (polarisées LH) en noir. Cet exemple représente 16 jours de données (du 01/01/2000 au 16/01/2000), correspondant au temps d’une révolution de Callisto. Ici, l’épaisseur $\Delta\theta$ du feuillet conique d’émission a été délibérément augmentée (d’un facteur 2) pour augmenter la lisibilité des arcs.

Les panneaux 5.3b, 5.3c et 5.3d présentent la simulation des émissions radio induites par Europe, Ganymède et Callisto. Par analogie avec les émissions Io–DAM, elles seront nommées ci-après Europe–DAM, Ganymède–DAM et Callisto–DAM, puisqu’elles s’étendent dans la gamme du décimétrique. De plus, j’utiliserai la nomenclature VE (arc en forme de parenthèse ouverte) et VL (arc en forme de parenthèse fermée), de la même manière que pour les émissions Io–DAM. Dans le Chapitre suivant, ces simulations sont comparées aux observations des sondes Voyager et Cassini, afin d’identifier des émissions Europe–DAM, Ganymède–DAM et Callisto–DAM dans les données radio.

Chapitre 6

Caractérisation des émissions radio induites par Europe et Ganymède

Sommaire

6.1 Critères de détection des émissions induites par les satellites .	52
6.2 Détection des émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM . .	53
6.2.1 Europe	53
6.2.2 Ganymède	55
6.3 Propriétés des émissions détectées sur ~ 4 ans	57
6.3.1 Variabilité temporelle	58
6.3.2 Distribution des émissions en longitude, phase et CML	61
6.3.3 Comparaison aux émissions Io–DAM et Ganymède–DAM détectées avec le NDA	62
6.4 Conclusion	64

Les émissions aurorales induites par Io (Prangé et al., 1996; Clarke, 1998), Europe, Ganymède (Clarke et al., 2002) et Callisto (Bhattacharyya et al., 2018) sont observées en UV. En radio, les émissions induites par Io ont été découvertes bien avant les empreintes UV (Bigg, 1964). Celles d’Europe, Ganymède et Callisto ont été similairement recherchées dans les observations Galileo et Voyager, sur une gamme réduite de fréquence ([2,0–5,8] MHz) menant à des détections ambiguës (Menietti et al., 1998a,b, 2001; Hospodarsky et al., 2001; Higgins et al., 2006; Higgins, 2007). Ces tentatives d’identification donnent un premier indice de l’influence de ces lunes sur les émissions radio joviennes. J’ai abordé la recherche systématique de ces émissions avec une nouvelle approche : comparer de longues séquences d’observations aux simulations de SERPE.

Ce Chapitre résume l’étude menée (Louis et al., 2017c)¹ en présentant tout d’abord les critères de sélection utilisés afin d’identifier les émissions induites par les lunes galiléennes. Des exemples d’émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM détectées lors de cette étude sont ensuite présentées. Dans la Section 6.3 les propriétés et la variation temporelle de ces émissions sont discutées, puis comparées aux détections Io–DAM et Ganymède–DAM effectuées avec le NDA.

1. Pour plus de détails sur cette étude, la publication associée est fournie en Annexe I.

6.1 Critères de détection des émissions induites par les satellites

Pour parvenir à des identifications d'émissions radio induites par les satellites, les simulations de ces dernières sont comparées aux spectres dynamiques journaliers obtenus par Voyager/PRA et Cassini/RPWS. Seules les émissions remplissant les critères de détections suivants sont retenues :

1. l'émission observée doit être un arc avec la même courbure que celle de l'arc simulé (VE ou VL) ;
2. l'émission observée et celle simulée doivent être proches en temps, c'est-à-dire à ± 2 h pour Io, $+2/-4$ h 30 min pour Europe et $+2/-8$ h 15 min pour Ganymède. Ces écarts sont déduits de l'étude paramétrique présentée dans le Chapitre 4 et décrits dans le paragraphe suivant ;
3. l'émission doit s'étendre en fréquence sur, au moins, 3 MHz avec une fréquence maximale au-dessus de 5 MHz ;
4. l'émission doit être une structure relativement isolée (c'est-à-dire clairement distinguable parmi les autres émissions) ;
5. l'émission ne doit pas se répéter à 9 h 55 min, pour éliminer les émissions radio en possible corotation avec Jupiter ;
6. l'émission doit avoir une polarisation cohérente avec celle prédite, quand celle-ci peut être mesurée.

La fenêtre temporelle de recherche des émissions autour des simulations repose sur deux principales sources d'incertitudes : la modélisation inexacte de l'angle d'émission et l'incertitude sur le *lead-angle*. La première a été déterminée pour les simulations de manière générale lors de l'étude paramétrique du code de simulation (voir Chapitre 4). La deuxième l'a été seulement pour Io et est prise en compte dans les simulations. Pour Ganymède, (Bonfond et al., 2013a) observe des taches multiples de l'empreinte aurorale UV nord, avec un décalage longitudinal maximal de 13° . Ceci se traduit en un *lead angle* $\delta_{Ga} = 13^\circ$, correspondant à un délai temporel maximal de -6 h 15 min. Bonfond et al. (2013a) concluent que les empreintes UV multiples sporadiques de Ganymède peuvent être dues à une augmentation ponctuelle de la densité de la couche de plasma au niveau de l'orbite de Ganymède. De ce fait, un *lead angle* δ_{Ga} ne peut être simulé de manière déterministe. En l'absence d'une étude similaire des empreintes UV multiples d'Europe², un *lead angle* maximal $\delta_{Eu} = 10^\circ$ est supposé (intermédiaire entre celui de Io et celui de Ganymède), correspondant à un délai temporel maximal de -2 h 20 min.

Puisque l'orientation de la couche de plasma est connue, une variation sinusoïdale semblable à celle du *lead angle* δ_{Io} (voir Équation 4.4) est supposé pour δ_{Eu} et δ_{Ga} . Ainsi, quand $\delta_{Eu}, \delta_{Ga} = 0^\circ$, la fenêtre temporelle de recherche est de ± 2 h (comme pour les émissions Io-DAM). Elle s'étend jusqu'à $+2/-4$ h 30 min pour Europe et $+2/-8$ h 15 min pour Ganymède quand les δ_{Eu}, δ_{Ga} sont maximaux.

2. Au moment de cette étude (Louis et al., 2017c), l'article de Bonfond et al. (2017) n'était pas publié.

6.2 Détection des émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM

Je me suis intéressé en priorité à l'étude des observations Voyager/PRA couvrant les intervalles de temps allant du 01/01/1979 au 31/03/1979 (Voyager 1) et du 30/04/1979 au 29/07/1979 (Voyager 2), ainsi que celles de Cassini/RPWS couvrant les années 2000 à 2003. La comparaison entre ces observations et les simulations a permis d'identifier avec confiance 130 émissions radio induites par Europe et 96 par Ganymède. En revanche cette étude n'a pas permis l'identification univoque de signatures liées à des émissions radio induites par Callisto.

6.2.1 Europe

La Figure 6.1 présente dans le plan temps–fréquence les simulations d'émissions induites par Io et Europe (panneau 6.1a) et le spectre dynamique de la densité de flux mesurée par Voyager 1/PRA (panneau 6.1b) le 24/02/1979. La comparaison entre ces panneaux révèle que l'arc intense, avec une courbure VL, observé entre 5h et 6h correspond à l'arc Io–A simulé entre 7 h et 8 h. De la même manière, l'arc isolé, avec une courbure VL, observé entre 16 h 30 et 17 h 30 correspond à l'arc Europe–A simulé aux mêmes fréquences entre 17 h et 18 h (excellente correspondance de forme et faible décalage temporel). De plus, l'observation d'arcs A seulement est cohérente avec le fait que Voyager se situe à une latitude magnétique nord au moment de l'observation de ces arcs.

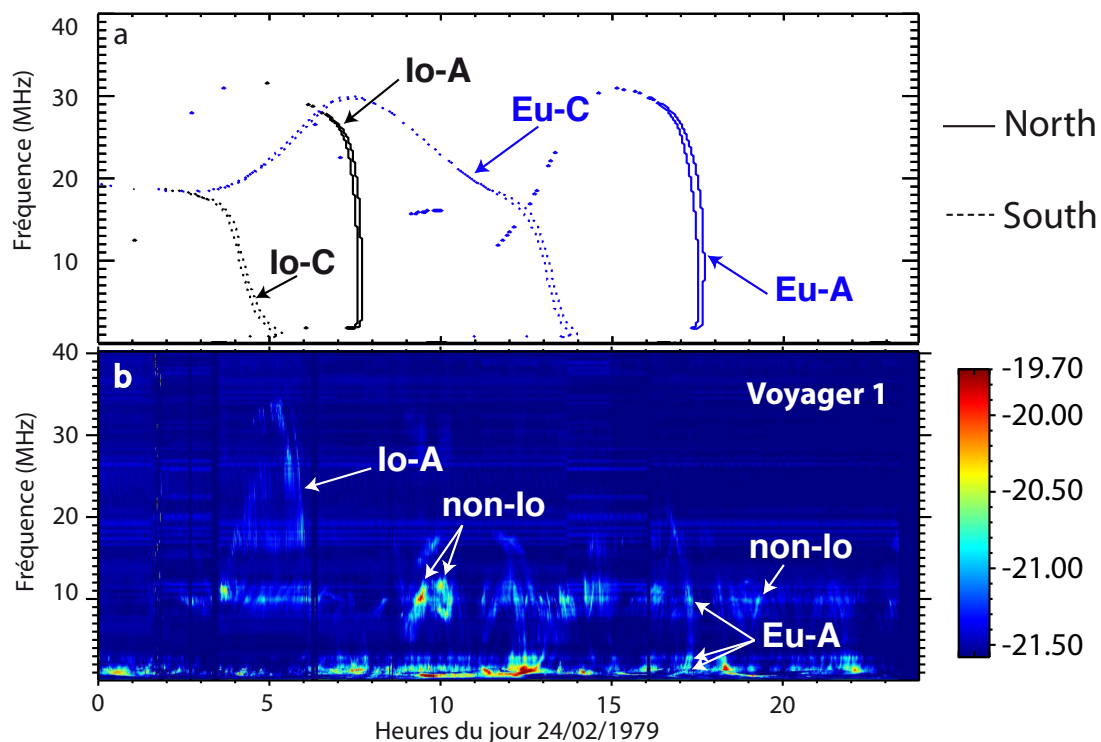


Figure 6.1 – Simulation et observation d'un arc Io–DAM et d'un arc Europe–DAM le 24/02/1979. Le panneau (a) présente les simulations SERPE (Io en noir et Europe en bleu – trait plein : émission nord; trait pointillé : émission sud), le panneau (b) présente la densité de flux mesurée par Voyager 1/PRA.

L'inspection des observations Cassini/RPWS et Voyager/PRA a révélé 130 événements

attribués à Europe (29 Europe-A, 16 Europe-B, 31 Europe-C et 54 Europe-D). Le catalogue de ces détections est fourni en Annexe D.

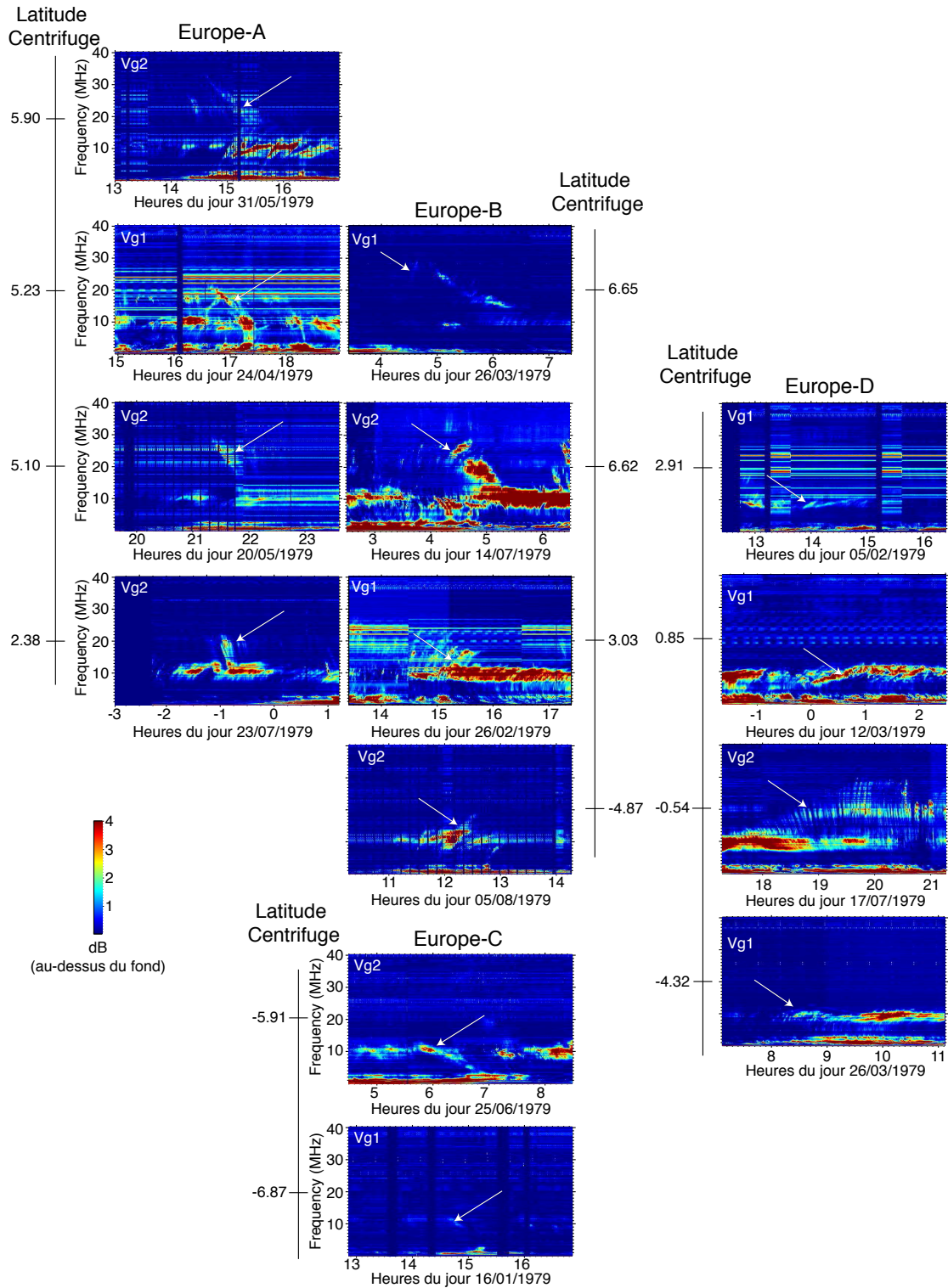


Figure 6.2 – Exemples d’arcs Europe-DAM classés par composantes (A, B, C et D), en fonction de la latitude centrifuge de la lune. L’échelle d’intensité varie selon les cas pour maximiser la dynamique.

La Figure 6.2 présente d’autres exemples d’émissions Europe-DAM, observées avec

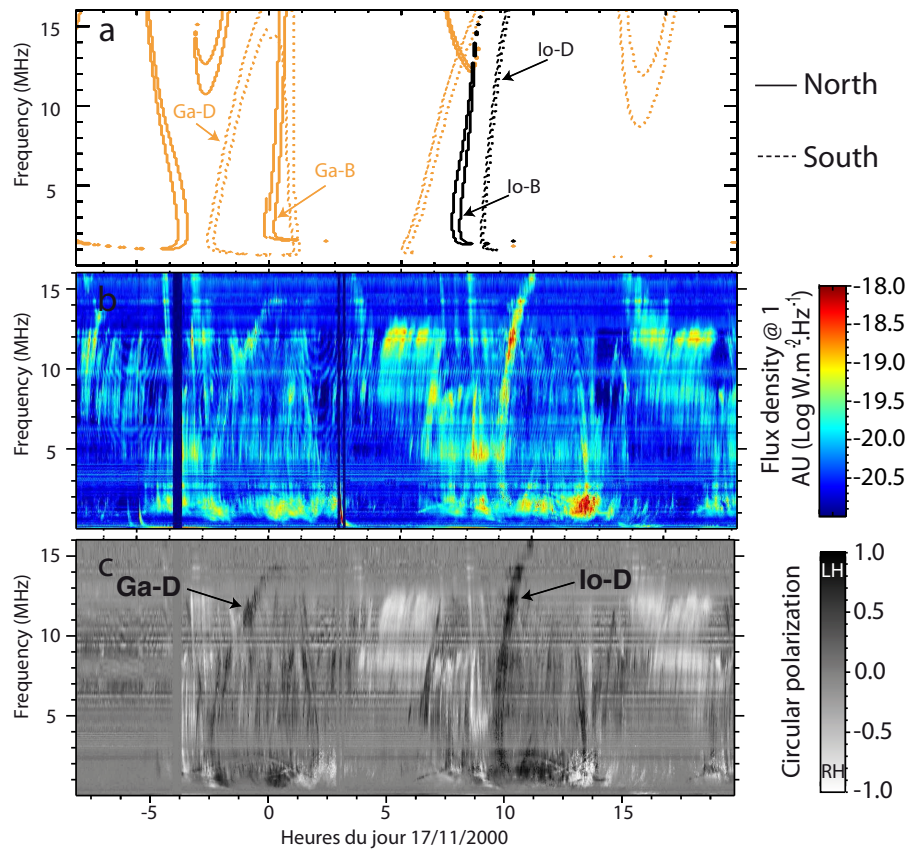


Figure 6.3 – Simulation et observation d’un arc Io–DAM et d’un arc Ganymède–DAM le 17/11/2000. Le panneau (a) présente les simulations SERPE (Io en noir et Ganymède en orange – trait plein : émission nord ; trait pointillé : émission sud), le panneau (b) présente la densité de flux et le panneau (c) le degré de polarisation circulaire mesurés par Cassini/RPWS – LH : Left Handed (polarisation gauche : émission de l’hémisphère sud) ; RH : Right Handed (polarisation droite : émission de l’hémisphère nord).

Voyager 1 et 2. Sur cette Figure, les arcs détectés sont classés par composante (A, B, C ou D) et par latitude centrifuge d’Europe, qui détermine la position de la lune par rapport au disque de plasma. En effet, comme expliqué dans le Chapitre 1, l’axe du champ magnétique de Jupiter est incliné par rapport à l’axe de rotation. Ainsi, du fait de la rotation rapide de Jupiter, le plasma magnétosphérique s’organise le long de l’équateur centrifuge (voir Figure 1.2).

La latitude centrifuge d’Europe varie de -7° à 7° . Des émissions Europe–DAM sont détectées sur toute la gamme de latitudes centrifuges d’Europe. Comme attendu (voir Chapitre 5 Figure 5.1) les émissions Europe–A et –B atteignent des fréquences maximales plus hautes que les émissions Europe–C et –D. Le Chapitre 8 reviendra plus en détails sur les émissions Europe–DAM multiples, mais on remarque déjà que peu d’arcs multiples sont observés ici (excepté pour Europe–B sur l’observation du 26/02/1979).

6.2.2 Ganymède

La Figure 6.3 présente dans le plan temps–fréquence la simulation des émissions par Io–DAM et Ganymède–DAM (panneau 6.3a) et les spectres dynamiques de la densité de flux (panneau 6.3b) et du degré de polarisation (panneau 6.3) mesurés par Cassini/RPWS, du 16/11/2000 17 h au 17/11/2000 17 h. La comparaison entre ces trois panneaux révèle que l’arc intense, polarisé LH et avec une courbure VE, observé entre 9 h et 11 h cor-

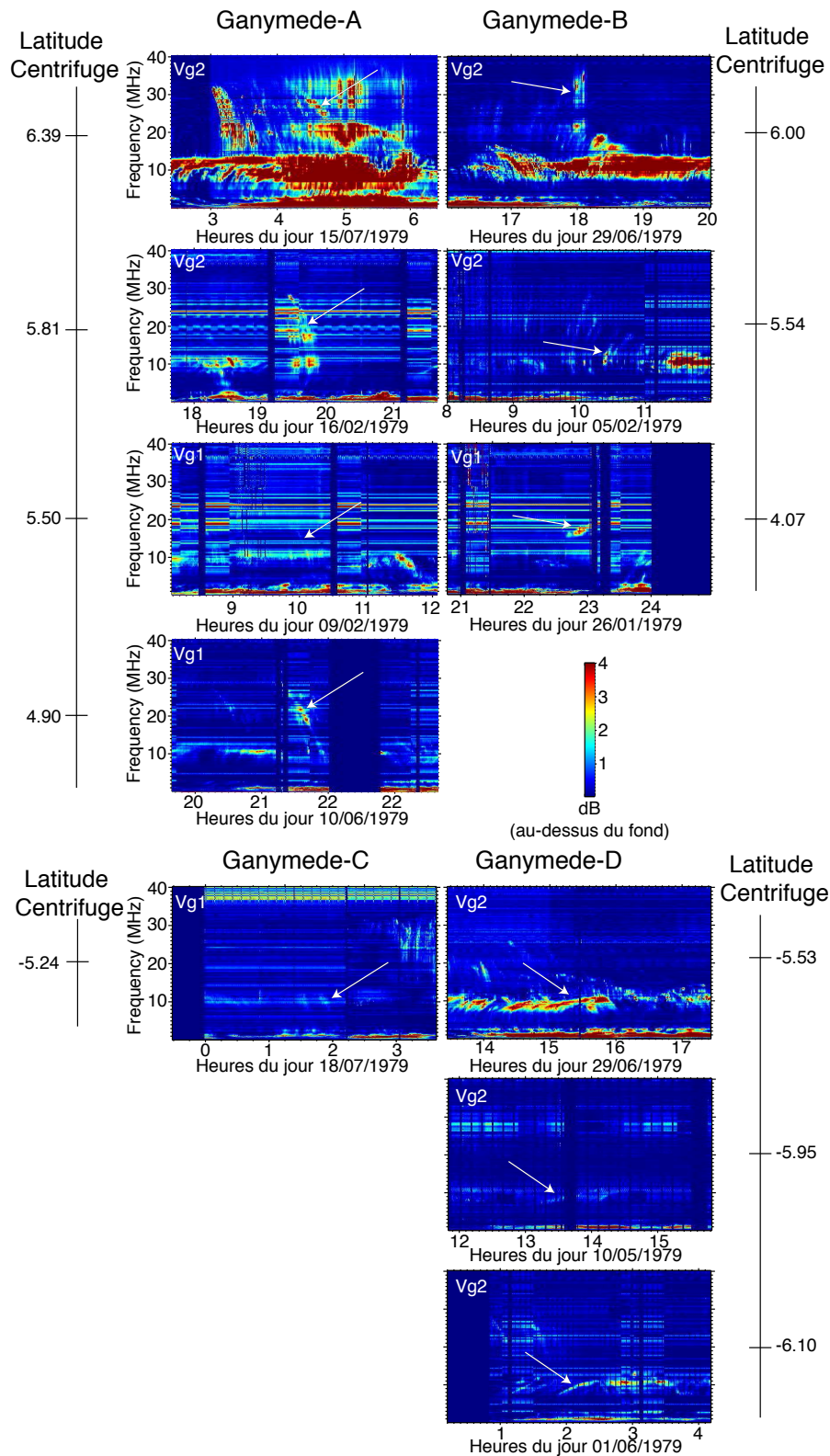


Figure 6.4 – Exemples d’arcs Ganymède–DAM classés par composantes (A,B,C et D) et en fonction de la latitude centrifuge de la lune. L’échelle d’intensité varie selon les cas pour maximiser la dynamique.

respond à l'arc Io–D simulé. De manière similaire, l'arc intense, polarisé LH et avec une courbure VE, observé entre -2 h et 1 h correspond à l'arc Ganymède–D simulé (excellente correspondance de forme et faible décalage temporel).

Pour les intervalles de temps couverts par les sondes Cassini et Voyager, j'ai pu détecter 96 événements associés à des émissions Ganymède–DAM (21 Ganymède–A, 18 Ganymède–B, 22 Ganymède–C et 35 Ganymède–D). Le catalogue de ces détections est fourni en Annexe D.

La Figure 6.4 présente des exemples d'émissions Ganymède–DAM des quatre types (A, B, C et D), observées par Voyager. Les arcs détectés sont classés par composante (A, B, C ou D) et par latitude centrifuge de Ganymède. Celle-ci varie de $-6,7^\circ$ à $+6,7^\circ$. On détecte ici aussi des émissions Ganymède–DAM sur toute la gamme de latitudes centrifuges couverte par Ganymède. Comme attendu (voir Chapitre 5 Figure 5.1) les émissions Ganymède–A et –B atteignent des fréquences maximales plus hautes que les émissions Ganymède–C et –D. Le Chapitre 8 reviendra plus en détails sur les émissions Ganymède–DAM multiples, mais on remarque déjà que peu d'arcs multiples sont observés ici (excepté pour Ganymède–B sur l'observation du 05/02/1979).

6.3 Propriétés des émissions détectées sur ~ 4 ans d'observations spatiales

Tableau 6.1 – Nombres, caractéristiques médianes (fréquences (minimum et maximum) et durée), boîtes d'occurrence (CML vs. phase de la lune ϕ_{lune}) et longitudes actives λ_{lune} correspondantes des émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM. L'extension maximale en fréquence des arcs est indiquée entre parenthèse dans la colonne « Fréquence maximum ».

Composante	Nombre	Fréquence minimum [MHz]	Fréquence maximum [MHz] (Extension maximale)	Durée [minutes]	CML ($^\circ$)	ϕ_{lune} ($^\circ$)	λ_{lune} ($^\circ$)
Europe–DAM							
Europe–A	29	3.0	22.0 (≥ 30)	40 – 45	260 – 5	245 – 280	180 – 295
Europe–B	16	2.0	22.0 (≥ 30)	40 – 45	105 – 215	85 – 110	190 – 285
Europe–C	31	2.0	13.0 (≥ 16)	50 – 70	20 – 80 80 – 195	250 – 275 240 – 275	0 – 115 250 – 335
Europe–D	54	2.0	13.0 (≥ 16)	50 – 70	225 – 55	80 – 115	260 – 140
Ganymède–DAM							
Ganymède–A	21	2.0	22.0 (≥ 30)	~ 40	0 – 10 255 – 360	250 – 265 240 – 285	160 – 285
Ganymède–B	18	1.0	22.0 (≥ 30)	~ 40	80 – 215	80 – 120	165 – 290
Ganymède–C	22	1.0	13.0 (≥ 16)	~ 60	0 – 10 100 – 180 275 – 360	260 – 275 235 – 270 250 – 275	25 – 95
Ganymède–D	35	2.0	13.0 (≥ 16)	~ 60	0 – 55 245 – 360	85 – 115 50 – 125	200 – 280 320 – 145

La détection d'émissions radio induites par deux lunes galiléennes autres qu'Io confirme

qu'il existe différents types d'interaction planète–satellite produisant des émissions auro-rales (déjà connues en UV). Lors de cette étude, j'ai détecté 130 émissions Europe–DAM et 96 émissions Ganymède–DAM. La statistique de ces détections permet de décrire leurs caractéristiques spectrales et temporelles.

Pour chacune des composantes des émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM le Tableau 6.1 indique :

- le nombre d'émissions détectées ;
- la fréquence (minimale et maximale) et la durée médianes des arcs observés ;
- les gammes de CML (*Central Meridian Longitude* – longitude de l'observateur), de phase de la lune (position par rapport à l'observateur) et de longitude de la lune auxquelles ces émissions sont observables (la géométrie de ces éléments par rapport à l'observateur est rappelée Figure 6.5).

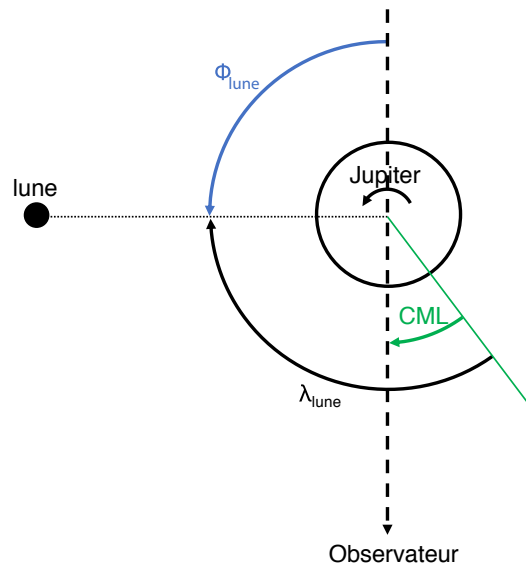


Figure 6.5 – Définition du CML de l'observateur (en vert), de la phase d'Io Φ_{Io} (en bleu) et la longitude d'Io λ_{Io} (en noir) – Figure inspirée de Marques et al. (2017).

La comparaison entre les fréquences maximales des émissions détectées et la limite haute fréquence théorique des émissions, en fonction de la longitude de la lune (présentée Figure 5.1) montre une bonne compatibilité, renforçant la pertinence de ces détections.

La variation temporelle au long cours des émissions est traitée dans la Section 6.3.1 et l'occurrence des émissions en fonction du CML et de la phase/longitude de la lune dans la Section 6.3.2.

6.3.1 Variabilité temporelle

La Figure 6.6 présente, en fonction du temps, l'histogramme de l'occurrence (panneau 6.6a) des événements Europe–DAM, Ganymède–DAM et Io–DAM (pour comparaison) détectés par Cassini, avec un pas en temps de 30 jours. Les lignes en trait plein correspondent aux émissions Europe–DAM (en bleu), Ganymède–DAM (en rouge) et Io–DAM (en noir). Le cumul des émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM est indiqué en gris. Les lignes pointillées horizontales indiquent le nombre d'émissions théoriquement observables (avec le même code couleur), en prenant en compte que seules les émissions provenant de l'hémisphère où se situe l'observateur sont visibles (dû à un feuillet conique d'émission aplati

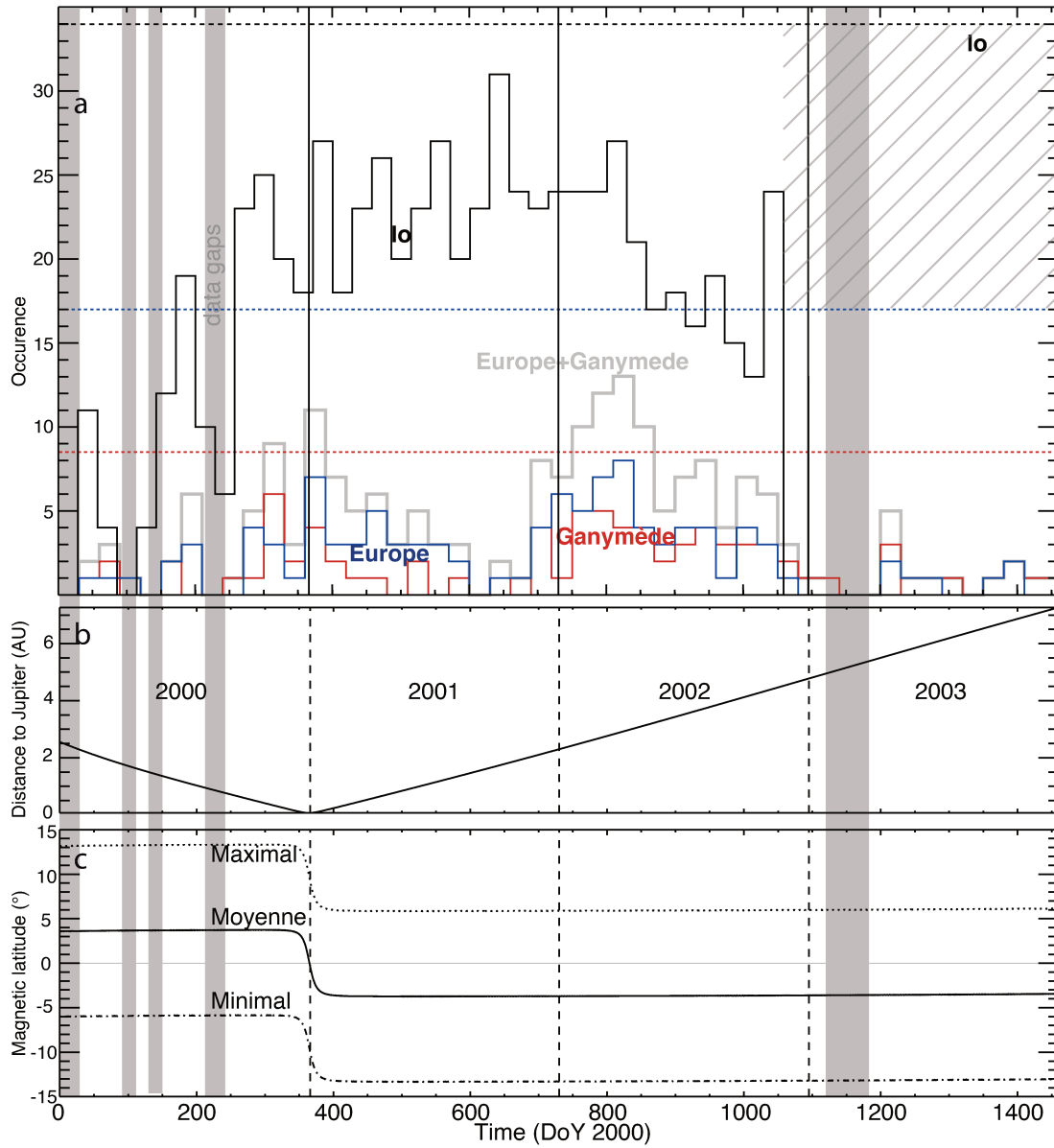


Figure 6.6 – Histogramme des détections des émissions Io, Europe et Ganymède–DAM. Le panneau (a) montre le nombre de détections, en fonction du temps, d’émissions induites par Europe (ligne bleue), par Ganymède (ligne rouge) et par Io (ligne noire). La ligne grise indique le cumul des émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM. Les lignes horizontales indiquent le nombre d’émissions théoriquement observables (avec le même code couleur). Les intervalles grisés représentent les périodes où les données ne sont pas acquises continuellement. La zone hachurée en gris indique l’intervalle de temps où le relevé d’émissions Io–DAM n’a pas été effectué. La distance de la sonde à Jupiter (en UA) est montrée dans le panneau (b). La latitude magnétique de Cassini (minimale, moyenne et maximale) est affichée dans le panneau (c).

dans la direction de l'équateur magnétique, comme proposé par Galopeau & Boudjada, 2016). C'est-à-dire que si l'émission était constante nous observerions à chaque rotation une émission coté matin puis une émission coté soir (provenant du même hémisphère que celui où se situe l'observateur). Le panneau 6.6b trace la distance (en UA) entre la sonde et Jupiter en fonction du temps. Enfin le panneau 6.6c donne la latitude magnétique (minimale, moyenne et maximale) de Cassini en fonction du temps. Les intervalles grisés représentent les périodes où les données ne sont pas acquises continuellement.

Le nombre d'événements mesurés donne une indication sur l'activité aurorale induite par ces lunes. Si des émissions Europe-DAM et Ganymède-DAM étaient produites continuellement, les émissions Europe-DAM (ligne pointillée horizontale bleue) devraient être observées deux fois plus souvent que les émissions Ganymède-DAM (ligne pointillée horizontale rouge). Le rapport entre les détections Ganymède-DAM et Europe-DAM est de 75%, indiquant que l'interaction Ganymède-Jupiter produit $\sim 50\%$ plus d'émissions que l'interaction Europe-Jupiter. La non-observation de toutes les émissions théoriquement observable indique que l'émission varie au cours d'un même mois.

Sur le panneau 6.6a, pour Europe et Ganymède, deux autres variations sont remarquables : (1) l'une liée à la distance de l'observateur (panneau 6.6b), du début de l'année 2000 à la fin de l'année 2001. Ce comportement attendu reflète la variation de la sensibilité des instruments aux émissions de Jupiter en fonction de la distance, en $1/r^2$; (2) l'autre liée à un phénomène physique (dont l'origine reste à déterminer), affectant simultanément les interactions Jupiter-Europe et Jupiter-Ganymède, dont l'activité augmente puis décroît dans le courant de l'année 2002.

Le panneau 6.6a montre une variation commune des émissions Europe et Ganymède (proxy de l'activité planète-satellite de ces lunes) sur plusieurs années, avec un facteur de corrélation linéaire de 0,65. Plus particulièrement, la variation de l'occurrence de ces émissions à l'échelle de plusieurs mois –avec quasiment aucun événement visible fin 2001 (suggérant soit que l'occurrence est réellement plus faible soit que le niveau d'activité est descendu sous le seuil de détection de Cassini/RPWS) puis une augmentation de nouveau en 2002 (avec un nombre d'occurrences sans précédent)– indique un pic d'activité commun des deux types d'interaction Jupiter-satellite de ces lunes (Ganymède possède un champ magnétique interne contrairement à Europe).

L'expression du courant associé à ces interactions, porté par des ondes d'Alfvén, est défini par $I \sim E_{\text{sat}} R_{\text{sat}} \Sigma_A$ (Hess et al., 2011a), qui dépend du rayon du satellite R_{sat} et du champ électrique $E_{\text{sat}} = -v_{\text{sat}} \times B$ produit au niveau de la lune du fait de son déplacement à la vitesse v_{sat} dans un champ magnétique B . Ce courant dépend aussi de la conductivité d'Alfvén $\Sigma_A = \sqrt{\rho/(\mu_0 B^2)}$ qui dépend de la densité de plasma ρ . Une variation globale de la densité de plasma magnétosphérique au voisinage d'Europe et Ganymède (situées respectivement à des distances orbitales de 9,5 R_J et 15 R_J) peut affecter simultanément l'occurrence des émissions radio associées à ces deux satellites.

Le cas des émissions Io-DAM est plus complexe. Afin de les comparer aux émissions Europe-DAM et Ganymède-DAM, j'ai réalisé un catalogue des émissions Io-DAM observées avec Cassini (ce catalogue est disponible en Annexe E). Ce catalogue a été conçu suivant la même procédure que le catalogue des émissions induites par Europe et Ganymède. Il couvre les années 2000 à fin 2002. Durant cette période, j'ai pu détecter 677 événements liés à des émissions induites par Io. Sur le panneau 6.6a, comme pour Europe et Ganymède, toutes les émissions Io-DAM prédites (ligne pointillée noire) ne sont pas observées (ligne noire), indiquant une variation, là aussi, de l'émission au cours d'un mois. Une croissance du nombre des émissions Io-DAM détectées est observée en 2000 et une

décroissance en 2002, cohérentes avec l'occurrence des émissions Europe et Ganymède. Cependant, un plateau de l'occurrence est observé sur l'année 2001, au moment où les détections d'émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM décroissent. L'origine de cette différence d'occurrence reste à déterminer.

6.3.2 Distribution des émissions en longitude, phase et CML

La Figure 6.7 affiche la distribution (par pas de 5°) de l'occurrence du nombre de minutes d'observation des émissions Io (panneau 6.7a), Europe (panneau 6.7b) et Ganymède–DAM (panneau 6.7c) en fonction de la longitude de la lune et ce pour chaque composante (couleurs) et pour la somme de toutes les composantes (noir). L'occurrence est normalisée par rapport au nombre total de minutes d'observation des événements détectés pour chacune des lunes. L'occurrence des émissions varie significativement en fonction de la longitude jovicentrique. Les émissions radio induites par les trois lunes sont globalement réparties en deux régions principales. Le premier maximum d'occurrence, plus large en longitude, se situe à $\sim 120^\circ \pm 70^\circ$ (largeur à mi-hauteur) pour Io, à $\sim 60^\circ \pm 50^\circ$ pour Europe et à $\sim 50^\circ \pm 40^\circ$ pour Ganymède. Ce pic est principalement dû aux émissions provenant de l'hémisphère sud (composante C et D, en rouge et orange). Le maximum secondaire se situe à $\sim 315^\circ \pm 45^\circ$ pour Io, à $\sim 265^\circ \pm 40^\circ$ pour Europe et à $\sim 240^\circ \pm 40^\circ$ pour Ganymède. Ce second maximum est principalement dû aux émissions provenant de l'hémisphère nord (composante A et B des émissions, en violet et bleu respectivement), avec une contribution non-négligeable des émissions originaires de l'hémisphère sud pour Io et Ganymède.

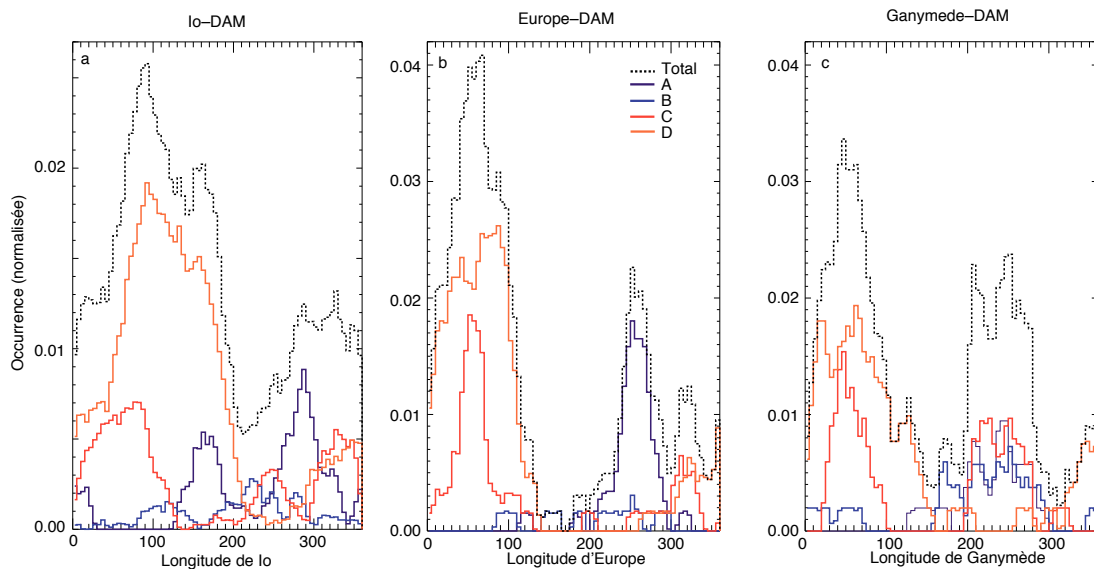


Figure 6.7 – Répartition de l'occurrence (par pas de 5°) des émissions détectées par Cassini, en fonction de la longitude jovicentrique de la lune, pour (a) les émissions Io–DAM, (b) les émissions Europe–DAM et (c) les émissions Ganymède–DAM. Les différentes couleurs se réfèrent aux différentes composantes des émissions (A,B,C ou D). L'occurrence est normalisée par le nombre total de minutes d'observation des événements détectés pour chaque lune.

La Figure 6.8 présente les distributions phase–CML de chaque composante des événements Io (panneau 6.8a), Europe (panneau 6.8b) et Ganymède–DAM (panneau 6.8c) détectés par Cassini et Voyager³. Chaque ligne en tiret correspond à un événement. Les

3. La distribution Phase–CML des émissions détectées par ces deux sondes se recouvrent, permettant de les tracer dans un seul diagramme.

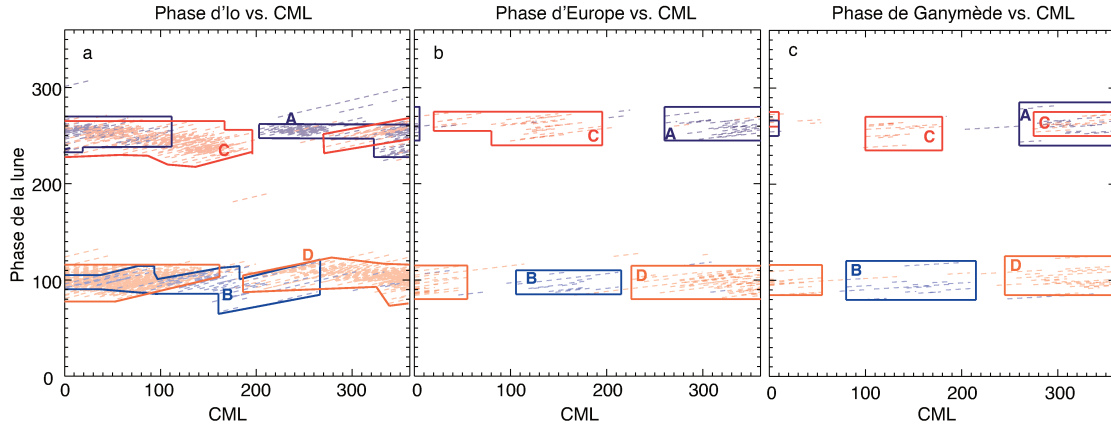


Figure 6.8 – Diagramme « phase de la lune vs. CML » pour les émissions (a) Io, (b) Europe et (c) Ganymède observées par Cassini et Voyager 1 et 2. Chaque ligne en tiret correspond à un événement. Les zones de couleurs correspondent aux différentes composantes des émissions. Ces boîtes ont une précision de 5° en phase et CML. Elles ont été définies avec le critère qu’il y ait, au moins, trois événements (pas d’événements isolés) et à partir du moment où il y a un recouvrement en CML de deux émissions.

régions délimitées par des traits pleins sont les zones d’occurrence maximale des émissions. Ces boîtes ont une précision de 5° en phase et CML et ont été définies avec le critère qu’il y ait au moins trois événements (pas d’événements isolés) et à partir du moment où il y a un recouvrement en CML de deux émissions. Cette organisation des événements permet de prédire leur visibilité pour un observateur donné.

La Figure 6.8 montre que les boîtes d’occurrence sont regroupées par composante de l’émission et ne couvrent pas tout l’espace phase–CML. Pour Europe et Ganymède, les frontières de ces boîtes sont fournies dans le Tableau 6.1. Pour Io, les boîtes couvrent les phases ϕ et CML suivantes :

- ϕ_{Io-A} centrée sur $250^\circ \pm 20^\circ$; CML : $[205^\circ-110^\circ]$;
- ϕ_{Io-B} centrée sur $95^\circ \pm 20^\circ$; CML : $[0^\circ-215^\circ]$;
- ϕ_{Io-C} centrée sur $245^\circ \pm 25^\circ$; CML : $[270^\circ-195^\circ]$;
- ϕ_{Io-D} centrée sur $100^\circ \pm 20^\circ$; CML : $[185^\circ-160^\circ]$.

Dans la Section suivante, ces boîtes d’occurrence maximale sont comparées à celles construites à partir des émissions détectées avec le NDA durant 26 ans (Marques et al., 2017; Zarka et al., 2017, 2018).

6.3.3 Comparaison aux émissions Io–DAM et Ganymède–DAM détectées avec le NDA

L’étude des émissions joviennes avec le NDA a permis à Marques et al. (2017) de produire un catalogue des émissions observées sur 26 ans, classifiées par type Io ou non–Io A, B, C ou D, avec l’intensité, la fréquence maximale, la durée et le degrés de polarisation associés. Grâce à ce catalogue, j’ai contribué à une étude qui a identifié des émissions Ganymède–DAM de manière statistique (Zarka et al., 2017, 2018).

La Figure 6.9 présente l’histogramme de l’occurrence des émissions Io–DAM et Ganymède–DAM, observées avec le NDA, en fonction de la longitude de la lune. Ces histogrammes sont tirés de Zarka et al. (2017, 2018). L’occurrence est ici donnée en pourcentage de l’occurrence globale de toutes les émissions DAM observées.

La distribution des émissions Io–DAM, comme Ganymède–DAM, en fonction de la

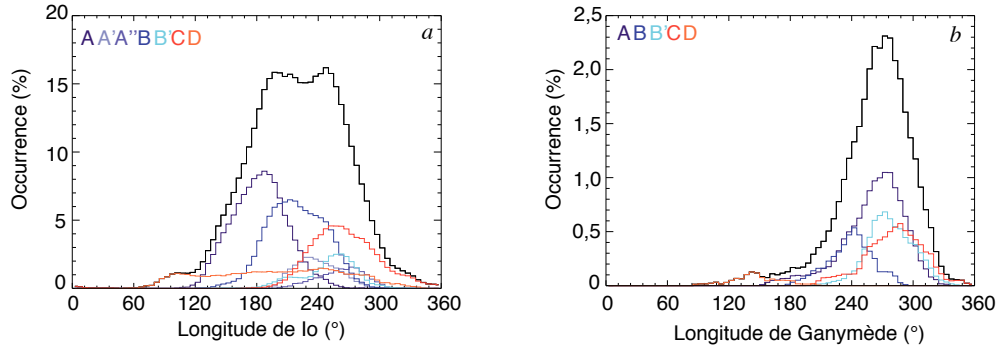


Figure 6.9 – Histogramme de l’occurrence (en pourcentage de l’occurrence globale de toutes les émissions non-Io–DAM et Io–DAM observées) des émissions (a) Io–DAM et (b) Ganymède–DAM détectées par le NDA en 26 ans (1990–2015), en fonction de la longitude de la lune correspondante. Les différentes couleurs se réfèrent aux différentes composantes des émissions (composantes principales A,B,C ou D et sous-composantes A', B' et B''). La somme de toutes les composantes est donnée en noir – Figure tirée de [Zarka et al. \(2018\)](#).

longitude active de la lune, ne révèle ici qu’un seul pic. Ce pic est centrée sur $\sim 220^\circ \pm 60^\circ$ pour Io–DAM et sur $\sim 270^\circ \pm 30^\circ$ pour Ganymède–DAM. Le pic observé avec les données Cassini/RPWS autour de $\sim 120^\circ$ pour Io et $\sim 50^\circ$ pour Ganymède (essentiellement dû aux émissions C et D) n’est pas constaté avec les données du NDA. Seul un très faible pic, à une occurrence de $\sim 5\text{--}7\%$ du pic principal, est observé à $\sim 90^\circ \pm 30^\circ$ pour Io et à $\sim 140^\circ \pm 20^\circ$ pour Ganymède, dû exclusivement aux émissions D.

L’absence de ce pic pourrait avoir une origine observationnelle. En effet, on remarque que la gamme de latitudes magnétiques jovienriques couverte est différente pour le NDA et Cassini. Cassini couvre la gamme de latitudes $[-15^\circ; 15^\circ]$, tandis que le NDA couvre seulement la gamme $\sim [-4^\circ; 4^\circ]$. Pour tester si cet effet pouvait avoir un impact, j’ai tracé l’occurrence des émissions détectées sur la gamme de latitudes magnétiques communes entre la Terre et Cassini. Ce tracé ne montre aucun changement significatif. Cette différence de distribution en fonction de la longitude n’est donc pas due à un effet de latitude.

La gamme de fréquence d’observation pourrait expliquer cette différence de distribution. Le NDA observe uniquement au-dessus de (10–)15 MHz, manquant ainsi la partie basse fréquence des arcs. À l’inverse, Cassini n’observe qu’en dessous de 16 MHz, manquant ainsi la partie haute fréquence des émissions (principalement pour les composantes A et B). Ceci doit affecter la visibilité des émissions. Pour cela, il est intéressant de comparer les distributions des émissions dans un diagramme phase–CML. En effet, pour les émissions B et D, la partie de l’arc aux fréquences les plus basses est observée plus tôt que la partie de l’arc à plus haute fréquence. La phase des émissions B et D observées avec Cassini devrait donc être centrée sur une valeur plus faible que la phase des émissions B et D observées avec le NDA. Pour les émissions A et C, l’inverse devrait se produire.

La Figure 6.10 présente les distributions « phase de la lune vs. longitude de l’observateur » de chaque composante des événements Io (panneau 6.10a) et Ganymède (panneau 6.10b), détectés avec le NDA. Les boîtes contiennent le pourcentage d’occurrence des émissions.

Les émissions Io et Ganymède ne couvrent pas tout l’espace phase–CML, mais seulement certaines zones, où leur occurrence est plus forte. Ces boîtes sont regroupées comme suit en phase ϕ :

- $\phi_{\text{Io-A}}$ centrée sur $200^\circ \pm 60^\circ$;
- $\phi_{\text{Io-B}}$ centrée sur $85^\circ \pm 30^\circ$;
- $\phi_{\text{Io-C}}$ centrée sur $240^\circ \pm 25^\circ$;

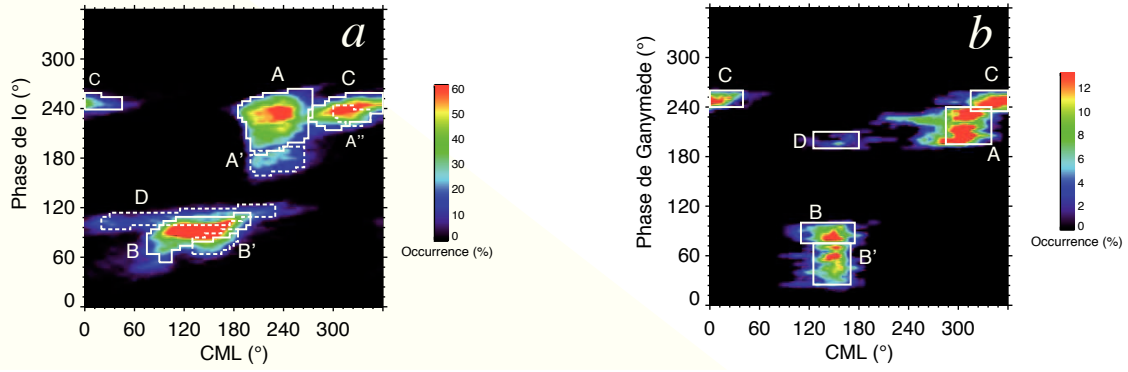


Figure 6.10 – (a) Diagramme phase de la lune–CML des émissions (a) Io–DAM et (b) Ganymède–DAM, observées par le NDA. Les zones délimitées par les lignes en pointillé blanc correspondent aux différentes composantes des émissions Io–DAM (composantes principales A,B,C ou D et sous-composantes A', B'' et B'). L'échelle de couleurs donne l'occurrence en pourcentage de l'occurrence globale de toutes les émissions (non–)Io–DAM observées – Figure tirée de [Zarka et al. \(2018\)](#).

- $\phi_{\text{Io-D}}$ centrée sur $110^\circ \pm 15^\circ$;
- $\phi_{\text{Ganymède-A}}$ centrée sur $220^\circ \pm 20^\circ$;
- $\phi_{\text{Ganymède-B}}$ centrée sur $60^\circ \pm 40^\circ$;
- $\phi_{\text{Ganymède-C}}$ centrée sur $250^\circ \pm 15^\circ$;
- $\phi_{\text{Ganymède-D}}$ centrée sur $192^\circ \pm 3^\circ$.

La comparaison des ϕ_{Io} mesurées à partir des boîtes d'occurrence de la Figure 6.8 et de la Figure 6.10 montre que pour les composantes A et C, les phases des émissions Io détectées avec Cassini sont plus élevées que celles détectées avec le NDA ($\phi_{\text{IoCassini}} > \phi_{\text{IoNDA}}$). Pour la composante D on retrouve bien l'inverse ($\phi_{\text{IoNDA}} > \phi_{\text{IoCassini}}$). Ce n'est en revanche pas le cas pour la composante B ($\phi_{\text{IoNDA}} = 85^\circ$; $\phi_{\text{IoCassini}} = 95^\circ$).

Pour les phases de Ganymède, le même constat est fait. La composante D marginalement détectée avec le NDA n'étant pas à prendre en compte car elle devrait être observée à des phases inférieures à 180° , puisque produite du côté matin par rapport à l'observateur.

Cette différence en phase de trois des composantes des émissions Io permet de remarquer que cette phase est décalée dans le sens attendu pour des émissions observées au-dessus et au-dessous de 15 MHz. Une différence de phase des observations implique une différence de longitude et de CML des détections, puisque $\lambda_{\text{lune}} = \text{CML} + 180^\circ - \phi_{\text{lune}}$. La différence de distribution, en fonction de la longitude de la lune ou en fonction du CML, des émissions détectées provient donc probablement d'une différence de fréquences d'observation.

Pour la composante Io–B ce décalage n'est pas remarqué, ce qui peut être dû à la fois (i) au nombre moins important de détections par Cassini d'émission Io–B (voir panneau 6.7a) et (ii) à la forme de l'arc Io–B, beaucoup moins étendu en temps que les émissions Io–C et Io–D.

6.4 Conclusion

La comparaison entre les simulations SERPE et les données de Voyager/PRA et Cassini/RPWS m'a permis d'établir avec certitude l'existence d'émissions radio induites par Europe et Ganymède et de déterminer leurs propriétés médianes (temporelle et spectrale)

ainsi que leur probabilité d'occurrence pour un observateur donné. La comparaison aux émissions Io–DAM détectées avec Cassini et aux détections d'émissions Io et Ganymède–DAM détectées avec le NDA (Marques et al., 2017; Zarka et al., 2017, 2018) met en avant des différences de distribution (en phase, longitude de la lune et CML) des émissions Io–DAM et Ganymède–DAM en fonction de l'observateur. Ces différences suggèrent que la gamme de fréquences d'observation influe de manière non-négligeable sur la distribution des émissions en fonction de la longitude active de la lune, ainsi que sur la gamme de CML et de phase de la lune auxquelles l'observateur peut détecter ces émissions.

La détection d'émissions induites par Europe et Ganymède dans une autre longueur d'onde que l'UV nous indique que l'interaction planète–satellite de ces deux lunes est à l'origine de plusieurs types d'émissions. Leur suivi, à long–terme, permettra d'en apprendre davantage sur les variations physiques de ces interactions (i) à des échelles de temps très courtes (à l'aide de l'instrument JunoN⁴) ou très longues (à l'aide des données du NDA couvrant 26 ans) et (ii) en fonction de la position de l'observateur (en comparant les données de Juno à celles présentées dans ce Chapitre).

4. Récepteur radio connecté au NDA permettant d'effectuer l'étude des émissions radio à haute résolution spectrale et temporelle.

Chapitre 7

Étude multi-points des émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM

Sommaire

7.1	Comparaison entre Voyager 1 et 2	67
7.2	Comparaison avec les données du NDA	69
7.2.1	Comparaison entre les sondes Voyager et le NDA	69
7.2.2	Comparaison entre Cassini et le NDA	70
7.3	Comparaison entre les sondes Cassini et Wind	72
7.4	Conclusion	72

L’objectif de ce Chapitre est d’observer successivement, avec deux observateurs différents, une même émission induite par un satellite et de se servir du décalage temporel comme indice ou preuve de l’origine de l’émission.

Pour déterminer le décalage temporel théorique entre deux observations d’une même émission, je me suis intéressé au temps de trajet attendu d’un tube de flux actif (portant des sources radio) pour parcourir la différence de longitude entre deux observateurs. Ce délai s’écrit :

$$\Delta T = \frac{\Delta\lambda}{\omega}. \quad (7.1)$$

Dans cette équation, ω correspond à la vitesse angulaire du tube de flux portant les sources (e.g. $\sim 0,61 \text{ }^\circ\cdot\text{min}^{-1}$ pour Jupiter, $\sim 0,14 \text{ }^\circ\cdot\text{min}^{-1}$ pour Io et $\sim 0,07 \text{ }^\circ\cdot\text{min}^{-1}$ pour Europe). $\Delta\lambda$ correspond à la différence de longitude entre les observateurs (corrigée du temps de trajet de la lumière). Ainsi, si l’émission persiste pendant le temps requis pour être vue successivement par deux observateurs, il est possible de déterminer s’il s’agit de sources en corotation avec Jupiter ou de sources liées à un satellite.

7.1 Comparaison entre Voyager 1 et 2

La Figure 7.1 présente un exemple d’un arc Io–DAM et d’un arc Europe–DAM, observés successivement par les expériences PRA des deux sondes Voyager. Les panneaux 7.1b et 7.1c représentent le spectre dynamique de la densité de flux. Afin de tenir compte des différences de distance des deux sondes par rapport à Jupiter, le flux est normalisé à

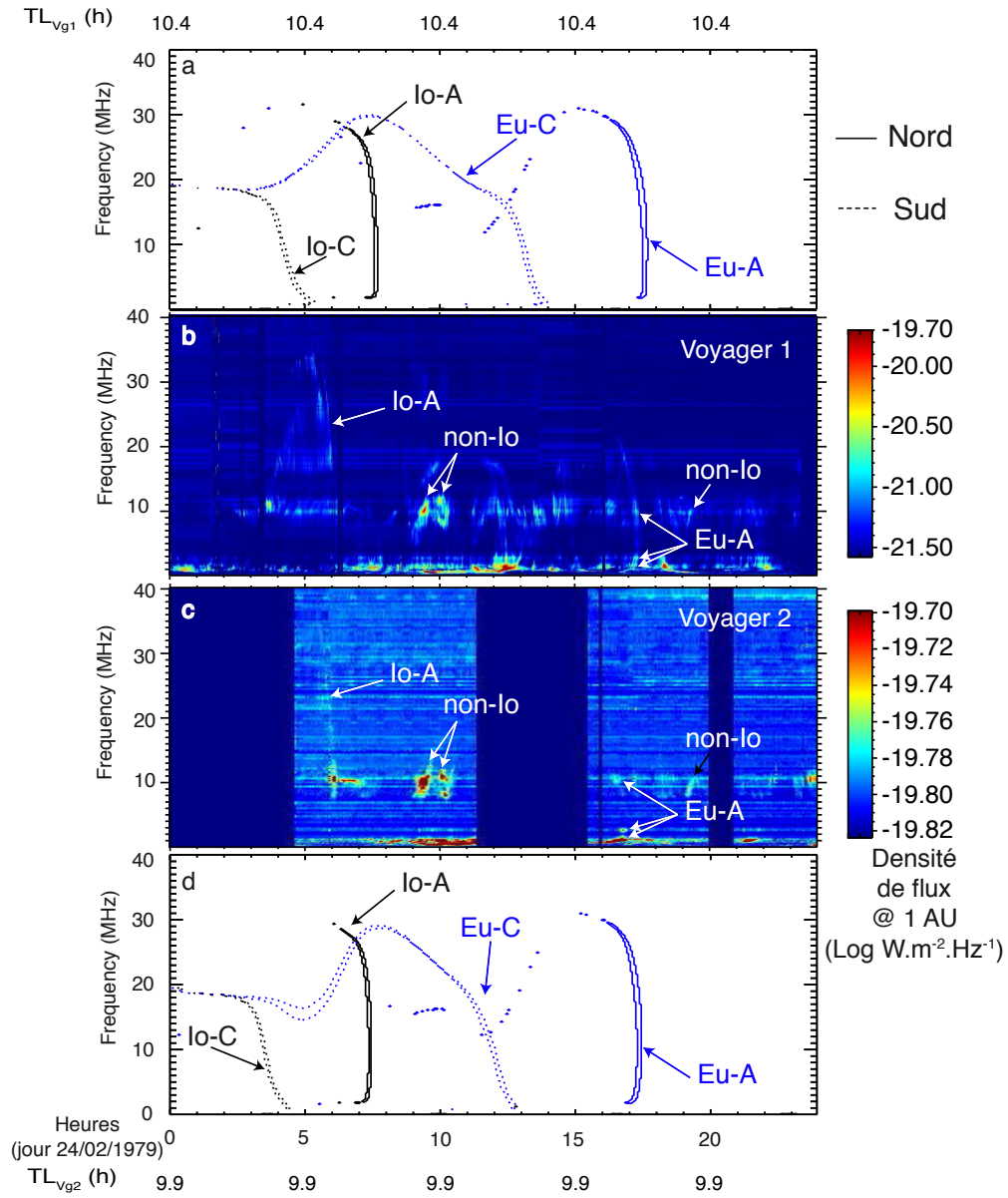


Figure 7.1 – Observations Voyager/PRA d’un arc Io–DAM et d’un arc Europe–DAM le 24/04/1979. Les panneaux a,d présentent des simulations pour Voyager 1 (a) et Voyager 2 (d) (Io en noir, Europe en bleu – en trait plein : émission nord; en trait pointillé : émission sud). Les panneaux b,c présentent les observations correspondantes. Le temps local (TL) des sondes est indiqué pour les deux sondes.

1 UA. Les panneaux 7.1a et 7.1d affichent les simulations SERPE d'émissions Io–DAM (en noir) et Europe–DAM (en bleu) correspondantes.

Dans le cas de la Figure 7.1, Voyager 1 se situe à un temps local (TL) plus élevé que Voyager 2 ($\Delta TL \sim 0,5$ h, soit $\sim 7^\circ$). La prise en compte du temps de trajet de la lumière entre les deux sondes, séparées de $\Delta d \sim 1250 R_J$ ($d_{\text{Jupiter-Voyager 1}} > d_{\text{Jupiter-Voyager 2}}$), implique un $\Delta T \sim 5$ min soit une correction de $\sim 3^\circ$. Ainsi, $\Delta \lambda \sim 4^\circ$ entre les deux sondes

Dans le cas de la Figure 7.1, un tube de flux se déplaçant en corotation avec Jupiter ou à la vitesse képlerienne d'Io ou Europe implique un délai temporel de $\Delta T_{\text{Jupiter}} \sim 7$ min, $\Delta T_{\text{Io}} \sim 29$ min et $\Delta T_{\text{Europe}} \sim 57$ min.

En premier lieu, les émissions annotées « non-Io » dans les Figures 7.1b et 7.1c sont observées séparées de quelques minutes. Ce résultat est cohérent avec le $\Delta T_{\text{Jupiter}}$ théorique pour des émissions en corotation avec Jupiter.

En deuxième lieu, la comparaison entre les panneaux 7.1b,c et 7.1a,b, permet l'identification d'un arc Io–A présent entre 5 h et 6 h sur les deux observations. Le décalage temporel mesuré entre ces deux émissions est de ~ 20 min. Bien qu'un peu en dessous de la valeur attendue, ce résultat est cohérent avec le ΔT_{Io} théorique.

Enfin, la comparaison entre les Figures 7.1b et 7.1a permet l'identification d'un arc compatible avec une émission Europe–A entre 17 h et 17 h 30 min. Sur la Figure 7.1c des portions d'arc sont visibles entre 16 h et 17 h. En comparant à la Figure 7.1d, cette signature est cohérente avec un arc Europe–A. Les Figures 7.2a et 7.2b fournissent les mêmes observations que celles présentées Figures 7.1b et 7.1c, zoomées entre 15 h 30 min et 18 h 30 min.

Les Figures 7.2c et 7.2d tracent les contours des émissions que j'ai attribuées à Europe, et les Figures 7.2e et 7.2f affichent les simulations SERPE de l'arc Europe–A. Le décalage temporel moyen mesuré entre ces deux émissions (à 0,8, 2 et 8 MHz) est de ~ 54 min, comme attendu pour une émission induite par Europe ($\Delta T_{\text{Europe}} = 57$ min).

Cette méthode confirme la détection d'une émission Europe–DAM le 24/02/1979 (Figures 7.1b et 7.2a) de manière univoque.

Il est important de noter que, sur cet exemple, les émissions Io–DAM et Europe–DAM observées par Voyager 2 sont moins intenses que celles observées avec Voyager 1, probablement car celles-ci ont varié entre la première et la deuxième détection. De plus, la différence de forme de l'arc Europe entre les observations par Voyager 1 et par Voyager 2 provient de la longitude différente du tube de flux connecté à Europe au moment de l'émission (puisque la longitude des deux observateurs était différente).

7.2 Comparaison avec les données du NDA

7.2.1 Comparaison entre les sondes Voyager et le NDA

Le catalogue que j'ai réalisé à partir des données des sondes Voyager contient 38 détections d'émissions Europe–DAM ou Ganymède–DAM. Ces émissions peuvent être comparées aux observations NDA de Jupiter durant l'année 1979. La comparaison au catalogue¹ de Leblanc et al. (1981) montre un cas d'observations simultanées d'une émission induite

1. Ce catalogue ne comprend que les dates de début et de fin des émissions observées et les fréquences minimales et maximales. Les spectre dynamiques sont disponibles sur des films 35 mm, compliqués à interpréter dans leur forme actuelle.

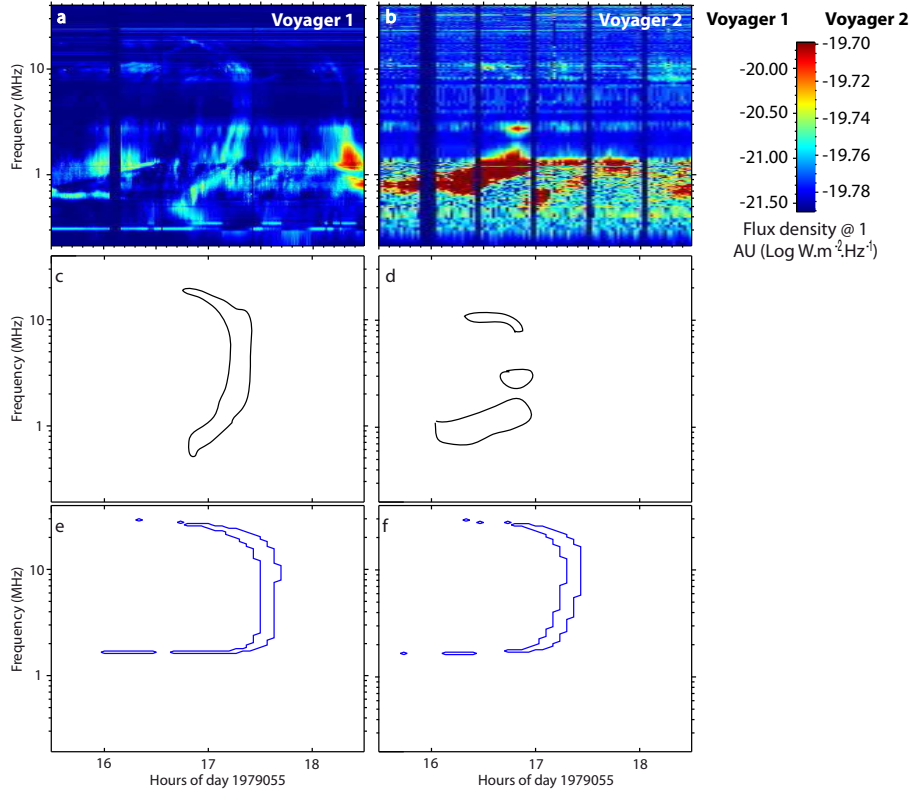


Figure 7.2 – Observations acquises par les sondes Voyager et simulations SERPE d’un arc Europe–DAM. Les panneaux de gauche (a,c,e) correspondent à Voyager 1 et les panneaux de droite (b,d,f) à Voyager 2. Les panneaux (a,b) montrent les observations, les panneaux (c,d) donnent les contours des émissions identifiées Europe–DAM et les panneaux (e,f) montrent les simulations.

Cette Figure est un zoom de la Figure 7.1 entre 15h30 et 18h30.

par Europe.

Cette émission Europe–DAM est observée par le NDA le 24/02/1979 entre 23 h 35 min et 24 h, dans la gamme spectrale [14 – 25] MHz. Elle correspond probablement à l’émission détectée par Voyager 1 le 24/02/1979 entre 16 h 45 min et 17 h 30 min, dans la gamme de fréquence [0,5–20] MHz (présentée Figure 7.1). Le délai mesurée est donc de ~ 6 h 50 min, correspondant au délai temporel théorique de ~ 7 h 30. min

Peu d’émissions sont vues successivement par Voyager et le NDA, principalement dû au fait que la plupart des événements Europe–DAM et Ganymède–DAM observés par Voyager 1 et 2 ne sont pas compris dans la fenêtre d’observation du NDA, qui est de 8 h par jour.

La numérisation des données du NDA de cette époque (1977 – 1990), enregistrées sur des films 35 mm, est en cours (Lamy et al., 2017). L’analyse de ces données numérisées permettra de confirmer/infirmes ces détections, en analysant la forme des arcs et en la comparant aux simulations.

7.2.2 Comparaison entre Cassini et le NDA

Le catalogue que j’ai réalisé à partir des données de Cassini peut aussi être comparé aux observations NDA de Jupiter, sur les années 2000 – 2003. Dans cet intervalle de temps, 108 émissions Europe–DAM et 79 émissions Ganymède–DAM ont été détections par Cassini. Cependant, à partir de 2001, du fait de la différence de temps local entre la

Terre et Cassini, il faut compter ~ 24 h pour que le tube de flux actif d'Europe passe du point de vue de la Terre à celui de Cassini (49 h pour Ganymède). Dans ces circonstances, une détection multi-point requiert une émission active au moment de son observation par chacun des deux instruments. Ceci rend donc moins probable une détection successive par ces deux instruments au-delà de l'année 2001.

Pour les détections par Cassini des événements Europe-DAM et Ganymède-DAM sur l'année 2000, aucune observation successive d'émission n'est détectée. Cela est principalement dû au fait que la plupart des événements ne sont pas compris dans la fenêtre d'observation du NDA.

Un cas d'observations successives est détecté après le survol de Jupiter par Cassini, représenté Figure 7.3. Le panneau 7.3a présente la combinaison des données de Cassini/RPWS (entre 0 et 16 MHz – le 06/01/2001) et du NDA (entre 16 et 40 MHz – le 05/01/2001) et le panneau 7.3b les simulations respectives. Les données de Cassini et celles du NDA sont décalées de ~ 23 h 40 afin de superposer correctement à 16 MHz les émissions annotées « Eu-A » et « Non-Io-A ».

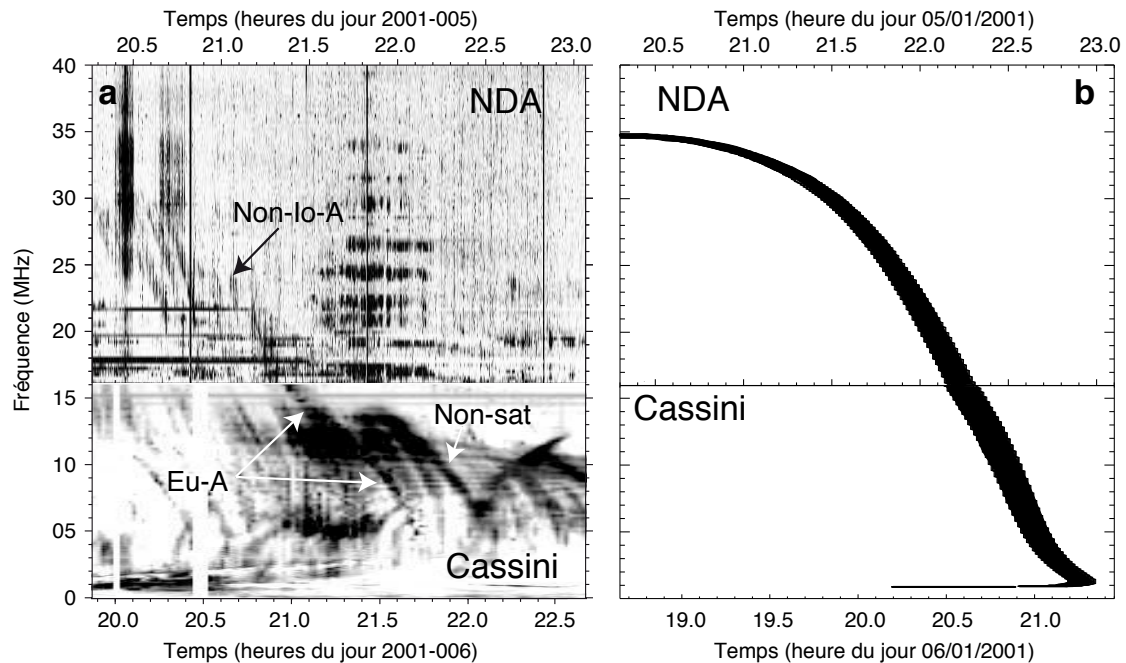


Figure 7.3 – (a) Combinaison des données de Cassini (entre 0 et 16 MHz) et du NDA (entre 16 et 40 MHz), décalées de ~ 23 h 40. L'émission annotée Eu-A (pour Europe-A) a été détectée par [Louis et al. \(2017c\)](#) et l'émission annotée Non-Io-A par [Marques et al. \(2017\)](#). (b) Combinaison des simulations d'une émission Europe-DAM observée depuis Cassini (entre 0 et 16 MHz) et depuis le NDA (entre 16 et 40 MHz).

L'émission annotée Eu-A provient du catalogue de détections effectuées avec Cassini. L'émission annotée Non-Io-A provient du catalogue de détections du NDA. Dans ce dernier, [Marques et al. \(2017\)](#) ont annoté les émissions induites par Io (Io-A, -B, -C ou Io-D) et celles non-induites par Io (Non-Io-A, -B, -C ou Non-Io-D). En conséquence, les émissions Non-Io peuvent provenir soit de sources en corotation avec Jupiter, soit de sources liées à l'une des lunes.

Au moment de ces observations, le NDA et Cassini étaient décalés de $\sim 102^\circ$ en longitude (corrige du temps de trajet de la lumière). En utilisant la méthode des précédentes Sections, le délai temporel théorique pour que le tube de flux actif d'Europe se déplace du champ de vue du NDA à celui de Cassini est de ~ 24 h 20. Le ΔT mesuré entre l'arc annoté

Eu–A et celui annoté Non–Io–A est de ~ 23 h 40 (correspondant au décalage temporel permettant la combinaison des données de Cassini et du NDA Figure 7.3). L'émission annotée Non–Io–A par Marques et al. (2017) est donc probablement une émission induite par Europe.

Il est cependant à noter que la pente « temps–fréquence » de ces deux arcs est légèrement différente. Cela peut s'expliquer par le cumul de deux phénomènes observationnels. Premièrement, la longitude du tube de flux actif d'Europe varie entre les deux détecteurs ($\Delta\lambda_{\text{Europe}} \simeq 100^\circ$). Comme vu sur la Figure 5.3, la forme de l'arc est affectée par la longitude du tube de flux. Deuxièmement, les deux observateurs ne se situent pas à la même latitude magnétique (Latitude Magnétique_{Cassini} = $-8,3^\circ$; Latitude Magnétique_{Terre} = $-4,7^\circ$), ce qui peut là aussi modifier la forme de l'arc.

Le panneau 7.3b présente les simulations d'une émission Europe–DAM observée avec Cassini (entre 0 et 16 MHz – le 06/01/2001) et avec le NDA (entre 16 et 40 MHz – le 05/01/2001) décalées de 22 h 30 min². Les pentes « temps–fréquence » des deux arcs ne sont pas similaires et rendent comptes des observations.

En définitive, l'étude multi-points de cette Section permet de confirmer l'existence d'une émission Europe–DAM observée avec Cassini. De plus, elle indique que l'émission annotée Non–Io–A par Marques et al. (2017) est certainement une émission Europe–A.

La comparaison des catalogues des émissions observées avec Cassini et le NDA ne permet pas d'aboutir à des détecteurs multi-points des émissions Ganymède–DAM. En effet, après 2001, le temps pour que le tube de flux de Ganymède aille du point de vue du NDA à celui de Cassini est de l'ordre de 48 h 40 min.

7.3 Comparaison entre les sondes Cassini et Wind

J'ai utilisé la même approche que précédemment, avec les données Cassini/RPWS et Wind/Waves acquises pendant les années 2000 – 2003. Dans cet intervalle de temps, 108 émissions Europe–DAM et 79 émissions Ganymède–DAM ont été détectées par Cassini. Cependant, comme dans la Section précédente, à partir de 2001, du fait de la différence de temps local entre la Terre et Cassini, il faut compter ~ 24 h pour que le tube de flux actif d'Europe passe du point de vue de la Terre à celui de Cassini (49 h pour Ganymède).

L'examen de 3 ans de données a permis l'identification d'une seule émission Europe–DAM observée successivement avec Cassini et Wind, entre le 09/11/2000 et le 10/11/2000. Le décalage en longitude, corrigé du temps de trajet de la lumière, vaut $\sim 33^\circ$, correspondant à un délai temporel attendu du déplacement du tube de flux d'Europe de ~ 7 h 50 min. Le décalage temporel mesuré entre ces deux arcs est de ~ 7 h 50 min, correspondant précisément au décalage temporel attendu.

7.4 Conclusion

Malgré la détection de ~ 200 émissions Europe–DAM ou Ganymède–DAM, seules quatre ont pu être détectées depuis un autre observateur. Cette méthode semble donc beaucoup moins performante que la méthode fondée sur les détecteurs à partir de SERPE

² Le décalage temporel entre les spectres dynamiques est légèrement différent de celui du panneau 7.3b, du fait de l'incertitude à ± 2 h des simulations.

(voir Chapitre 6) ou sur une statistique massive comme avec le NDA (Marques et al., 2017; Zarka et al., 2017, 2018).

Plusieurs raisons peuvent être à l'origine de ces non-observations successives d'arc par différents observateurs : (1) avec le NDA qui observe seulement 8 h par jour, la plupart des émissions Europe ou Ganymède détectées avec les sondes Voyager ou Cassini ne sont pas comprises dans les fenêtres d'observations du NDA ; (2) les délais temporels pour observer une émission successivement avec deux observateurs sont souvent de l'ordre de plusieurs heures. Or les émissions induites par Europe et Ganymède semblent fortement sporadiques, au vu du nombre détecté (130 émissions Europe–DAM sur ~ 830 détectables, et 96 sur ~ 410 pour Ganymède). Il est donc statistiquement peu probable d'observer successivement des émissions contrôlées par Europe ou Ganymède à plusieurs heures d'intervalle.

Chapitre 8

Étude des arcs multiples induits par Europe et Ganymède

Sommaire

8.1 Émissions Io–DAM multiples observées par Juno	75
8.2 Émissions Ganymède–DAM multiples observées avec Voyager	78
8.3 Émissions Europe–DAM multiples	80
8.4 Conclusion	80

En UV, des empreintes multiples ont été observées pour Io, Europe et Ganymède. En radio, des arcs radio multiples associés à Io ont régulièrement été observés et interprétés comme la signature radio des empreintes UV multiples (Hess et al., 2010b). Dans ce Chapitre, je me suis intéressé à l’existence d’arcs multiples induits par Europe et Ganymède et à leur implication sur l’environnement plasma de ces lunes.

La première Section de ce Chapitre (Section 8.1) revient sur le cas d’Io et présente un exemple d’émissions Io–DAM multiples observées par Juno. Les Sections 8.2 et 8.3 discutent respectivement de cas d’émissions Ganymède–DAM et Europe–DAM multiples.

8.1 Émissions Io–DAM multiples observées par Juno

En UV, des taches multiples sont observées pour les émissions induites par Io (Gérard et al., 2006; Bonfond et al., 2008, 2009, 2013b; Hess et al., 2010b, 2013). La perturbation induite par le mouvement d’Io dans son tore de plasma se propage le long des lignes de champ magnétique, sous forme d’ondes d’Alfvén et serait la cause principale des émissions UV au pied de la ligne de champ magnétique associée à Io. Les taches multiples UV d’Io sont séparées en trois catégories : la tache principale, appelée MAW (pour *Main Alfvén Wing*), est générée par des électrons accélérés au-dessus de l’ionosphère par le champ électrique parallèle associé à l’onde d’Alfvén cinétique. Les taches secondaires sont elles-mêmes divisées en deux sous-catégories : les taches RAW (pour *Reflected Alfvén Wing*) sont générées par les réflexions de l’onde d’Alfvén sur les bords du tore; la tache TEB (pour *Transhemispheric Electron Beam*, Bonfond et al., 2008) est produite par un faisceau d’électrons accélérés au-dessus de la tache MAW (et possiblement RAW), qui sont ensuite précipités dans l’hémisphère opposé.

La Figure 8.1 présente un schéma de la réflexion des ondes d’Alfvén (en vert) sur les

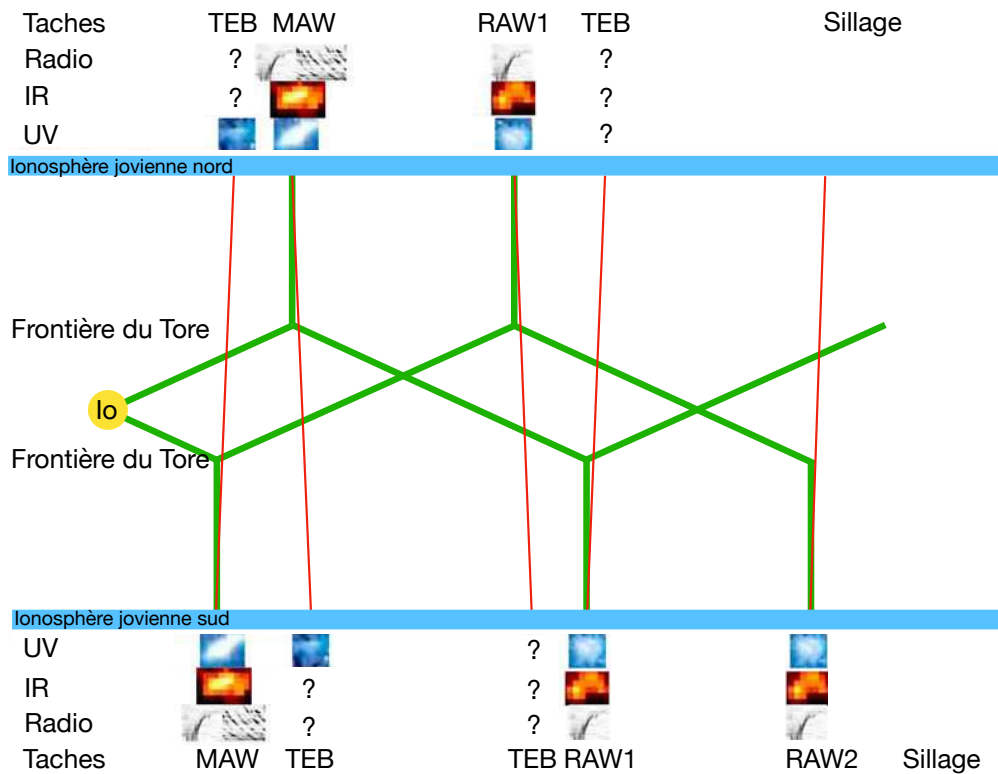


Figure 8.1 – Schéma de la propagation de l'onde d'Alfvén portant le courant à l'origine de l'accélération des électrons (traits verts) et des réflexions sur les bords du tore d'Io. Les TEB sont indiqués en traits rouges. Les émissions associées au MAW/RAW/TEB en UV, IR et Radio sont indiquées en haut et en bas du schéma – Figure adaptée de Hess et al. (2010b).

bords du tore d'Io. Les TEB sont représentés en trait rouge. Les différentes émissions observées (UV, IR et radio) sont catégorisées en MAW, RAW et TEB.

L'espacement entre les tâches dépend ainsi de la position d'Io dans son tore, qui varie avec la longitude. En effet, Io orbite le long de l'équateur jovicentrique, tandis que le tore est organisé le long de l'équateur centrifuge. Par exemple, à 202° (respectivement à 22°) de longitude, Io se situe à l'extrémité nord (respectivement sud) du tore.

Dans l'exemple présenté Figure 8.1, Io est situé dans la partie sud de son tore. Ainsi, dans l'hémisphère sud, la première tâche UV observée est une tâche MAW, associée à une accélération dans l'hémisphère sud, la seconde une tâche TEB, associée à une accélération dans l'hémisphère nord (au-dessus de la tâche MAW nord), et la troisième à une tâche RAW. En revanche, dans l'hémisphère nord, la tâche TEB, associée à une accélération au-dessus de la tâche MAW dans l'hémisphère sud, apparaît avant la tâche MAW. Aucune tâches TEB associées aux tâches RAW n'ont pour le moment été observées.

Dans le cas des émissions IR associées à Io, seules les tâches MAW et RAW sont observées (Connerney et al., 1993; Connerney & Satoh, 2000).

Dans le domaine radio, des émissions Io-DAM multiples sont aussi régulièrement observées. Les différentes études (Gurnett & Goertz, 1981; Wilkinson, 1989; Leblanc & Bagenal, 1990; Queinnee & Zarka, 1998; Hess et al., 2010a,b) pointent vers l'hypothèse d'une réflexion partielle de l'onde d'Alfvén sur les bords du tore d'Io, produisant un décalage temporel attendu et observé de l'ordre de quelques minutes. Aucune émission radio associée

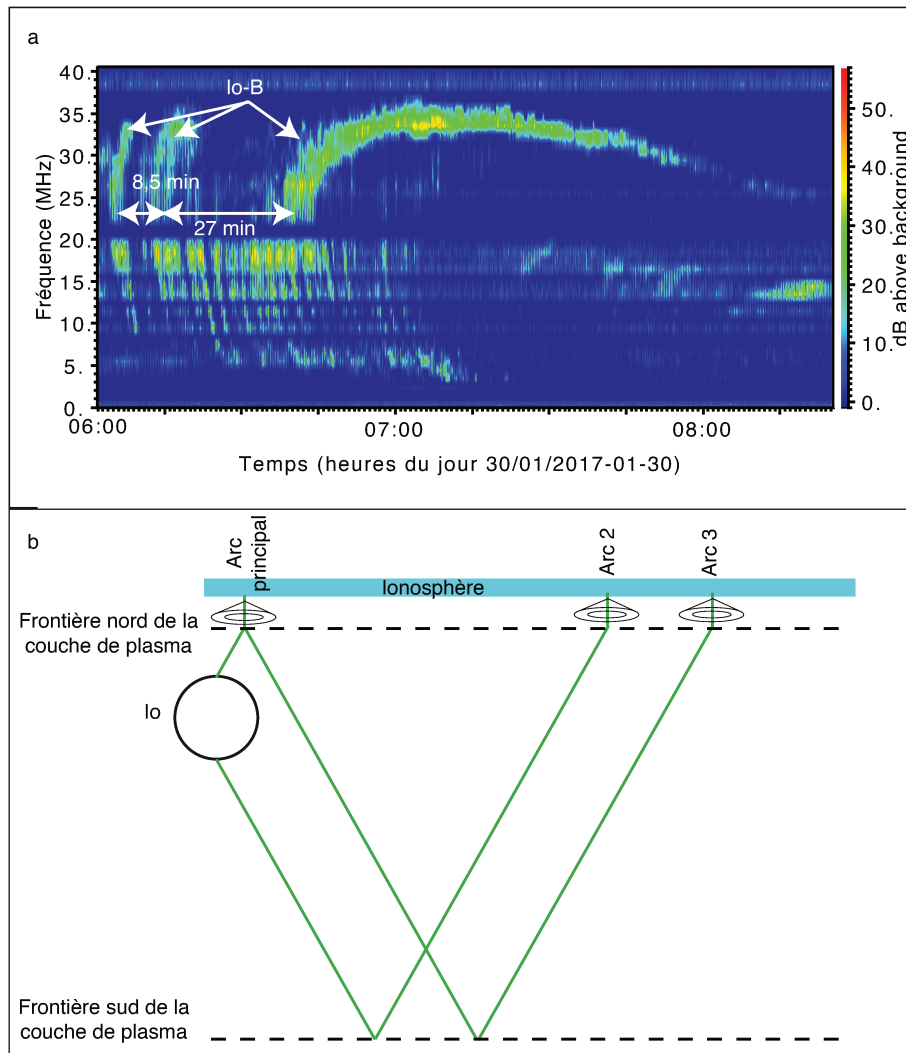


Figure 8.2 – (a) Exemple d’arcs Io–B multiples, observés par Juno le 30/01/2017. Les arcs multiples associés à Io sont annotés « Io–B ». Sur cet exemple sont observés trois arcs, espacés de $\sim 27 \pm 6$ min et $\sim 8,5 \pm 4$ min. L’incertitude sur la mesure est due à l’épaisseur des arcs. (b) Schéma théorique de la réflexion de l’onde d’Alfvén (trait vert) sur les « bords » de la couche de plasma où le gradient de densité est maximal (traits en pointillé noir), tenant compte de la latitude centrifuge d’Io au moment de l’observation de l’arc principal. Les arcs observés ici sont des arcs « B » (émis à l’ouest de l’observateur), on observe donc d’abord les réflexions qui ont lieu dans le sillage, en amont de l’arc principal, puisque le tore tourne en corotation avec Jupiter (d’ouest en est).

au TEB n’a été répertoriée à ce jour.

Selon [Leblanc & Bagenal \(1990\)](#), le temps de parcours théorique de l’onde d’Alfvén, fondé sur la vitesse d’Alfvén (définie Équation 1.1), d’un bord à l’autre du tore est de ~ 12 min. Cependant leur étude a montré que le temps de trajet observé était plus proche de ~ 14 minutes. Ce décalage de $\sim 17\%$ correspond à une augmentation de $\sim 36\%$ de la densité du tore, et induit une différence de décalage de l’ordre de 1° entre les arcs multiples.

Un exemple d’émissions radio multiples est présenté en Figure 8.2a. Sur cette Figure, trois arcs annotés « Io–B » sont observables, espacés de $\sim 27 \pm 6$ min (arcs 1–2), soit un espacement inter-taches UV correspondant à $\sim 12,5^\circ \pm 3^\circ$, et espacés de $\sim 8,5 \pm 4$ min (arcs 2–3), soit un espacement inter-taches UV correspondant à $\sim 4^\circ \pm 2^\circ$. L’observation en premier lieu des émissions secondaires s’explique par le fait que sillage est situé en avant

de la tache principale et que les émissions Io–B sont situées du côté ouest de Jupiter¹, le tore tournant en corotation avec Jupiter (d’ouest en est).

Io se situant quasiment au nord de son tore ($\lambda_{\text{Io}} \sim 214^\circ$), les trois arcs peuvent être interprétés comme étant en premier une émission associée à la tache MAW, puis deux émissions associées aux taches RAW, illustrées panneau 8.2b. Ce panneau présente la réflexion de l’onde d’Alfvén (trait vert) sur les frontières de la couche de plasma (où le gradient de densité est maximal) et les arcs correspondants.

Le décalage temporel mesuré des arcs donne un trajet d’aller–retour de l’onde d’Alfvén de $\sim 35,5 \pm 10$ min. Cette valeur est cohérente avec la valeur mesurée par [Leblanc & Bagenal \(1990\)](#) (à l’incertitude près). Une étude de la densité du tore d’Io avec les données obtenues par Juno/UVS et Hisaki² durant l’année 2017 permettrait de mieux contraindre la densité du tore, et de déterminer plus finement le temps de parcours théorique de l’onde d’Alfvén dans le tore.

Les Sections suivantes se focalisent sur la recherche d’émissions Ganymède–DAM (Section 8.2) et Europe–DAM (Section 8.3) multiples.

8.2 Émissions Ganymède–DAM multiples observées avec Voyager

[Bonfond et al. \(2013a\)](#) ont identifié plusieurs cas de taches UV secondaires associées à Ganymède. L’étude de l’évolution temporelle de la distance inter–taches a révélé que la tache secondaire était une tache TEB. [Bonfond et al. \(2017\)](#) ont détecté deux cas de taches secondaires induites par Ganymède. Pour ces deux cas, [Bonfond et al. \(2017\)](#) ont conclu que les taches secondaires étaient d’origine TEB ou RAW, du fait de la position de Ganymède dans la couche de plasma. Des émissions UV multiples étant parfois observées, la présence d’une couche de plasma (variable) le long de l’orbite de Ganymède est donc probable.

Le panneau Figure 8.3a présente un exemple d’arcs radio multiples associés à Ganymède. Quatre à cinq arcs Ganymède–B sont observés. Ils sont respectivement séparés de $\sim 15 \pm 6$ min (arcs 1–2), $\sim 6 \pm 3$ min (arcs 2–3), $\sim 13 \pm 6$ min (arcs 3–4) et $\sim 8 \pm 4$ min (arcs 4–5, l’arc 5 étant très peu intense). Lorsque l’émission principale est observée, Ganymède est située à une latitude centrifuge de $6,4^\circ$, c’est-à-dire quasiment à sa latitude la plus élevée ($6,6^\circ$). L’arc principal peut être interprété comme une émission associée au MAW, puis 4 émissions associées à des RAW, illustrées panneau 8.3b. Ce panneau présente la réflexion des ailes d’Alfvén (trait vert) sur les frontières de la couche de plasma et les arcs correspondants.

Les émissions Ganymède–DAM détectées ne présentent pas toutes des arcs multiples. Seul le cas présenté semble avéré. Pour les six autres cas présentant des arcs multiples, il est probable que plusieurs arcs soient de l’émission DAM non induit par des satellites.

Une couche de plasma suffisamment dense le long de l’orbite de Ganymède, permettant des réflexions des ondes d’Alfvén, existerait donc. Mais celle-ci serait très variable, puisqu’un seul cas clair d’émissions Ganymède–DAM multiples (sur une centaine d’événements) a pu être détecté.

1. Pour des émissions situées du côté est de Jupiter (Io–A et Io–C) les arcs multiples seront vues après l’arc principal.

2. Hisaki est un télescope spatial japonais effectuant des observations dans l’ultraviolet extrême, placé en orbite terrestre depuis 2013, qui permet d’effectuer entre autres des observations du tore d’Io.

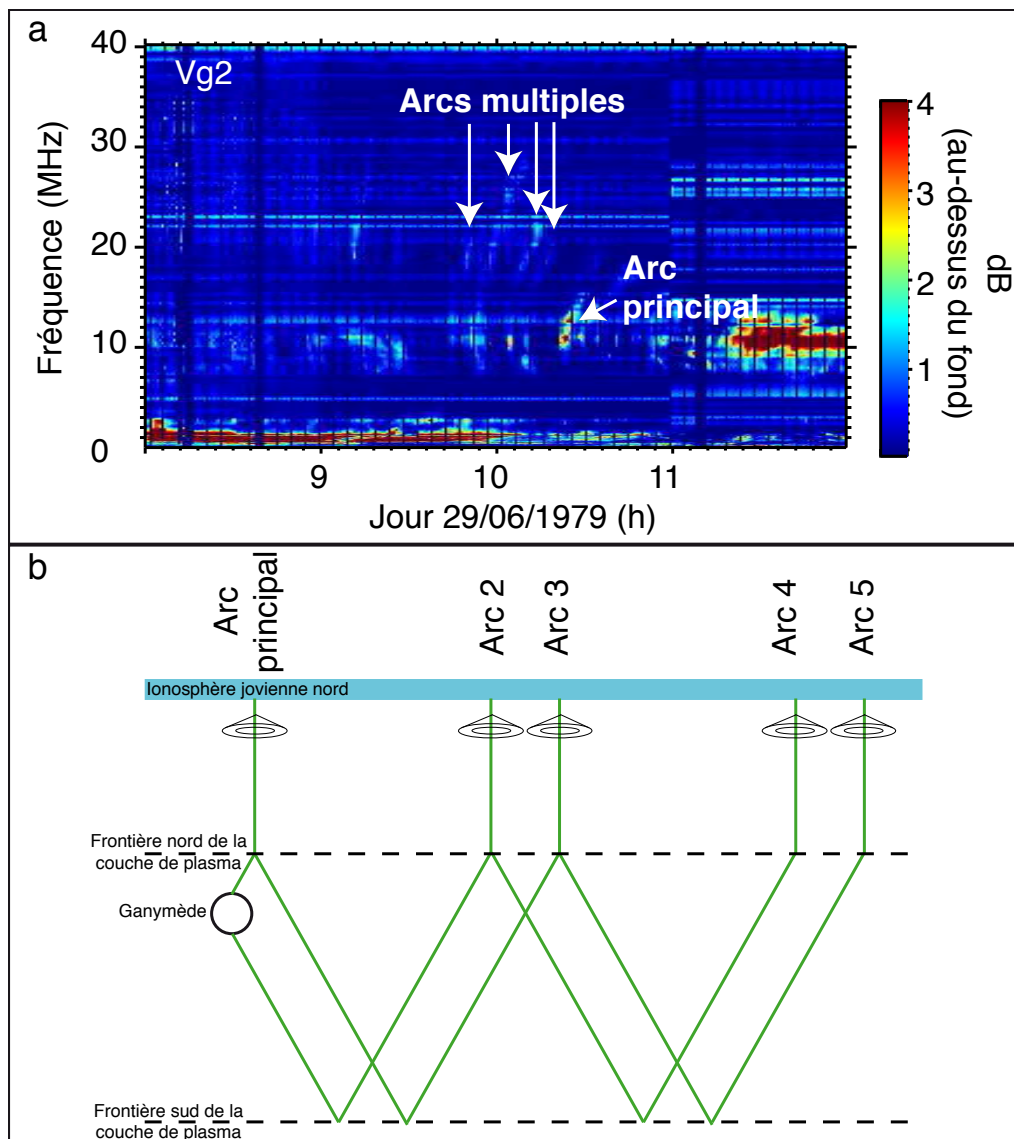


Figure 8.3 – (a) Exemple d’arcs Ganymède–B multiples, observés par Voyager 2 le jour 29/06/1979. Sur cet exemple sont observés cinq arcs. Ils sont respectivement séparés de $\sim 15 \pm 6$ min (arcs 1–2), $\sim 6 \pm 3$ min (arcs 2–3), $\sim 13 \pm 6$ min (arcs 3–4) et $\sim 8 \pm 4$ min (arcs 4–5, l’arc 5 étant très peu intense). L’incertitude sur la mesure est due à l’épaisseur des arcs. (b) Schéma théorique de la réflexion de l’onde d’Alfvén (trait vert) sur les « bords » de la couche de plasma où le gradient de densité est maximal (traits en pointillé noir), tenant compte de la latitude centrifuge de Ganymède au moment de l’observation de l’arc principal.

8.3 Émissions Europe–DAM multiples

Bonfond et al. (2017) ont étudié un premier cas de tache secondaire UV associée à Europe. La différence de longitude inter-tache mesurée dans l'hémisphère nord ($12,5^\circ$) était plus grande que dans l'hémisphère sud (3°). Lors de cette observation, Europe était située à une latitude centrifuge nord, suggérant que les taches secondaires sont des taches RAW, impliquant la présence d'une couche de plasma suffisamment dense le long de l'orbite de Europe permettant des réflexions des ondes d'Alfvén. Toutefois, un seul cas de tache UV secondaire est observé, ce qui suggère la présence d'un environnement plasma de la lune très variable, ne permettant pas d'observer la plupart du temps des taches UV multiples.

L'étude des émissions radio induites par Europe n'a pas permis l'identification claire d'émission multiple. Quatre cas sont ambigus, car l'arc secondaire est difficile à discerner. Le cas le moins ambigu, le 15/03/2002, suggère un décalage temporel inter-arcs de l'ordre de $16,7 \pm 5,6$ min, correspondant à une différence de longitude de $11,3^\circ \pm 3,7^\circ$. Europe se trouvant à ce moment à une latitude centrifuge sud ($\sim -4,2^\circ$), ce décalage en longitude entre les arcs est cohérent avec celui des taches UV mesuré par Bonfond et al. (2017), et suggère que cette émission secondaire est un arc RAW.

Les conclusions provenant du domaine UV montraient que l'environnement plasma de la lune était très variable, rendant difficiles des détections d'événements multiples. Et en effet, seuls quelques cas ambigus d'arcs radio multiples induits par Europe ont été observés, sur la centaine de détections d'émissions Europe–DAM. Dans ces conditions, aucune conclusion claire ne peut être apportée sur la présence d'une couche de plasma le long de l'orbite d'Europe suffisamment dense pour permettre la réflexion des ondes d'Alfvén.

8.4 Conclusion

Ce Chapitre met en avant l'existence d'émissions radio multiples associées à Ganymède et possiblement à Europe. La présence d'une couche de plasma suffisamment dense, mais fortement variable, est suggérée par la rareté de telles observations (un événement Ganymède–DAM uniquement, un incertain pour Europe, et 6 (respectivement 4) cas ambigus pour Ganymède (respectivement Europe)). Les résultats de ce Chapitre sont en accord avec ceux de Bonfond et al. (2008, 2017), à savoir sur l'existence et l'origine (RAW) de telles émissions multiples, et par conséquent sur la présence d'une couche de plasma assez dense et fortement variable le long de l'orbite de ces lunes.

Quatrième partie

Études des émissions radio joviennes observées avec Juno/Waves

Nous irons nous promener quelque part entre la Grande Ourse et Jupiter
CAPITAINE ARCHIBALD HADDOCK – P. L. M.–L. G.

Chapitre 9

Jupiter observé avec Juno/Waves

Sommaire

9.1	Juno/Waves <i>survey</i>	83
9.2	Juno/Waves <i>burst</i>	85

Dans ce Chapitre, je décrirai les données Juno utilisées dans cette Partie IV. Ces données sont de deux types : observation en mode routine (basse résolution ou *survey*) et forme d'onde (haute résolution ou *burst*). Les données *survey* sont acquises durant toute l'orbite de Juno, avec un balayage de la gamme de fréquences en 1, 10 ou 30 secondes en fonction de la distance à Jupiter (voir Chapitre 3 et Section 9.1). Les données *burst* sont obtenues seulement lors des périodes. Il s'agit de données forme d'onde permettant de reconstruire des spectres dynamiques à haute résolution spectrale et temporelle. Pour étudier les émissions joviennes décamétriques, j'ai principalement utilisé les données mesurées par le récepteur HFR sur la gamme [3 – 40,5] MHz (voir Section 9.2).

9.1 Juno/Waves *survey*

La Figure 9.1 présente un exemple de données *survey* acquises par les quatre récepteurs dans les gammes suivantes : (i) le récepteur LFR-*Low* entre 1 et 20 kHz, (ii) le récepteur LFR-*High* entre 20 et 140 kHz, (iii) le récepteur HFR-*Low* entre 140 et 3500 kHz et enfin (iv) le récepteur HFR-*High* entre 3500 et 40500 kHz.

En abscisse de la Figure 9.1 sont fournies les éphémérides de la sonde, à savoir la distance en R_J de Juno à Jupiter, la longitude, la latitude invariante et magnétique, le temps local et le L -*shell* de la ligne de champ magnétique interceptée par la sonde, ainsi que la position d'Io par rapport à Juno.

Le L -*Shell* (McIlwain, 1966) correspond à l'apex dipolaire, c'est-à-dire à la distance en R_J à l'équateur d'une ligne de champ magnétique dans un cadre dipolaire. La distance en tout point de la ligne de champ magnétique est donnée par $r = L \sin^2\theta$ avec θ la latitude magnétique. Cependant le champ magnétique jovien étant déformé par une couche de courant, l'apex réel est seulement égal à l'apex dipolaire très proche de la planète. Au-delà, il faut se servir d'abaques comme celles de Zarka et al. (2001) dont un exemple est donné Figure 9.2 pour le passage de l'apex dipolaire (basé sur le modèle de dipôle D4 de Smith et al. (1976) incluant le décalage du champ magnétique) à l'apex réel pour le modèle JRM09 avec le modèle de couche de courant de Connerney et al. (1981).

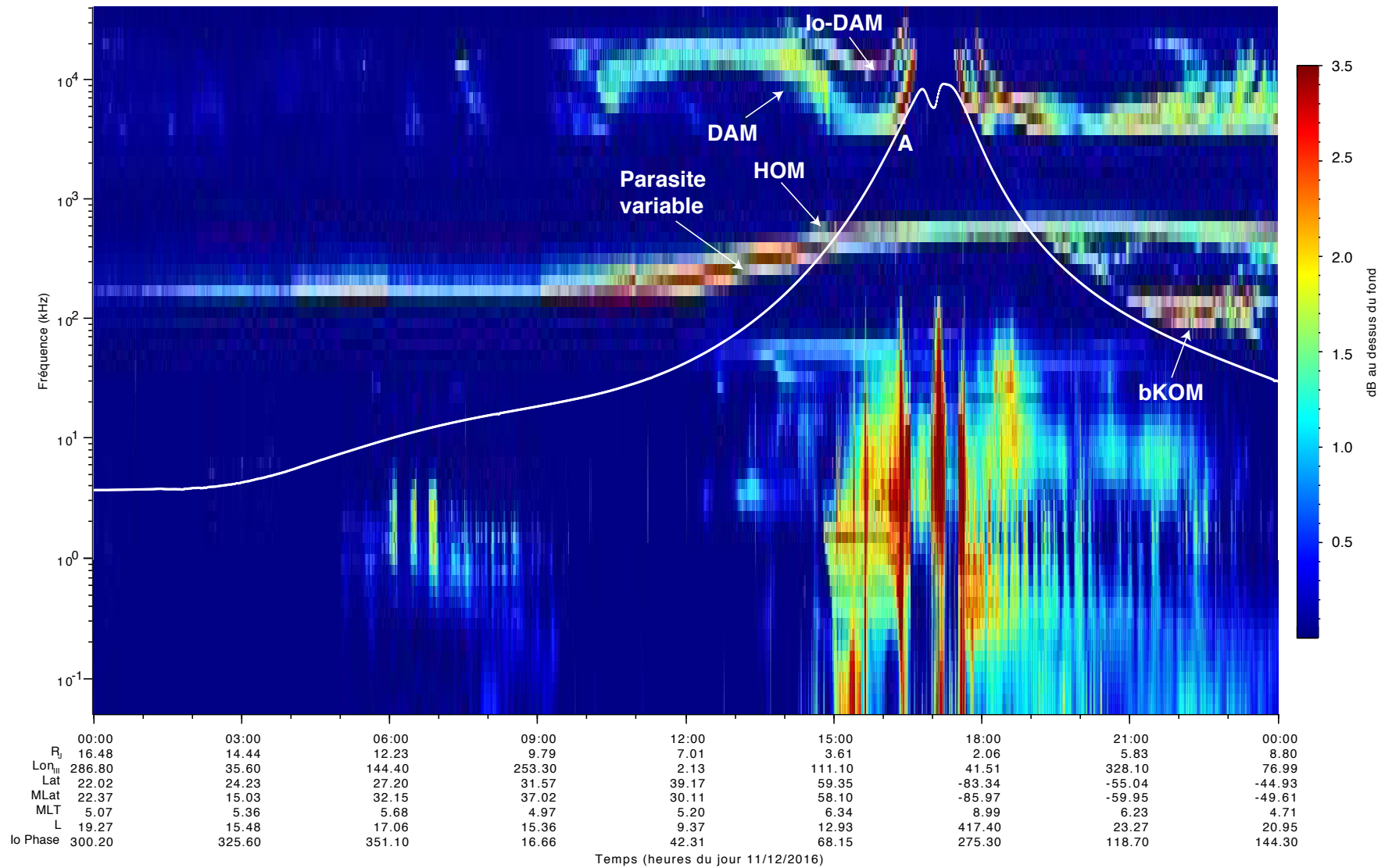


Figure 9.1 – Exemple de données Juno/Waves en mode *survey* lors du périjoive #3 (11/12/2016), entre 00 h et 24 h. La ligne blanche représente la fréquence cyclotron électronique, calculée à partir de la mesure de B par Juno/MAG. Les éphémérides de la sonde (distance, longitude, latitude invariante et magnétique, temps local et L -shell de la ligne de champ magnétique interceptée par la sonde) ainsi que la position d'Io par rapport à Juno sont indiquées en abscisse.

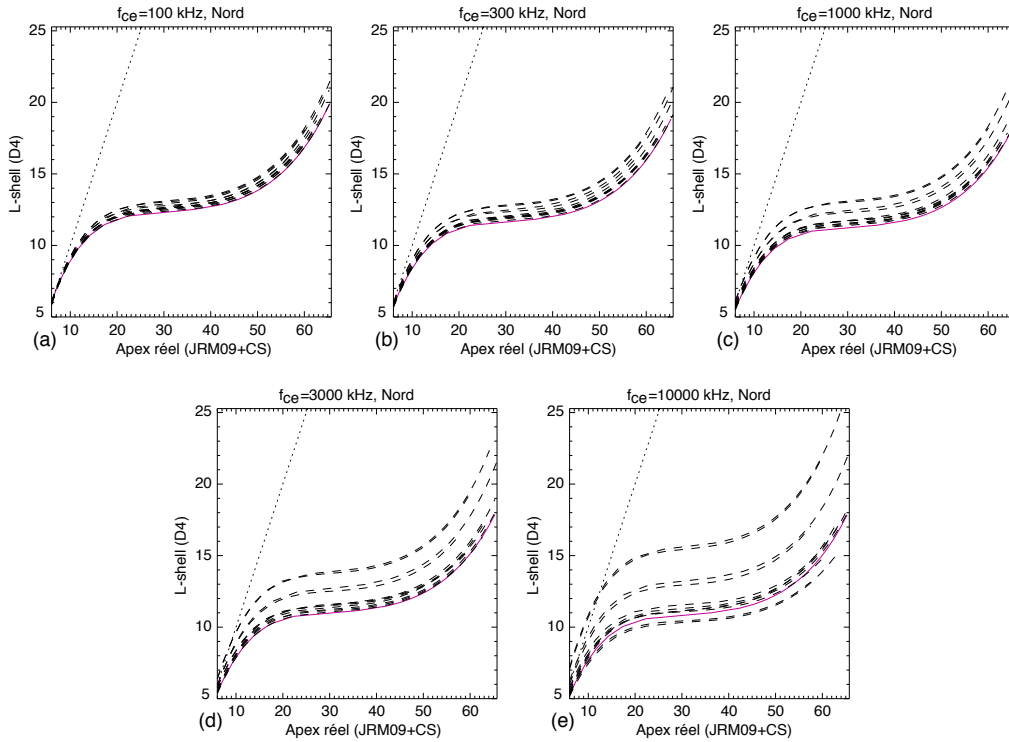


Figure 9.2 – Abaque de passage entre les valeurs d’apex dipolaire L (calculées à partir du modèle de champ magnétique D4 Smith et al., 1976) et d’apex réel (calculées avec le modèle de champ magnétique JRM09 avec le modèle de couche de courant de Connerney et al. (1981)) des lignes de champ magnétique à l’altitude où la gyrofréquence vaut (a) $f_{ce} = 100$ kHz, (b) $f_{ce} = 300$ kHz, (c) $f_{ce} = 1000$ kHz, (d) $f_{ce} = 3000$ kHz et (e) $f_{ce} = 10000$ kHz dans l’hémisphère nord. Les valeurs de L (apex dipolaire) et de l’apex réel sont données en R_J . La ligne solide rouge correspond à 0° de longitude jovicentrique et les lignes en tireté à $0^\circ + n \times 30^\circ$. La ligne en pointillé est la bissectrice (apex dipolaire $L = \text{apex réel}$).

Sur la Figure 9.1, toutes les composantes du signal radio jovien (bKOM, HOM, DAM et Io–DAM) sont observées (indiquées sur la Figure). Plus la distance (indiquée en abscisse en R_J) diminue, plus l’intensité du signal observée augmente, dû à la sensibilité en $1/r^2$ des instruments radio.

Concernant le récepteur HFR–Low, on remarque que celui-ci est beaucoup moins sensible que les autres récepteurs, et qu’un parasite variable intense brouille l’écoute du signal sur une large gamme de fréquences (ici [130–800] kHz). En dehors du périjove, aucun signal n’est observable dans la gammes de fréquence du récepteur HFR–Low.

La ligne blanche représente la fréquence cyclotron électronique f_{ce} locale calculée à partir de l’intensité B du champ magnétique mesurée par Juno/MAG (Connerney et al., 2017a). L’émission étant émise à une fréquence proche de f_{ce} (voir Chapitre 2), l’étude des données Juno/Waves acquises lors des périjoves permet de déterminer la localisation des sources radio (voir Section 9.2). En effet, lorsque l’émission est observée sous (ou proche de) f_{ce} , alors Juno se situe dans (ou à proximité d’) une source radio. Par exemple vers ~ 16 h 30 min on remarque que l’émission DAM se situe en dessous de f_{ce} (indiquée en A).

9.2 Juno/Waves burst

Les données *burst* sont acquises exclusivement durant les heures encadrant les périjoves (± 12 h). Je détaillerai uniquement le récepteur HFR–High (gamme [3–40,5] MHz),

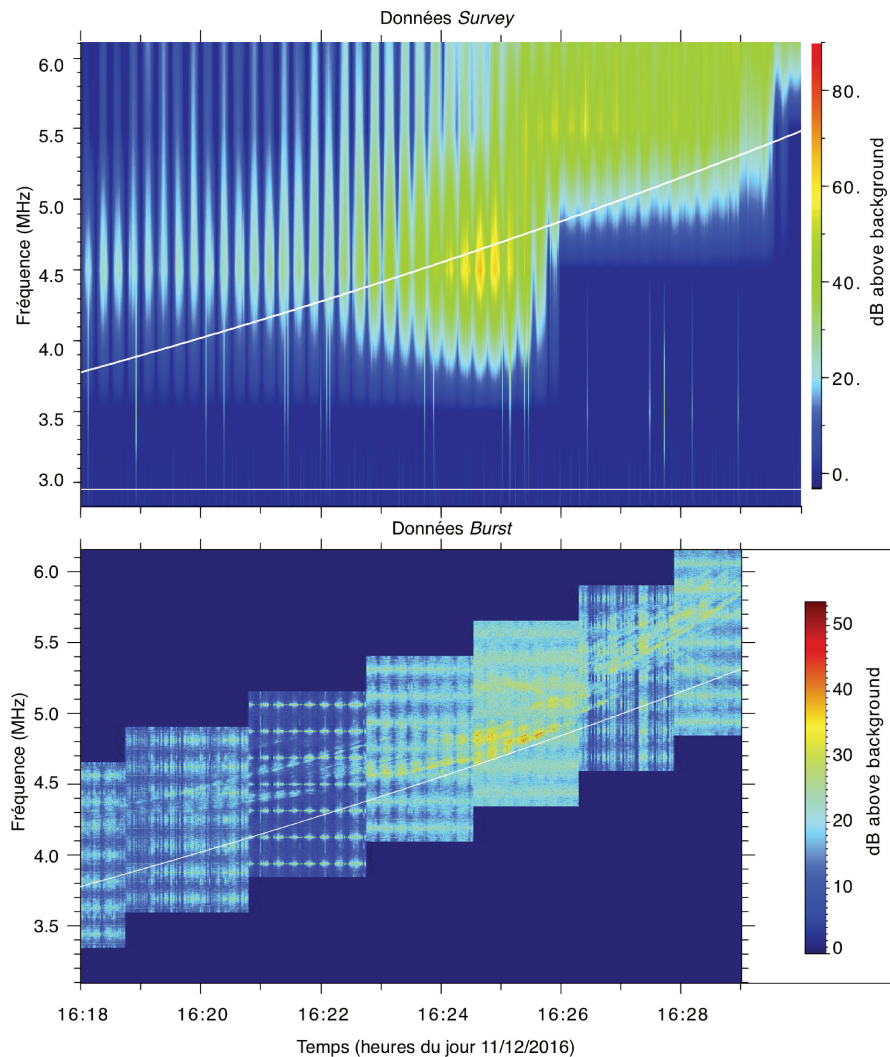


Figure 9.3 – Exemple de données Juno/Waves en mode (a) *survey* et (b) *burst*, lors du périove #3 (11/12/2016), entre 16 h 14 et 16 h 30. La ligne blanche représente la fréquence cyclotron électronique f_{ce} locale, calculée à partir de la mesure de B par Juno/MAG.

Le spectre dynamique du panneau 9.3a provient de l’outil Autoplot (Faden et al., 2010). Le spectre dynamique du panneau 9.3b a été produit à partir d’une routine de lecture et de tracés des données que j’ai écrite durant la thèse.

permettant d’étudier les émissions joviennes décamétriques. En mode *burst* ce récepteur enregistre des données en forme d’onde permettant de construire des spectres dynamiques de $\sim 1,8$ min par 1,31 MHz à une résolution de 1 s par ~ 320 Hz. Ces spectres dynamiques à haute résolution sont pré-calculés par l’Université d’Iowa (équipe PI de l’instrument).

La Figure 9.3 présente deux spectres dynamiques de données acquises avec les modes *survey* (panneau 9.3a) et *burst* (panneau 9.3b) lors d’un passage de Juno à proximité d’une source (indiquée « A » dans la Figure 9.1). Sur ces deux panneaux, la ligne blanche représente la f_{ce} locale.

Une modulation du signal à 15 secondes est visible dans les spectres dynamiques de la Figure 9.3. La réception du signal est maximale quand celui-ci arrive perpendiculairement au dipôle et nulle quand il arrive parallèlement au dipôle. Ainsi, la sonde tournant sur elle-même deux fois par minute, alors une modulation du signal est vue par le dipôle avec une période deux fois plus courte.

Sur le panneau 9.3a (données *survey*), l’émission est observée sous f_{ce} entre 16 h 21 min

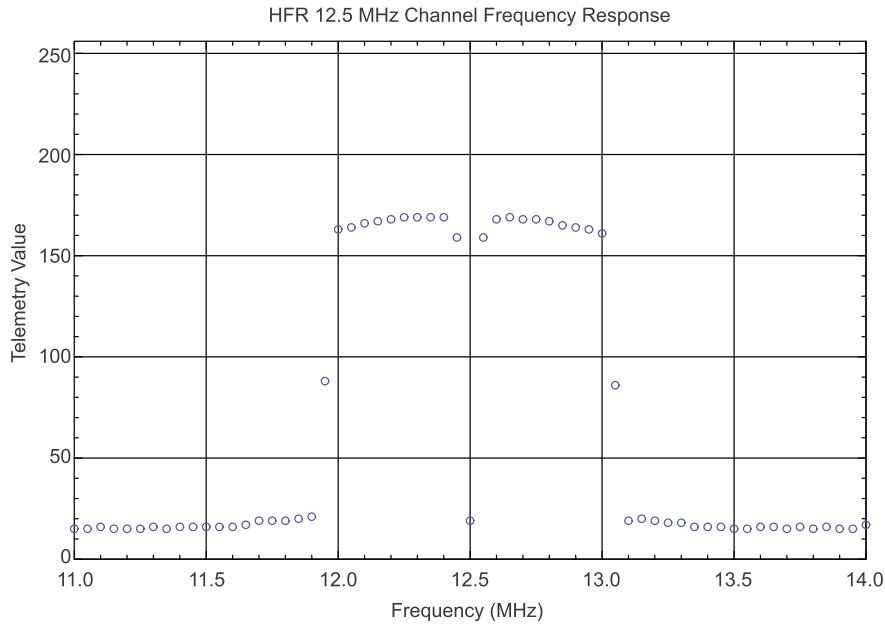


Figure 9.4 – Exemple de la bande passante du canal à 12,5 MHz du récepteur HFR-*High* en mode *survey* – Figure tirée de Kurth et al. (2017b).

et 16 h 29 min, tandis que sur le panneau 9.3b (données *burst*), l'émission est toujours située quelques pourcents au-dessus de f_{ce} , exceptée entre 16 h 24 min et 16 h 26 min où elle est tangente à f_{ce} .

La raison de la différence entre les données *survey* et *burst* provient de la largeur des canaux en mode *survey* et de la forme de leur bande passante (représentée Figure 9.4) qui étale les émissions observées sur ± 500 kHz (avec une réponse nulle au centre de la bande).

Les données *survey* renseignent sur le passage de Juno dans ou à proximité d'une source radio. Le recours aux données *burst* permet de déterminer plus finement la fréquence d'émission locale et de la comparer à la fréquence IMC attendue (voir Chapitre 12), selon l'équation :

$$f_{\text{IMC}} = f_{ce} \Gamma_r^{-1} + \frac{k_{||} v_{r||}}{2\pi}. \quad (9.1)$$

Si l'onde amplifiée est émise perpendiculairement à la ligne de champ magnétique alors la composante parallèle (||) est nulle. Ainsi l'Équation 9.1 peut s'écrire $f_{\text{IMC}} = f_{\perp} = f_{ce} \Gamma_r^{-1}$, reliant directement la fréquence de coupure à l'énergie des électrons.

En revanche, si l'émission est émise de manière oblique par rapport à la ligne de champ magnétique, alors $k_{||} v_{r||} \neq 0$. Dans le cadre d'une émission de type cône de perte et d'électrons faiblement relativistes, l'équation de résonance d'une émission de type oblique peut être approximée à $f_{\text{IMC}} = f_{\text{oblique}} = f_{ce} \Gamma_r$ (voir Chapitre 2 Équation 2.14), permettant, là encore, de relier directement la fréquence de coupure à l'énergie des électrons.

Si la fréquence de coupure de l'émission peut être déterminée, l'énergie des électrons résonants peut donc être estimée. L'analyse des données Juno/JADE¹ permettra d'obtenir

1. JADE (pour *Jovian Auroral Distributions Experiment* McComas et al., 2017) est un instrument à bord de Juno qui effectue des mesures des ions de faible énergie (dans la gamme [5 eV – 50 keV]) et des électrons (dans la gamme d'énergie [0,1 – 200] keV avec une mesure de la fonction de distribution électronique).

l'énergie de ces électrons, de tester f_{IMC} et donc d'obtenir la direction d'émission de l'onde (oblique ou perpendiculaire).

Dans les Chapitres 10 et 11, seules les données Juno/Waves du mode *survey* sont exploitées. Dans le Chapitre 12, une première utilisation des données du mode *burst* est présentée.

Chapitre 10

Émissions Io–DAM observées avec Juno

Sommaire

10.1 Comparaison de simulations SERPE aux observations Juno/- Waves sur plusieurs révolutions d’Io	89
10.2 Comparaison de simulations SERPE aux observations Juno/- Waves, NDA et Wind/Waves sur une révolution d’Io	91
10.3 Comparaison de simulations SERPE aux observations Juno/- Waves au périjoive	93
10.4 Conclusion	95

Ce Chapitre présente la comparaison d’observations Juno/Waves à des simulations d’émissions Io–DAM avec SERPE (Louis et al., 2017b)¹. Les simulations utilisées proviennent de la base de données de simulations explicitée au Chapitre 5

10.1 Comparaison de simulations SERPE aux observations Juno/Waves sur plusieurs révolutions d’Io

La Figure 10.1 présente des simulations SERPE d’émissions Io–DAM provenant de l’hémisphère nord (panneau 10.1a) et sud (panneau 10.1b) et les observations Juno/Waves correspondantes (panneau 10.1c) sur une période de onze jours, soit un peu plus de six révolutions d’Io. Sur cet intervalle de temps, Juno se situait principalement dans l’hémisphère magnétique sud.

Sur le panneau 10.1c, de nombreux arcs sont observés. La comparaison aux simulations (panneaux 10.1a et 10.1b) permet de noter une excellente correspondance entre les arcs intenses observés et ceux modélisés pour l’hémisphère sud : tous les arcs Io sud (C et D) sont bien détectés dans les données Juno/Waves, avec des formes très proches de celles des arcs simulés.

Trois conclusions peuvent être tirées de cet exemple. Premièrement, seules les émissions Io–DAM sud prédites sont observées. Celles simulées pour l’hémisphère nord ne sont pas détectées. Sur cette période de onze jours, Juno se situe principalement dans l’hémisphère magnétique sud ($\lambda_{\text{magnétique}} \in [-30^\circ; +1^\circ]$). Cela montre que Juno n’observe que

1. Pour plus de détails sur cette étude, la publication associée est fournie en Annexe K.

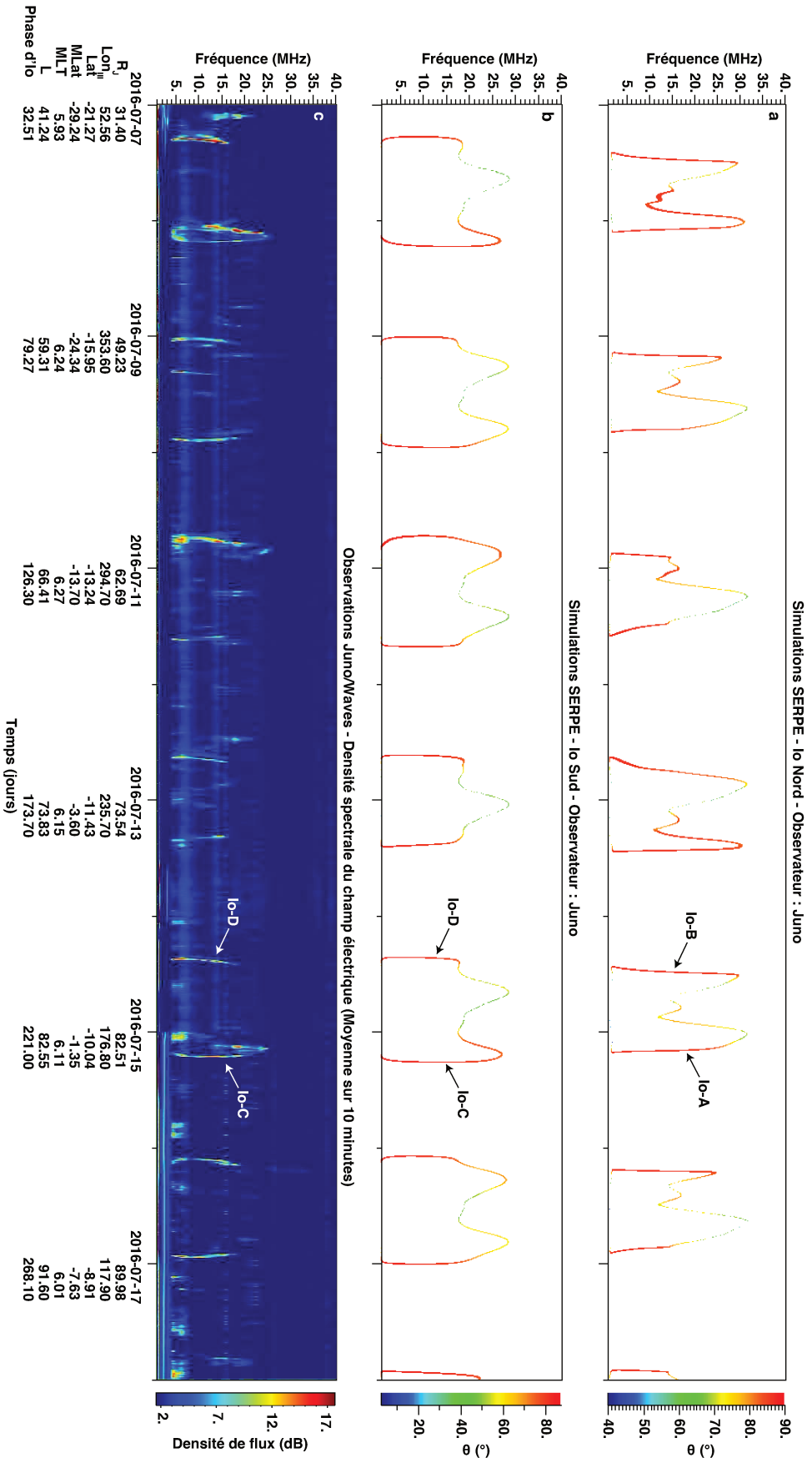


Figure 10.1 – Comparaison de simulations SERPE d'émissions Io-DAM provenant de l'hémisphère nord (panneau a) et sud (panneau b) à des observations de Juno/Waves (panneau c). L'échelle de couleurs des panneaux de simulations indique la valeur de l'angle d'ouverture du feuillet conique d'émission θ . L'échelle temporelle est de 11 jours. L'axe des abscisses fournit également la distance à Jupiter (R_J), la longitude de l'angle de l'axe de l'émission III, la latitude magnétique, le temps local, le L-shell et la phase d'Io. Des exemples d'arcs correspondant à la nomenclature « A », « B », « C » et « D » sont indiqués.

les émissions de l’hémisphère (magnétique) dans lequel il se situe. SERPE suppose un angle d’ouverture du feuillet conique d’émission constant quelque soit l’azimuth autour de la ligne de champ magnétique. Or ce dernier est probablement aplati, à cause d’effets de réfraction dans la source (effets non pris en compte ici), qui diminueraient l’ouverture θ du feuillet conique d’émission dans la direction de l’équateur magnétique (Galopeau & Boudjada, 2016), rendant l’émission non-observable pour un observateur dans l’hémisphère (magnétique) opposé à la source.

Deuxièmement, les émissions prédites sont observées seulement si l’ouverture du feuillet conique d’émission θ est supérieure ou égale à $70^\circ \pm 5^\circ$ (couleur rouge-orange), correspondant généralement aux émissions aux « bords » (C et D ici) de chaque arc Io complet (cf Chapitre 5 Section 5.3). Sur cet exemple, pour des émissions provenant de l’hémisphère sud, cela correspond à la gamme de fréquence inférieure à 20 – 25 MHz. Les simulations SERPE prédisent que l’émission est géométriquement et continûment observable. Cependant, elles ne garantissent pas la production de l’émission à toutes les fréquences le long du tube de flux actif. Cette non-observation des émissions (à haute fréquence), quand la lune se situe à des longitudes proches de celle de l’observateur, est systématique ici et correspond aux émissions prédites avec un angle θ inférieur à $70^\circ \pm 5^\circ$. Les émissions ne seraient donc soit pas produites, soit simulées avec un angle θ incorrect.

Troisièmement, des émissions aux formes non-observées jusqu’alors sont détectées. Des exemples sont visibles le 8 et le 15 juillet 2016, en début de journée. Sur ces deux exemples, les arcs prennent la forme de boucles quasi-fermées dans le plan temps-fréquence. Cette forme, imparfaitement simulée ici, est probablement due à l’orbite particulière de Juno, impliquant une variation rapide de sa latitude magnétique (de -10° à -27° en 3 h 30 min le 8 juillet 2016), changeant rapidement la géométrie observateur-sources. Si le feuillet conique d’émission est aplati dans la direction de l’équateur magnétique (Galopeau & Boudjada, 2016) du fait d’effets de réfraction (non simulés par SERPE pour le moment), la visibilité du feuillet conique d’émission peut être fortement impacté par un changement rapide de latitude magnétique, modifiant ainsi la forme de l’arc observé.

10.2 Comparaison de simulations SERPE aux observations Juno/Waves, NDA et Wind/Waves sur une révolution d’Io

La Figure 10.2 présente, sur un même intervalle de 36 heures (c’est-à-dire presque une révolution d’Io), les simulations Io-DAM provenant de l’hémisphère sud pour un observateur terrestre (panneau 10.2a), les observations combinées du NDA (flux en polarisation circulaire gauche) et de Wind/Waves (flux total) (panneau 10.2b), les simulations Io-DAM provenant de l’hémisphère sud pour Juno (panneau 10.2c) et les observations de Juno/Waves (panneau 10.2d).

Les panneaux 10.2c et 10.2d confirment les conclusions tirées de la Figure 10.1, c’est-à-dire : (i) les arcs sont observés uniquement quand les simulations prédisent $\theta \geq 70^\circ \pm 5^\circ$; (ii) seules les émissions du même hémisphère magnétique que l’observateur sont observées.

Ce zoom sur 36 h permet, en outre, de constater que les émissions sont correctement modélisées, avec une erreur en temps de l’ordre de l’heure (cf Chapitre 4). L’épaisseur observée des arcs en Figure 10.2 est compatible avec l’hypothèse d’une épaisseur du feuillet conique d’émission $\Delta\theta \sim 1^\circ$ (Kaiser et al., 2000), autrement dit d’une extension spatiale des sources de $\sim 1^\circ$ en longitude.

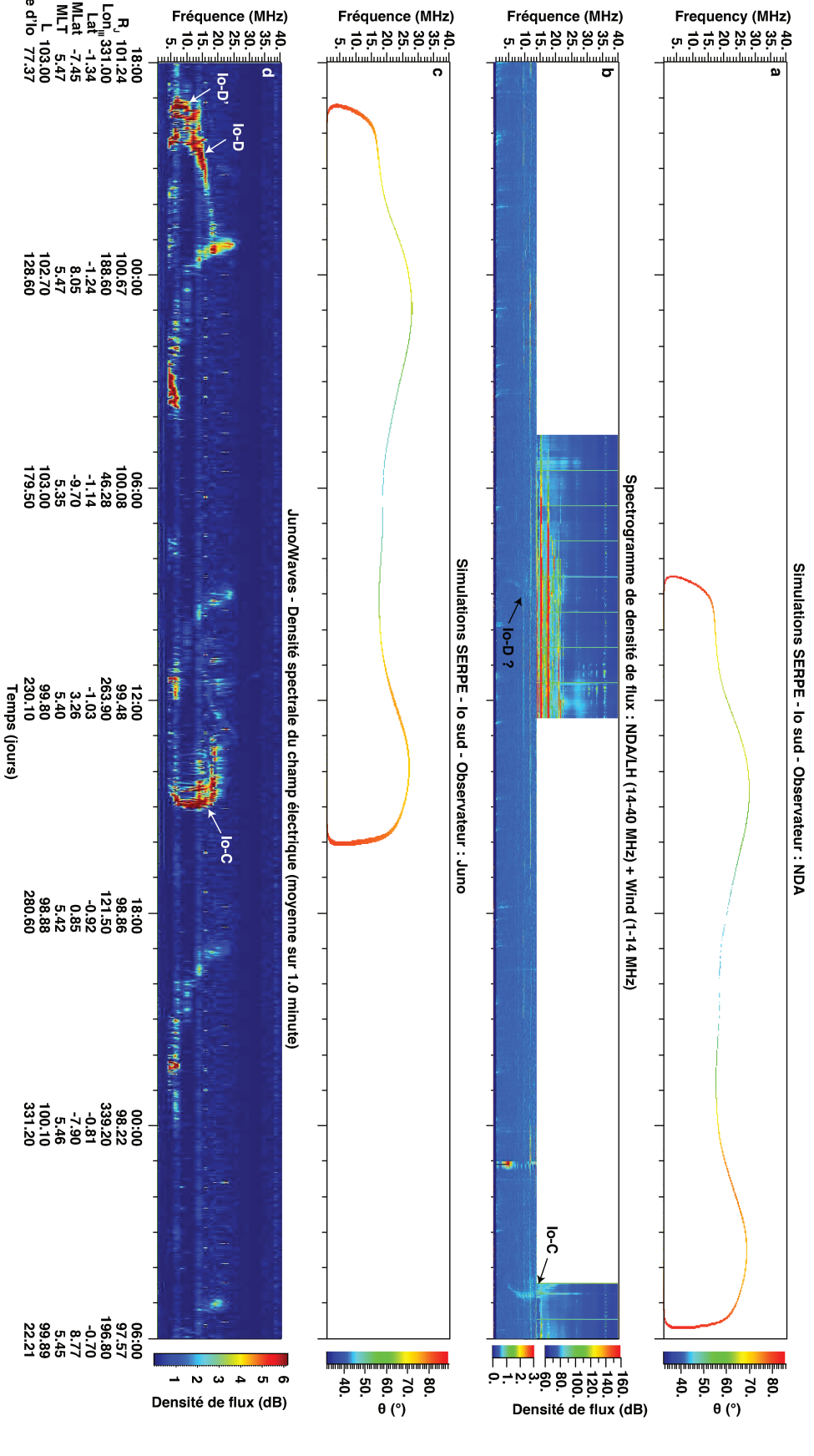


Figure 10.2 — Cette Figure présente, sur une durée de 36 heures entre le 25 et le 27 novembre 2016, les simulations des émissions Io-DAM de l'hémisphère sud pour un observateur terrestre (panneau a), les observations simultanées de Wind/Waves (0 – 14 MHz) et de la partie LH du NDA (14 – 40 MHz) (panneau b), les simulations d'émission Io-DAM originaires de l'hémisphère sud pour l'observateur Juno (panneau c) et les observations Juno/Waves (panneau d). L'échelle de couleurs des panneaux de simulations indique la valeur de l'angle d'ouverture du feuillet conique d'émission θ . L'axe des abscisses fournit la distance à Jupiter (R_J), la longitude et la latitude système III, la latitude magnétique, le temps local, le L-shell et la phase d'Io.

Sur le panneau 10.2d, un arc précédant l'arc principal Io–D est observé, annoté Io–D'. Ce cas de figure est souvent constaté pour les arcs Io–B et est interprété comme l'illustration d'arcs produits par les réflexions multiples de l'aile d'Alfvén sur les bords du tore d'Io (voir Chapitre 7 et Queinnec & Zarka, 1998; Marques et al., 2017). Il semble que ce phénomène d'arcs multiples ne soit pas propre aux émissions Io–B, mais également observable pour les émissions Io–D.

La comparaison des données combinées Wind/Waves–NDA et des simulations SERPE correspondantes (panneaux 10.2b et 10.2a) permet de déterminer la présence d'émissions Io–C et Io–D (cette dernière est visible seulement par Wind et est très peu intense). Les observations du NDA apportent des informations supplémentaires. En effet, l'émission Io–C présente une polarisation circulaire LH dominante, ce qui confirme qu'elle est originaire de l'hémisphère sud de Jupiter.

Sans avoir recours aux simulations, la comparaison entre les données combinées Wind/Waves–NDA (panneau 10.2b) et les données Juno/Waves (panneau 10.2d) permet de confirmer l'origine des arcs observés, en appliquant la méthode utilisée dans le Chapitre 7. Pour rappel, cette méthode se fonde sur le délai temporel nécessaire pour que le tube de flux actif passe du champ de vue d'un observateur à celui d'un autre situé à une longitude différente (ici de Juno à la Terre). Dans le cas de la Figure 10.2, Juno était à un TL de $\sim 5,4$ h et la Terre à un TL de $\sim 12,5$ h. Le délai théorique (~ 12 h 40 min) et les délais observés (~ 13 h 30 min pour l'arc Io–D et ~ 13 h 30 min pour l'arc Io–C) sont en accord, confirmant que l'interaction Io–Jupiter est bien à l'origine de ces émissions. Dans cet exemple, l'interaction Io–Jupiter a été observée à quatre moments différents, échantillonnant un jour et demi et indiquant que l'émission était stationnaire sur presque une révolution d'Io.

10.3 Comparaison de simulations SERPE aux observations Juno/Waves au périjove

La Figure 10.3 présente des données du NDA (panneau 10.3a), des simulations SERPE de l'émission Io–DAM nord et sud vues depuis Juno (panneaux 10.3b et 10.3c) et des données Juno/Waves (panneau 10.3d), autour du périjove #1 (27/08/2016 13 h).

Deux arcs Io–DAM sont identifiés (panneau 10.3d) de manière univoque grâce aux simulations (panneaux 10.3b et 10.3c) : une émission Io–B quand Juno est situé dans l'hémisphère nord (le 25/08/2016 entre 17 h 30 min et 22 h) et une émission Io–C quand Juno est situé dans l'hémisphère sud (le 28/08/2016 entre 11 h et 12 h). Deux autres arcs (annotés « Io? »), en forme inhabituelle de « U », sont observés juste avant (27/08/2016 entre ~ 09 h et 12 h) et juste après (27/08/2016 entre ~ 14 h et 16 h) le périjove, lorsque Juno est à haute latitude. Ces arcs correspondent aux simulations des émissions Io–DAM (panneaux 10.3b et 10.3c), mais sont très probablement superposées à des émissions non–Io. Le début de l'arc observé avant le périjove est, à haute latitude, l'équivalent d'un arc Io–B. Le début de l'arc observé après le périjove est, quant à lui, l'équivalent à haute latitude d'un arc Io–D.

Dans cet exemple, aucune émission Io n'est observée avec le NDA (panneau 10.3a). En revanche, un arc identifié comme non–Io est observé à la fois par Juno et par le NDA. Le recours à ces deux observateurs permet de conclure de manière univoque sur l'origine non–satellitaire (i.e. aurorale) de cette émission. En effet, le décalage temporel entre les deux détections correspond au temps nécessaire à un tube de flux en corotation avec Jupiter

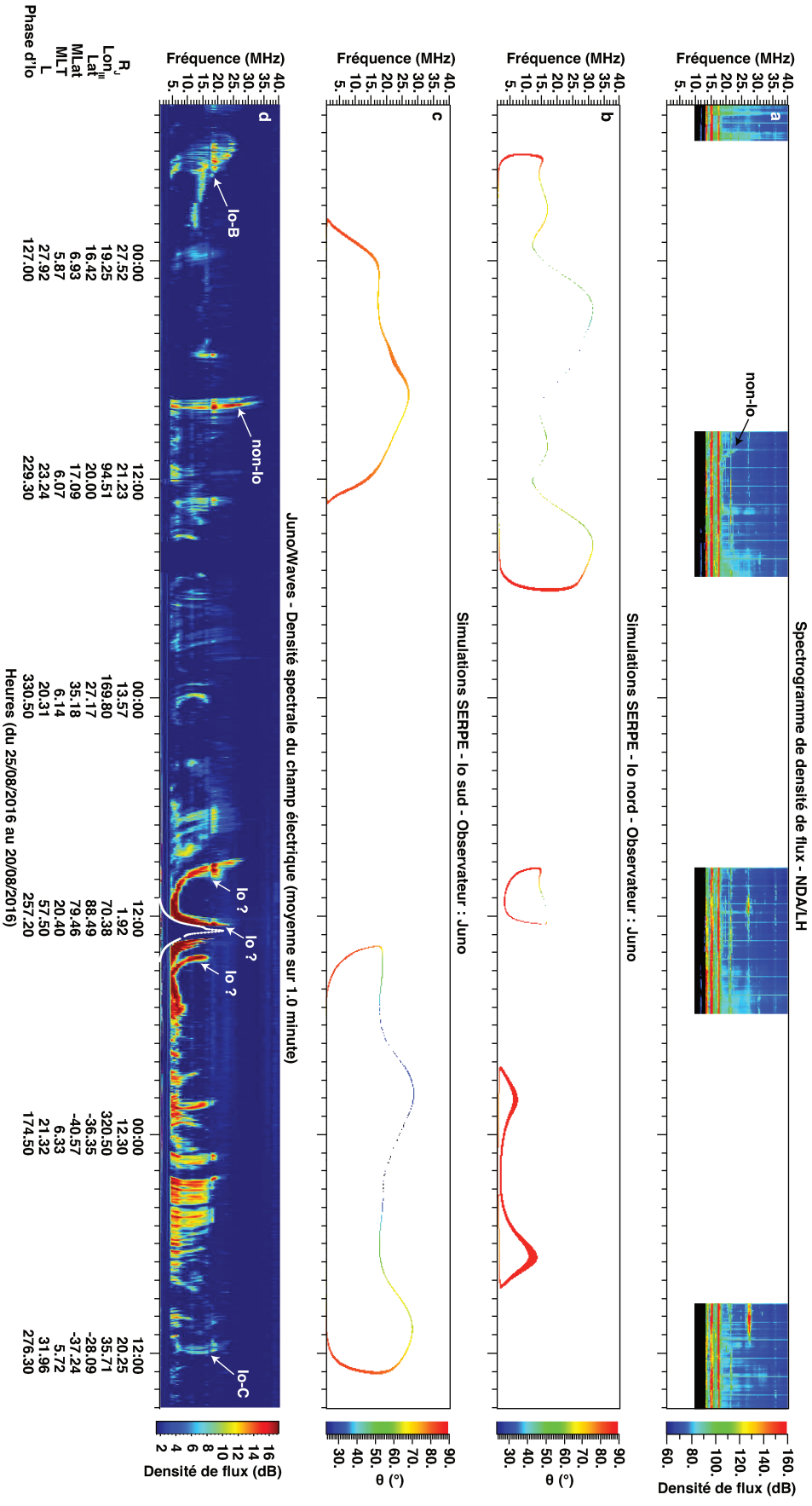


Figure 10.3 – Cette Figure présente les observations enregistrées par le NDA (panneau a), les simulations d'émissions Io-DAM nord (panneau b) et sud (panneau c) et les observations Juno/Waves (panneau d), autour du Périlove #1 (27/08/2016 13 h).

pour passer du point de vue de Juno à celui du NDA. L'émission observée est donc en (quasi) corotation avec Jupiter.

10.4 Conclusion

En résumé, ce Chapitre a illustré quel pouvait être l'apport de SERPE pour analyser les émissions radio planétaires, en particulier celles acquises par la sonde Juno, sans avoir nécessairement recours aux informations de polarisation et/ou de direction d'arrivée de l'onde (goniopolarimétrie) pour déterminer l'hémisphère d'origine des émissions. SERPE permet de déterminer l'origine des arcs observés aussi bien pour un observateur situé à des latitudes proches de l'équateur que pour un observateur situé à haute latitude et/ou changeant de latitude très rapidement. Ces simulations ont permis de déterminer que l'émission est visible uniquement lorsque le feuillet conique d'émission possède une ouverture de plus de $70^\circ \pm 5^\circ$ par rapport aux lignes de champ magnétique.

Chapitre 11

Émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM observées avec Juno

Sommaire

11.1 Europe	97
11.2 Ganymède	98
11.3 Conclusion	99

Grâce à la mission Juno, une étude des interactions planète–satellite au long–cours et à des latitudes variées peut être effectuée. L’identification des émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM (Chapitre 6) et la base de données de simulations produites (Chapitre 5) permettent la recherche d’arcs associés à ces lunes. Cette première recherche d’émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM, avec les mêmes critères de sélection que ceux utilisés dans le Chapitre 6, a débuté grâce au travail de stage de Master 1 de V. Bradja en 2016, que j’ai co–encadré.

11.1 Europe

La Figure 11.1 présente une simulation de 25 h comportant des arcs Io–DAM et Europe–DAM, du jour 31/01/2017 \sim 22 h au jour 01/02/2017 \sim 23 h (panneau 11.1a), ainsi que le spectre dynamique des observations de Juno/Waves (panneau 11.1b). Le code de couleurs du panneau 11.1a fournit à la fois l’hémisphère d’origine (> 0 : hémisphère sud ; < 0 : hémisphère nord) et le satellite induisant l’émission (1 : Io ; 2 : Europe).

La comparaison entre les deux panneaux révèle que l’arc intense possédant une courbure VE, observé entre le jour 31/01/2017 \sim 23 h et le jour 01/02/2017 \sim 4 h, correspond à un arc Io–B (en vert). L’arc VL observé le jour 01/02/2017 entre \sim 20 h 50 min et \sim 22 h correspond à un arc Io–A (en vert). Ces deux arcs sont ainsi attribués de manière univoque à des émissions Io–DAM.

De manière similaire, l’arc VL observé le jour 01/02/2017 entre \sim 10 h 50 min et \sim 13 h 15 min est compatible avec l’arc Europe–A simulé (en bleu).

La comparaison entre les simulations SERPE et les données Juno/Waves a mené à un

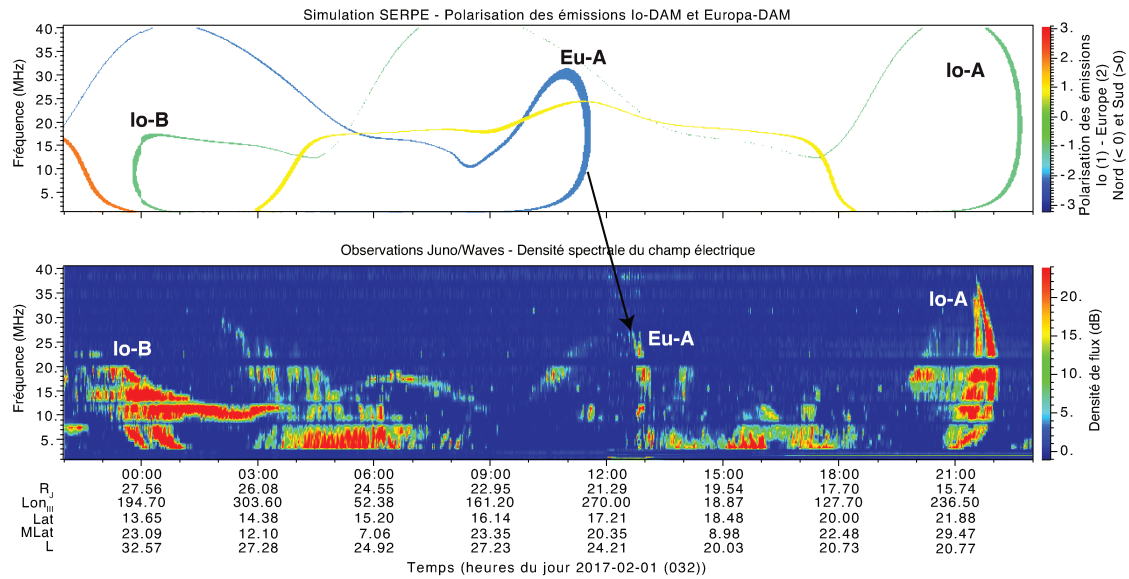


Figure 11.1 – Observation par Juno/Waves d’émissions Io–DAM et Europe–DAM. Le panneau (a) présente des simulations, pour l’observateur Juno, d’émissions Io–DAM (en vert originaire de l’hémisphère nord, en jaune de l’hémisphère sud) et Europe–DAM (en bleu originaire de l’hémisphère nord, en orange de l’hémisphère sud). Le code couleurs fournit à la fois l’hémisphère d’origine (> 0 : hémisphère sud ; < 0 : hémisphère nord) et le satellite induisant l’émission (1 : Io ; 2 : Europe). Le panneau (b) présente la densité de flux mesurée par Juno/Waves (en dB au-dessus du bruit de fond).

très faible nombre d’identifications d’émissions Europe–DAM¹. En effet, seuls quatre cas semblent suffisamment clairs. Dix autres cas sont potentiellement identifiés comme des émissions Europe–DAM, sans pour autant pouvoir affirmer avec certitude que leur origine est l’interaction Jupiter–Europe, puisque ces arcs ne sont pas des structures relativement isolées et ne sont, par conséquent, pas clairement distinguables parmi les autres émissions (ce qui était un des critères de sélection des émissions lors du Chapitre 6).

Une comparaison entre les émissions induites par Io, Europe et Ganymède détectées avec Juno/Waves est effectuée dans la Section 11.3.

11.2 Ganymède

La Figure 11.2 présente une simulation d’arcs Io–DAM et Ganymède–DAM du jour 16/12/2016 \sim 21 h 45 min au jour 17/12/2016 \sim 23 h 30 min (panneau 11.2a), ainsi que le spectre dynamique des observations de Juno/Waves correspondantes (panneau 11.2b). Le code de couleurs du panneau 11.2a fournit à la fois l’hémisphère d’origine (> 0 : hémisphère sud ; < 0 : hémisphère nord) et le satellite induisant l’émission (1 : Io ; 3 : Ganymède).

La comparaison entre les deux panneaux révèle que l’arc VE observé le jour 17/12/2016 entre \sim 00 h et \sim 03 h est un arc Io–D (en jaune). L’arc VL observé le jour 17/12/2016 entre \sim 19 h 30 min et \sim 20 h 30 min correspond à un arc Io–C (en jaune). Ces deux arcs sont ainsi attribués à des émissions Io–DAM.

De manière similaire, l’arc VE observé le jour 17/12/2016 entre \sim 14 h 15 min et \sim 15 h 45 min correspond à l’arc Ganymède–D simulé (en rouge).

Très peu d’identifications d’émissions Ganymède–DAM² on pu être effectuées dans les

1. Le catalogue est disponible en Annexe F.
 2. Le catalogue est disponible en Annexe F.

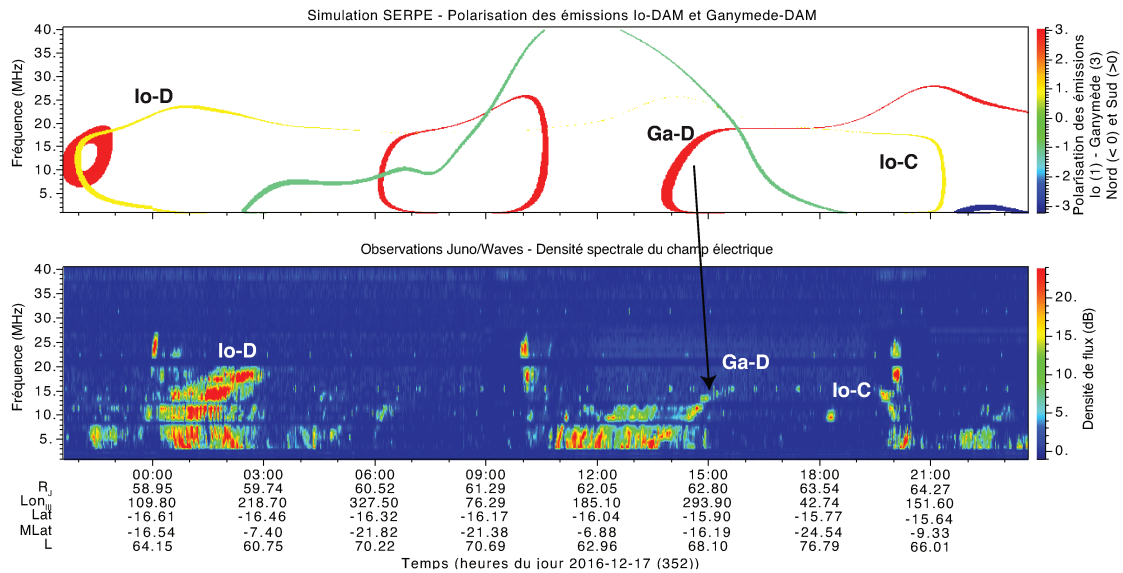


Figure 11.2 – Observation par Juno/Waves d’émissions Io–DAM et Ganymède–DAM. Le panneau (a) présente des simulations, pour l’observateur Juno, d’émissions Io–DAM (en vert originaire de l’hémisphère nord, en jaune de l’hémisphère sud) et Ganymède–DAM (en bleu originaire de l’hémisphère nord, en rouge de l’hémisphère sud). Le code de couleurs du panneau 11.1a fournit à la fois l’hémisphère d’origine (> 0 : hémisphère sud ; < 0 : hémisphère nord) et le satellite induisant l’émission (1 : Io ; 3 : Ganymède). Le panneau (b) présente le flux d’intensité mesuré par Juno/Waves (en dB au-dessus du bruit de fond).

données Juno/Waves. Seuls quatre cas sont non-ambigus. Quatre autres cas sont potentiellement identifiés comme des émissions Ganymède–DAM (ces arcs n’étant pas clairement distinguables parmi les autres émissions).

Une comparaison entre les émissions induites par Io, Europe et Ganymède, détectées avec Juno/Waves, est effectuée dans la Section 11.3.

11.3 Conclusion

Cette étude, couvrant environ 1,5 ans de données Juno/Waves, a permis l’identification de seulement quatre cas d’émission Europe–DAM et quatre cas d’émission Ganymède–DAM, malgré des observations continues de Jupiter jusqu’à 40 MHz.

Au regard du catalogue de détections des émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM présenté au Chapitre 6, beaucoup moins d’émissions induites par ces deux lunes sont identifiées avec Juno. Ce constat mène vers deux hypothèses : (i) soit l’instrument Juno/Waves est beaucoup moins sensible que ne l’étaient les instrument radio à bord des sondes Cassini et Voyager, (ii) soit les interactions Europe–Jupiter et Ganymède–Jupiter donnent lieu à beaucoup moins d’émissions depuis mi-2016 que lors du survol de Jupiter par Cassini et par les sondes Voyager.

La comparaison entre le nombre d’émissions Io–DAM identifiées par Cassini et Juno peut permettre de trancher entre ces deux hypothèses. Un catalogue de ces émissions Io–DAM vues par Juno a été entamé par V. Bradja, mais il n’a pas été achevé ni validé. Cependant une première conclusion peut être apportée à partir de l’étude présentée dans le Chapitre 10. En effet, la Figure 10.1 démontre que, jusqu’à une distance de $\sim 100 R_J$, toutes les émissions Io–DAM de l’hémisphère (magnétique) où se trouve Juno sont observées. L’émission Io–DAM semble donc être observée continûment jusqu’à une distance de $\sim 100 R_J$. Les quatre cas de détections d’émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM

sont observés sur toute la gamme de distance (de 14 à 109 R_J).

Si l'on regarde les Figures 11.1 et 11.2, on observe que l'intensité des émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM est légèrement plus faible que celle des émissions Io–DAM, mais semblable, avec une différence de l'ordre du dB. Ceci est en accord avec les résultats de Zarka et al. (2017, 2018) qui trouve une intensité des émissions Ganymède–DAM semblables à celle des émissions Io–DAM (à ~ 1 dB près).

La sensibilité de Juno ne serait donc pas en cause. La raison principale de la faible détection d'émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM serait que les interactions de ces satellites avec Jupiter donnent lieu à beaucoup moins d'émissions que lors du survol de Jupiter par les sondes Voyager et Cassini.

Cependant, la détection par les sondes spatiales Voyager et Cassini d'émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM montrent que leur intensité est plus faible d'environ un ordre de grandeur que celle des émissions Io–DAM. Il est donc possible que Juno et le NDA ne détecte que les émissions les plus intenses (avec une intensité comparable à celles des émissions Io–DAM), contrairement aux sondes Voyager et Cassini.

L'extension du catalogue des observations du NDA depuis la mise en orbite de Juno pourra nous donner un indice sur l'activité de ces lunes, par le biais des observations des émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM. Le suivi des émissions Io, Europe et Ganymède à l'aide de Juno sera poursuivi, permettant de rechercher d'éventuelles évolutions de l'interaction Jupiter–satellite de ces lunes. Enfin, des études multi–points pourront être réalisées avec Wind et le NDA.

Chapitre 12

Identification et localisation des sources radio joviennes

Sommaire

12.1	Distribution spatiale des sources : études passées	101
12.2	Identification des sources radio	102
12.3	Distribution spatiale moyenne des sources et comparaison aux frontières magnétiques	103
12.4	Comparaison d'une source radio DAM à des observations UV	105
12.5	Conclusion	105

Ce Chapitre présente une étude préliminaire concernant les passages de Juno dans ou à proximité des sources radio aurorales joviennes. La distribution spatiale des sources radio est analysée, puis comparée aux frontières magnétiques et aux observations UV des aurores.

12.1 Distribution spatiale des sources : études passées

Pour la Terre, les études de [Huff et al. \(1988\)](#); [Menietti et al. \(2011\)](#) montrent que le rayonnement kilométrique et l'ovale auroral sont portés par les mêmes lignes de champ magnétique, mais à des altitudes différentes.

Pour Saturne, les études de [Kurth et al. \(2005\)](#); [Clarke et al. \(2009\)](#); [Lamy et al. \(2009, 2013\)](#) ont montré des variations temporelles identiques et une même dépendance en temps local des aurores UV, IR et radio. De plus [Lamy et al. \(2009\)](#) et [Lamy et al. \(2018\)](#) ont respectivement montré à distance (par la technique de la goniopolarimétrie, qui permet de reconstruire la direction d'arrivée de l'onde) et in-situ que les sources radio étaient portées par des tubes de flux connectés magnétiquement à l'ovale auroral principal observé en UV.

Pour Jupiter, [Prangé et al. \(1993\)](#) ont montré une variabilité semblable, en fonction de la longitude, des émissions UV et radio DAM. La localisation des sources radio est moins claire que dans le cas de Saturne. Les études sur les sources du bKOM montrent que celles-ci sont portées par les lignes de champ magnétique d'apex dipolaire $L = 9-15 R_J$ selon [Ladreiter et al. \(1994\)](#) ou $L = 13-15 R_J$ selon [Imai et al. \(2017\)](#). Les études sur les sources HOM donnent des résultats plus variés : certains auteurs ont montré qu'elles étaient portées par des lignes de champ d'apex dipolaire $L = 7-11 R_J$ ([Ladreiter et al., 1994](#)) ou $L = 5$ ou $L = 8-10 R_J$ ([Zarka et al., 2001](#)), d'autres par les lignes de champ d'apex

dipolaire $L < 6 R_J$ (Reiner et al., 1993). Pour les sources du DAM auroral (indépendant des satellites) Genova et al. (1987) ont montré qu’elles étaient portées par des lignes de champ s’étendant au-delà de $6 R_J$.

Les questions toujours ouvertes sont principalement les suivantes : (i) les sources du bKOM, HOM et DAM sont-elles portées par les mêmes lignes de champ magnétique (mais à des altitudes différentes) ? ; (ii) quelles lignes de champ portent les sources des émissions radio joviennes et sont-elles strictement identiques à celles à l’origine des émissions UV/IR et plus particulièrement à celles de l’ovale auroral principal ?

Afin de répondre à ces questions, j’ai projeté l’empreinte magnétique de la trajectoire de Juno à chaque périjove (± 5 h) sur les hémisphères nord et sud, au niveau 1 bar en coordonnées planétocentriques. La Figure 12.1 fournit un exemple de ces projections polaires. Les lignes rouge, bleue, verte et noire indiquent respectivement l’empreinte magnétique de Juno, dérivée des modèles de champ magnétique VIP4, VIPAL, ISaAC et JRM09, complétés par le modèle de couche de courant de Connerney et al. (1981). Les croix indiquent les heures UTC.

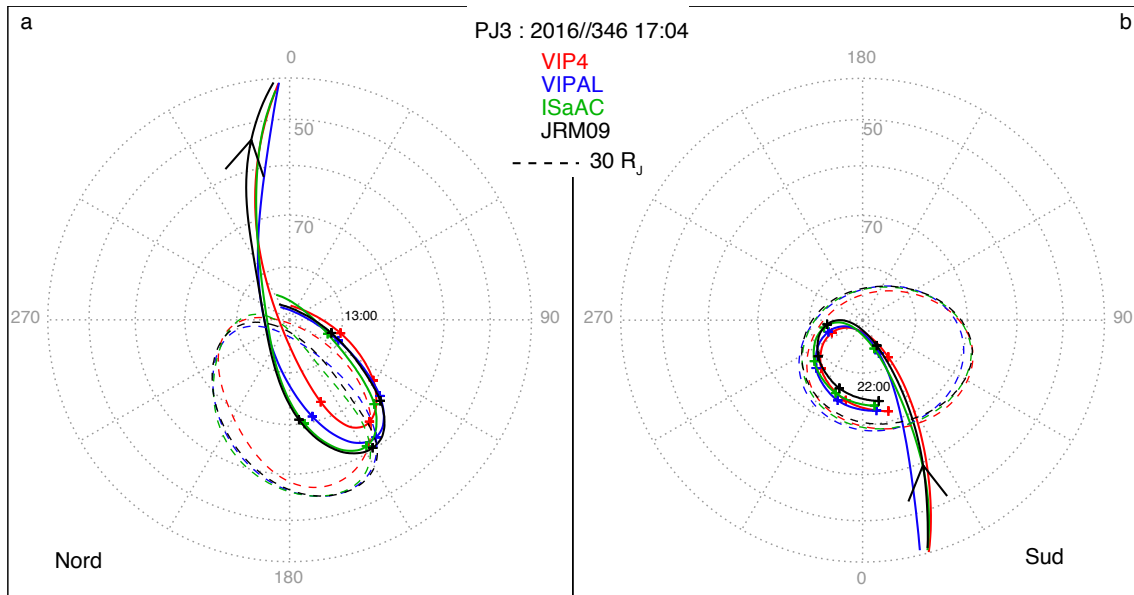


Figure 12.1 – Projections polaires de l’empreinte magnétique de Juno ± 5 h autour du périjove #3, pour les modèles de champ magnétique VIP4 (en rouge), VIPAL (en bleu), ISaAC (en vert) et JRM09 (en noir). Le panneau (a) présente la projection de l’empreinte de Juno pour l’hémisphère nord et le panneau (b) pour l’hémisphère sud. Les lignes en tireté indiquent, pour chacun des quatre modèles, la position de la ligne de champ magnétique située à un apex réel de $30 R_J$ (distance à l’équateur), typique de la position de l’ovale auroral principal. Ces projections sont effectuées au niveau 1 bar, en coordonnées planétocentriques sur le sphéroïde aplati de Jupiter.

12.2 Identification des sources radio

J’ai inspecté les données *survey* de Juno/Waves du périjove #1 au périjove #11 (soit du 27/08/2016 au 07/02/2018) afin d’identifier les intervalles où $f \simeq f_{ce}$, signature typique d’une traversée de source (voir Chapitre 9) ou d’un passage proche d’une source. Même si les sources ne sont pas strictement traversées, elle se situent au voisinage de la sonde, ce qui est pertinent pour étudier leur distribution spatiale moyenne.

J’ai détecté 50 (quasi-)traversées de sources¹, que j’ai ensuite classées en fonction de

1. La liste est disponible en Annexe G.

leur fréquence et donc de la composante radio correspondante (bKOM, HOM ou DAM). La Figure 12.2 présente le nombre de sources identifiées dans les hémisphères nord (en noir) et sud (en rouge) en fonction de la fréquence, par pas de 10 kHz (une source pouvant couvrir plusieurs canaux de fréquence). La couverture fréquentielle de chaque récepteur radio de Juno/Waves est aussi indiquée (flèches grises) ainsi que les fréquences polluées par le parasite variable (bande grise).

Le bKOM (flèche violette) apparaît clairement séparé des deux autres composantes radio (comme pour les relevées de Voyager et Cassini, voir Figure 2.2) bien que la présence du parasite variable ainsi que le changement de récepteur puissent expliquer cette séparation. Un faible nombre de détections est constaté dans la gamme du HOM (flèche verte), dû à la très faible sensibilité du récepteur dans cette gamme de fréquence. Enfin, le nombre de sources identifiées au-delà de 3000 kHz permet de discerner clairement la gamme du DAM (flèche bleue).

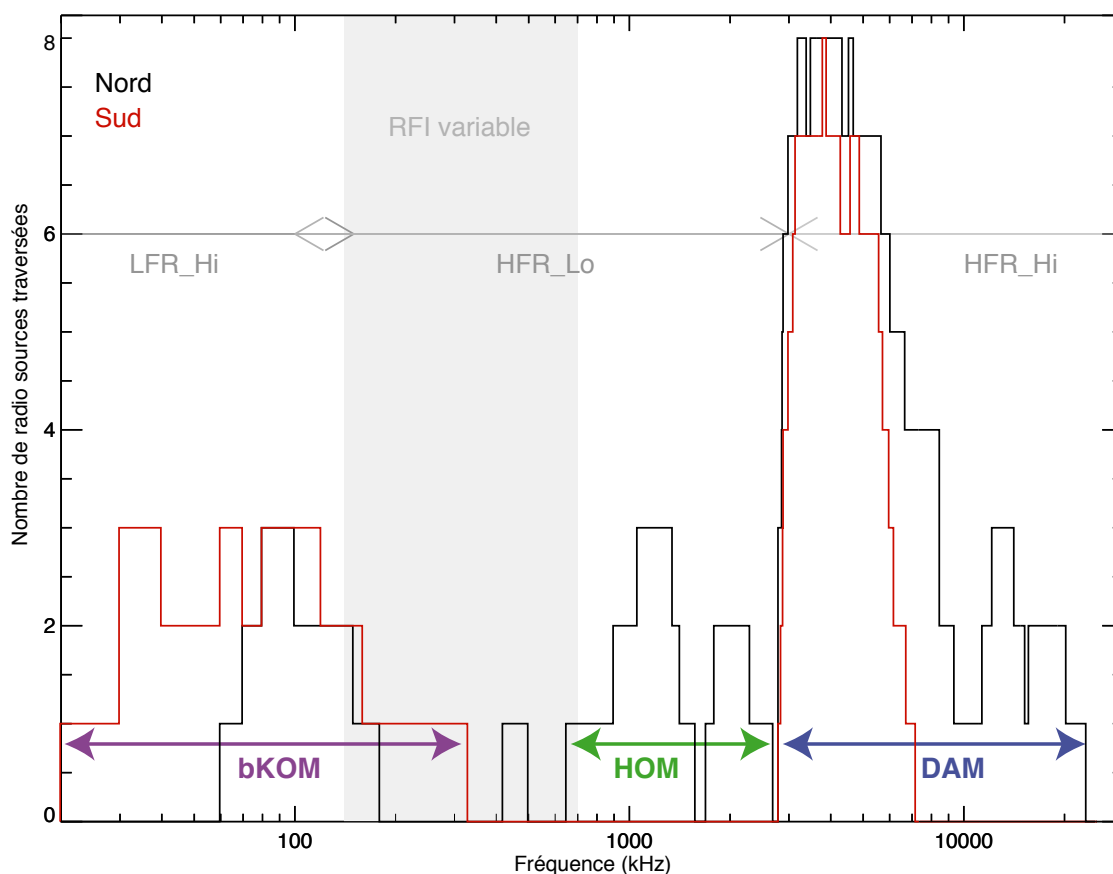


Figure 12.2 – Occurrence des (quasi-) traversées de sources radio identifiées par le critère $f \simeq f_{ce}$, dans les hémisphères nord (en noir) et sud (en rouge), en fonction de la fréquence par pas de 10 Hz. La flèche violette indique les sources du bKOM, la flèche verte de l'HOM et la flèche bleue du DAM. Les flèches grises indiquent la couverture des différents récepteurs (LFR-High, HFR-Low et HFR-High). La bande grise indique la gamme de fréquence polluée par le parasite variable durant les périodes #1 à #11.

12.3 Distribution spatiale moyenne des sources et comparaison aux frontières magnétiques

La Figure 12.3 présente les projections polaires nord (panneau 12.3a) et sud (panneau 12.3b) de la totalité des 50 sources candidates identifiées, sous le même format que la

Figure 12.1. Le panneau 12.3a (respectivement 12.3b) n’affiche que les sources traversées dans l’hémisphère nord (respectivement sud). Le modèle de champ magnétique utilisé ici pour les différentes projections est le modèle JRM09, plus récent (Connerney et al., 2018), complété par le modèle de couche de courant de Connerney et al. (1981).

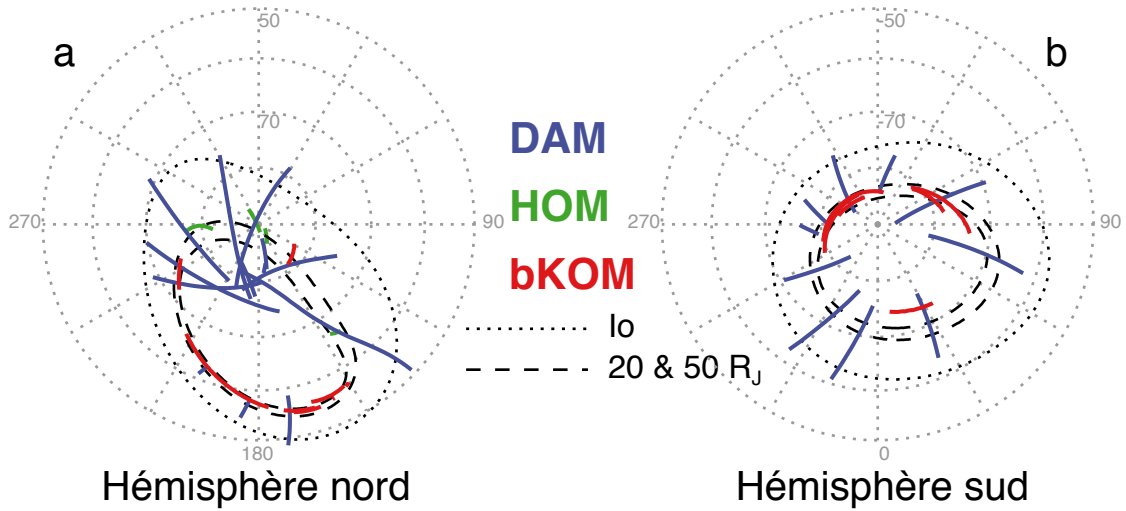


Figure 12.3 – Projection planétocentrique des empreintes magnétiques des sources radio, à l’aide du modèle de champ magnétique JRM09, pour les sources détectées dans l’hémisphère nord (panneau a) et pour les sources détectées dans l’hémisphère sud (panneau b). Les émissions du bKOM sont indiquées en rouge, celles de l’HOM en vert et celles du DAM en bleu. La ligne en pointillé noir indique l’empreinte magnétique théorique d’Io, celles en tireté noir indiquent l’empreinte magnétique des lignes de champ dont la distance mesurée à l’équateur est de 20 et 50 R_J. Ces deux frontières représentent les frontières empiriques de l’ovale UV principal.

La ligne en pointillé indique l’empreinte magnétique théorique d’Io, celles en tireté indiquent l’empreinte magnétique des lignes de champ dont la distance mesurée à l’équateur est de 20 et 50 R_J (apex réel), représentant les frontières empiriques de l’ovale UV principal (Cowley et al., 2002; Nichols & Cowley, 2004).

Les sources radio du bKOM sont indiquées en rouge, celles de l’HOM en vert et celles du DAM en bleu.

Cette Figure montre que les sources du bKOM (en trait rouge) correspondent globalement à la position de l’ovale UV principal (lignes en tireté noir).

Pour les sources de l’HOM (en trait vert), le nombre de candidats est plus faible que ceux du DAM et du bKOM. Malgré tout, on remarque que les sources de l’HOM s’organisent le long de l’empreinte de la ligne de champ magnétique située à une distance de 20 R_J à l’équateur. Un plus grand nombre de détections permettra de le confirmer statistiquement.

Pour les sources du DAM (en trait bleu), le jeu de données est plus important, puisque j’ai identifié des sources à chaque périjove. Cependant, lors des traversées des sources du DAM, la latitude de la sonde varie très rapidement, ce qui induit une grande incertitude spatiale sur la localisation de ces sources. La comparaison des éphémérides de la sonde autour d’une traversée de sources DAM et bKOM lors du périjove #1 met en évidence cette différence :

- lors d’une traversée de source DAM ayant lieu entre 11 h 56 min et 12 h 17 min ($\Delta T = 21$ min), la distance Juno–Jupiter varie de $\sim 0,5$ R_J, la longitude de $\sim 162^\circ$, sa latitude diminue de $\sim 17^\circ$ et enfin la gamme d’apex réel de lignes de champ magnétique traversées diminue de 87 R_J ;

- lors d'une traversée de source bKOM ayant lieu entre 8 h 40 min et 9 h 30 min ($\Delta T = 50$ min), la distance Juno–Jupiter varie de $\sim 0,9 R_J$, la longitude de la sonde varie de $\sim 142^\circ$, sa latitude de $\sim 5^\circ$ et enfin la gamme d'apex réel de lignes de champ magnétique traversées augmente de $\sim 3 R_J$.

La plus grande variation est donc celle de l'apex réel des lignes de champ magnétique traversées ($\Delta L = 87 R_J$ pendant la traversée de la source DAM contre $\Delta L = 3 R_J$ pendant la traversée de la source bKOM alors que cette dernière dure deux fois plus longtemps). Lors de la projection, ceci se traduit en une grande gamme de latitude invariante couverte.

Afin de mieux contraindre la localisation des sources DAM, une comparaison entre les données *survey* et *burst*, ainsi qu'entre les projections polaires d'observations UV et l'empreinte magnétique d'une source DAM, est effectuée dans la Section suivante.

12.4 Comparaison d'une source radio DAM à des observations UV

La Figure 12.4 présente la projection polaire sud (panneaux 12.4a et 12.4c) des données Juno/UVS² lors du périjoive #1, superposée à l'empreinte magnétique de la trajectoire de Juno (trait plein rouge). La traversée d'une source DAM est indiquée en blanc le long de cette trajectoire. Le panneau 12.4a affiche l'empreinte magnétique de la traversée de source relevée à partir des données Juno/Waves en mode *survey* (panneau 12.4b), tandis que le panneau 12.4c présente cette empreinte de la source relevée à partir des données en mode *burst* (panneau 12.4d).

Le panneau 12.4b utilise les données Juno/Waves sur le mode *survey* pour identifier la traversée de source DAM, sa localisation est donc peu précise (voir Section 12.3). Ainsi, la projection de l'empreinte magnétique de cette source, superposée aux données UV (Connerney et al., 2017b) acquises au même moment, couvre une grande gamme de latitude. Si on utilise les données à haute-résolution spectrale et temporelle, c'est-à-dire les données Juno/Waves en mode *burst* (panneau 12.4d), on voit que l'émission reste légèrement au-dessus de la f_{ce} locale (à ~ 50 kHz au-dessus de 5 MHz ; valeur calculée par Louarn et al. (2017) et mesurée par Kurth et al. (2017a)). Louarn et al. (2017) ont démontré que l'émission observée est une émission générée par l'IMC avec une fonction de distribution électronique de type cône de perte et des électrons de ~ 5 keV. La comparaison des projections des données UV et de l'empreinte magnétique de la source DAM traversée entre 13 h 29 min et 13 h 31 min (panneau 12.4c) révèle l'excellent accord entre l'empreinte magnétique de cette source et celle de l'ovale auroral UV principal.

Ainsi, comme les sources bKOM, les sources DAM semblent être associées à l'ovale UV principal. Un plus grand nombre de comparaisons est cependant nécessaire pour pouvoir déterminer avec certitude les lignes de champ magnétique portant les sources du DAM.

12.5 Conclusion

La comparaison des empreintes magnétiques des sources radio traversées par Juno avec des frontières magnétiques calculées à partir de modèles de champ magnétique récents, ainsi qu'avec des images UV, met en évidence une bonne corrélation entre les émissions

2. UVS pour *UltraViolet Spectrograph* est un instrument à bord de Juno qui effectue des mesures de l'émission UV aurorale (Gladstone et al., 2017).

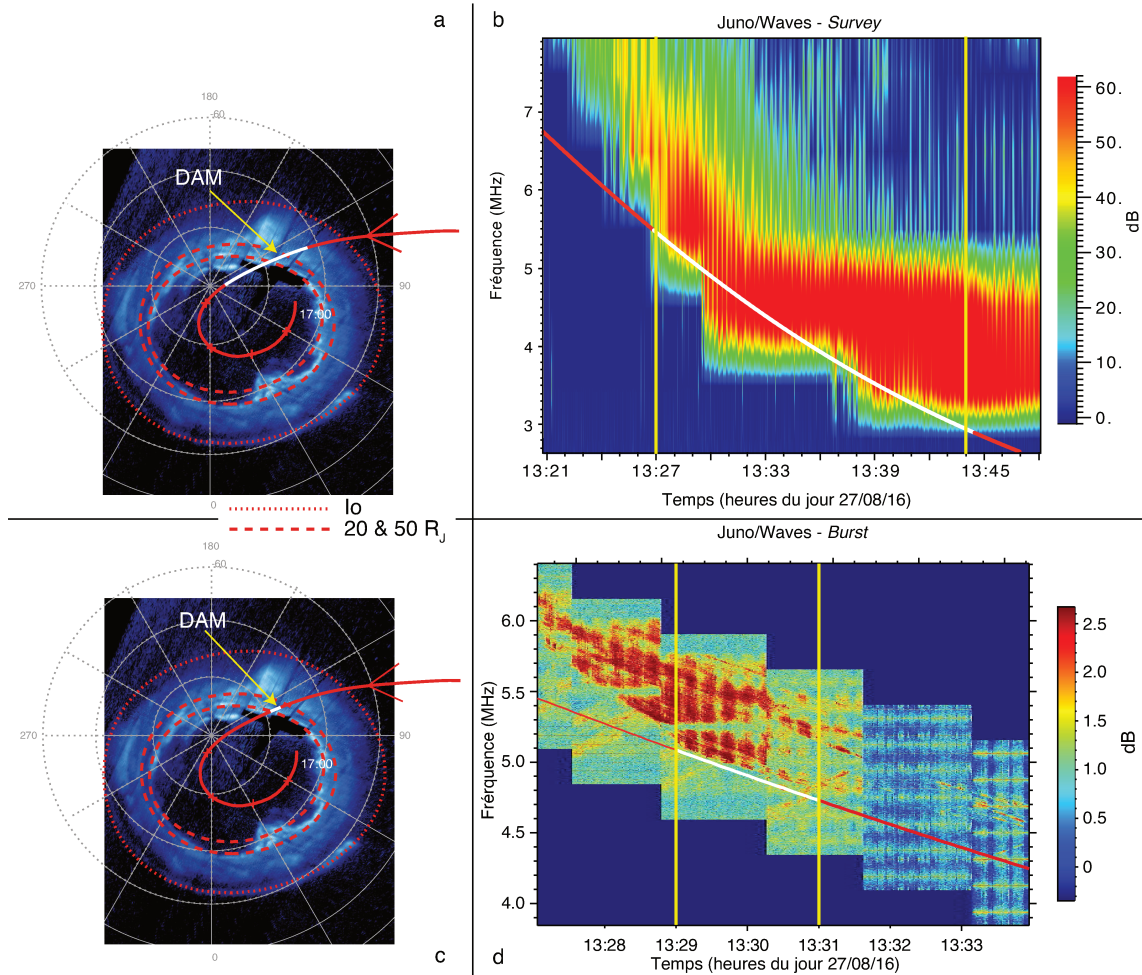


Figure 12.4 – Les panneaux (a) et (c) présentent la projection polaire (en coordonnées planétographiques) de l’empreinte magnétique de Juno lors du périjove #1 (trait plein rouge). L’empreinte magnétique de la source DAM traversée est indiquée en blanc le long de la trajectoire de Juno. La ligne en pointillé rouge indique l’empreinte magnétique de Io, tandis que celles en tireté rouge indiquent la position des lignes de champ magnétique situées à une distance (apex réel) de 20 et 50 R_J (à l’équateur). Cette projection est superposée à la projection des données UV enregistrées lors du périjove #1 (Connerney et al., 2017b). Les panneaux (b) et (d) présentent les spectres dynamiques acquis par Juno/Waves lors de la traversée de la source DAM. La ligne rouge et blanche indique la valeur de f_{ce} calculé à partir de la mesure de B par Juno/MAG. La partie blanche correspond à la traversée de source, bornée par les traits jaunes.

Les panneaux (a) et (b) correspondent au relevé de la traversée de source avec les données Juno/Waves en mode *survey*. Les panneaux (c) et (d) correspondent au relevé effectué avec le mode *burst*.

UV de l'ovale principal et les sources radio du kilométrique, hectométrique et, avec une incertitude temporelle et donc spatiale plus importante, décamétrique (Louis et al., 2018, en préparation). Ainsi, comme pour Saturne (respectivement la Terre), les sources radio sont co-localisées avec l'ovale UV (respectivement visible) principal.

Plus précisément, les lignes de champ magnétique portant les sources du bKOM sont celles situées à un apex réel de 20 à 50 R_J , correspondant à un apex dipolaire de ~ 11 à $\sim 12 R_J$ (voir Figure 9.2 pour la correspondance), cohérent avec les résultats de Ladreiter et al. (1994); Imai et al. (2017) décrits en Section 12.1.

Les sources de l'HOM semblent être portées par les lignes de champ magnétique d'apex réel $\sim 20 R_J$ à l'équateur, soit un apex dipolaire de ~ 10 à $\sim 13 R_J$. Ce résultat est légèrement différent de ceux trouvés par Ladreiter et al. (1994); Zarka et al. (2001); Reiner et al. (1993), voir Section 12.1. Un plus grand nombre d'événements sera utile pour contraindre la position des lignes de champ magnétique portant les sources de l'HOM.

L'incertitude temporelle des traversées des sources du DAM ne me permet pas de conclure sur les lignes de champ magnétique portant ces sources. L'exemple de la Section 12.4 indique que ces sources sont portées par des lignes de champ magnétique d'apex réel 20 à 50 R_J , correspondant à un apex dipolaire de ~ 10 à $\sim 20 R_J$. Il sera intéressant d'effectuer le même travail que celui détaillé Figure 12.4 pour toutes les sources du DAM traversées, en utilisant les données UV de Juno ou du HST. Ceci permettra de déterminer si ce cas, observé lors du périojve #1 vaut pour toutes les sources du DAM.

Une étude en cours (Imai et al., 2018, en préparation), en collaboration avec l'équipe de l'Université d'Iowa (équipe PI de l'instrument Waves), se concentre sur les périojves 4 à 6 et présente une comparaison entre les données Juno/UVS et les sources radio du bKOM (étant soit traversées, soit déterminées par goniométrie (Imai et al., 2017)).

L'étude de plus de traversées de sources des émissions bKOM, HOM et DAM permettra de caractériser les propriétés de ces sources : leur dimension spatiale et la fréquence de coupure de ces émissions. Grâce à cette fréquence de coupure, il sera possible de tester la f_{IMC} et la direction de propagation de ces émissions (perpendiculairement ou obliquement par rapport aux lignes de champ magnétique).

Cinquième partie

Conclusion & Perspectives

Quand vous comprenez pas, vous dites « c'est pas faux »

KARADOC – F. P.

Conclusion

Dans le cadre de cette thèse, j'ai repris, validé et étendu le code de simulation de visibilité des émissions radio SERPE/ExPRES (Simulateur d'Émissions Radio Planétaire et Exo-planétaire) développé au LESIA (Hess et al., 2008, 2010a; Lamy et al., 2008b, 2011).

J'ai mené une étude paramétrique de ce code (Louis et al., 2017a) sur les simulations des émissions radio induites par Io (voir Chapitre 4), afin de quantifier le rôle des principaux paramètres libres du code (fonction de distribution et énergie des électrons, modèle de champ magnétique, position de la ligne de champ magnétique active et altitude de la coupure ionosphérique). Cette étude a confirmé que les émissions Io étaient correctement reproduites uniquement lorsque le rayonnement était oblique par rapport aux lignes de champ magnétique. Ceci a pu être simulé par SERPE grâce à des fonctions de distribution électronique de type cône de perte. J'ai également montré que les paramètres qui contrôlaient principalement la forme des émissions, simulées dans le plan temps-fréquence, étaient le modèle de champ magnétique ainsi que l'énergie des électrons. De plus, l'étude a montré que les simulations étaient en bon accord avec les observations, moyennant une fenêtre d'incertitude temporelle de ± 2 heures.

À l'aide du code de simulation SERPE j'ai réalisé des simulations au long cours des émissions radio induites par Io, et attendues pour les autres lunes Europe, Ganymède et Callisto (voir Chapitre 5).

En comparant ces simulations à plusieurs années d'observations de Jupiter, acquises avec les instruments Voyager/PRA et Cassini/RPWS, j'ai prouvé l'existence d'émissions radio induites par Europe et Ganymède (voir Chapitre 6). J'ai ainsi détecté une centaine d'événements Europe-DAM et Ganymède-DAM (Louis et al., 2017c), par opposition aux quelques cas ambigus de détections proposés auparavant. L'étude statistique de ces émissions m'a permis d'établir leurs propriétés moyennes (extension en fréquence, variabilité temporelle, occurrence en fonction (a) de la longitude de l'observateur et (b) de la position de la lune par rapport à l'observateur). Par la suite, la comparaison des simulations Europe-DAM et Ganymède-DAM aux observations Juno/Waves a permis d'identifier quatre cas supplémentaires d'émission radio induite par Europe et quatre par Ganymède (voir Chapitre 11).

Une collaboration aux études de Zarka et al. (2017, 2018) a permis la détection statistique des émissions Ganymède-DAM et, de manière moins claire, Europe-DAM à partir du catalogue des émissions radio joviennes du NDA de Marques et al. (2017).

L'étude de la détection de ces événements successivement par différents observateurs (voir Chapitre 7) a permis l'identification de seulement quatre émissions Europe-DAM et Ganymède-DAM, montrant que ces émissions ne semblent pas être régulièrement émises sur des périodes de plusieurs heures.

La recherche d'arcs multiples associés aux émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM (voir Chapitre 8) a permis l'identification d'un unique cas d'émissions radio multiples induites par Ganymède (et d'un, moins certains, pour Europe). Cette seule détection apporte un premier indice sur l'existence (i) de ces phénomènes (souvent observés pour Io) et (ii) d'une couche de plasma variable le long des orbites de ces lunes, suffisamment dense pour réfléchir des ondes d'Alfvén (en accord avec Bonfond et al., 2008, 2017, , qui ont observé quelques cas d'émissions UV multiples induites par Europe et Ganymède).

La comparaison des simulations Io–DAM aux observations Juno/Waves (Kurth et al., 2017b) m'a permis d'identifier sans ambiguïté les émissions radio induites par Io, ainsi que leur hémisphère d'origine (voir Chapitre 10). Ces détections ont été réalisées quand la sonde Juno était proche de l'équateur (cas équivalent à celui de la Terre) mais aussi lorsqu'elle était située à des latitudes hautes (Louis et al., 2017b). Grâce à ces simulations, j'ai apporté de nouvelles contraintes sur la visibilité de l'émission (émission visible seulement si (i) le feuillet conique possède une ouverture de plus de $70^\circ \pm 5^\circ$ par rapport aux lignes de champ magnétique et si (ii) l'observateur est situé dans le même hémisphère magnétique que les sources). Par cette étude, j'ai montré que SERPE était un outil idéal pour comprendre l'origine des émissions radio observées, d'autant plus que, comparé à ses prédécesseurs (Cassini/RPWS et Voyager/PRA), l'instrument Juno/Waves est plus limité (mesure du flux uniquement, faible sensibilité à distance).

Durant ces derniers mois, j'ai entamé une étude sur les observations des émissions radio enregistrées par Juno/Waves lors de traversées de sources radio (voir Chapitre 12). Du fait de son orbite très inclinée, la sonde passe tous les 53 jours et durant quelques heures au-dessus des pôles nord et sud, à très basse altitude. Ainsi, elle traverse les lignes de champ magnétique aurorales et parfois les sources radio, dont elle fournit des mesures in-situ inédites (Kurth et al., 2017a). J'ai commencé un travail de relevé de ces traversées de source pour les 11 premiers périodes (27/08/2016 – 07/02/2018). Cela m'a permis de cartographier les sources radio ainsi que les lignes de champ magnétique associées et ce sur toute la gamme de fréquence couverte par Juno/Waves (50 Hz–40.5 MHz). La comparaison avec des modèles de champ magnétique récents, ainsi qu'avec des images UV (Juno/UVS et Hubble/STIS), m'a permis de mettre en évidence une corrélation entre les émissions UV de l'ovale principal et les sources radio identifiées (kilométrique à large bande, hectométrique et, avec une incertitude en temps plus importante, décimétrique). Plus précisément, cette étude indique que les sources du bKOM sont portées par les lignes de champ magnétique d'apex dipolaire $L \sim 11$ à $12 R_J$, les sources de l'HOM par les lignes d'apex dipolaire $L \sim 10$ à $13 R_J$ et les sources du DAM par les lignes d'apex dipolaire $L \sim 10$ à $20 R_J$. Une étude, coordonnée avec l'équipe de l'Université d'Iowa (équipe PI de l'instrument Waves) est en cours (Imai, Louis et al., en préparation). Celle-ci se concentre sur les périodes 4 à 6 et présente une comparaison entre les données Juno/UVS et les sources radio du kilométrique (soit traversées, soit déterminées par goniométrie (Imai et al., 2017)).

Perspectives

La détection d'émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM ouvre un nouveau champ d'étude à distance et au long cours des interactions planète–satellite autres que Io–Jupiter. Leur suivi avec différents observatoires permettra d'étudier l'évolution temporelle de ces émissions sur plusieurs heures, jours, mois ou années. Leur recherche dans les observations radio sol à haute résolution permettront de mieux comprendre la micro-physique de ces sources. Ceci pourra être effectué avec le nouveau récepteur numérique du NDA nommé

JunoN (Juno–Nançay [Lamy et al., 2017](#)).

L'étude de l'évolution du tore d'Io à l'aide de la sonde Hisaki ([Yoshikawa et al., 2017](#)) permettra d'étudier si les émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM sont en lien avec l'augmentation de la densité de plasma du tore d'Io et son expansion vers les orbites d'Europe et Ganymède.

Le code de simulation SERPE continuera d'être développé afin de simuler encore plus fidèlement les émissions radio, en y ajoutant un module qui permettra de prendre en compte les effets de réfraction (voir Annexe B), susceptibles de se produire dans les sources lors de la génération de l'émission.

SERPE pourra être utilisé pour simuler les émissions radio joviennes en corotation lors des traversées de source, afin de contraindre l'angle d'émission θ du feuillet conique d'émission en le comparant aux calculs théorique de l'IMC. Ceci permettra d'apporter de possibles améliorations au code.

L'étude statistique de la distribution des sources radio pourra être prolongée et complétée par les observations UV du HST et celles qui seront enregistrées lors des prochains péri-joves par Juno/Waves et les spectro–imageurs auroraux (Juno/UVS et Juno/JIRAM¹), afin de cartographier univoquement les lignes de champ magnétique portant les sources du bKOM, HOM et DAM et de déterminer celles liées à l'ovale auroral ou aux points chauds.

Un travail pourra être mené sur l'analyse combinée des mesures in–situ des électrons de basse énergie donnant naissance aux émissions radio joviennes (induites ou non par les satellites) ([Zarka, 1998](#); [Louarn et al., 2017](#)) et plus généralement sur les conditions plasma locales et les processus d'accélération à l'œuvre.

La fréquence de coupure des émissions radio observées avec Juno/Waves lors des traversées de source pourra être étudiée, afin de déterminer si ces émissions sont toujours émises de manière perpendiculaire ou oblique par rapport au champ magnétique (présence éventuelle de cavités?), ainsi que l'énergie et la fonction de distribution des électrons (de type « coquille » ou « cône de perte »?), à l'aide des mesures particules enregistrées par Juno/JADE². Plus particulièrement, il sera intéressant de comparer les mécanismes de saturation de ces émissions et le calcul des taux de croissance, pour les différentes composantes radio (kilométrique, hectométrique et décimétrique), aux prédictions théoriques du mécanisme maser. L'on s'attend à ce que les taux de croissance soient fortement différents, du fait de la grande gamme de fréquence couverte entre le kilométrique et le décimétrique (de quelques dizaines de kHz à quelques MHz). L'intensité des émissions radio étudiées sera ensuite analysée afin de déterminer si ces différents taux de croissance peuvent être responsables d'une différence de puissance du signal.

Ce cas de figure est particulier et observable seulement pour Jupiter, du fait des grandes variations de son champ magnétique et donc des fréquences auxquelles se produisent les émissions. Cette étude nécessite de passer dans les sources et n'est donc réalisable qu'avec la sonde Juno.

1. Juno Infrared Auroral Mapper : mesure de l'émission infrarouge aurorale ([Adriani et al., 2017](#)).

2. Jovian Auroral Distributions Experiment : mesure des ions de faible énergie (5 eV – 50 keV), et des électrons (0,1–200 keV + fonction de distribution) ([McComas et al., 2017](#)).

Annexes

Annexe A

Altar–Appleton–Hartree et indice de réfraction

A.1 Expression d’Altar–Appleton–Hartree

Dans cette Annexe est expliquée comment retrouver l’expression d’Altar-Appleton-Hartree, utilisée 2.2.3 page 22.

$$N^2 = 1 - \frac{2 * X * (1 - X)}{2 * (1 - X) - Y^2 \sin^2 \theta \pm \sqrt{Y^4 * \sin^4 \theta + 4 * Y^2 * \cos^2 \theta * (1 - X)^2}} \quad (\text{A.1})$$

Avec $X = \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$, $Y = \frac{\omega_c}{\omega}$ et $\omega_p = \frac{n_e * e^2}{\epsilon_0 * m_e}$ la fréquence de pulsation des électrons (n_e étant la densité des électrons, e la charge d’un électron, et m_e sa masse) et $\omega_c = \frac{e * B_0}{m_e}$ la fréquence cyclotron des électrons.

Pour cela, on a besoin de chercher l’équation de dispersion d’un plasma froid magnétisé. On utilise pour ça les équations de Maxwell (Maxwell, 1865) suivantes :

la relation de Maxwell-Ampère :

$$\vec{\nabla} \times B = \mu_0 \vec{J} + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{A.2})$$

et la relation de Maxwell-Faraday :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{A.3})$$

ainsi que la formule de la densité de courant :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (\text{A.4})$$

et celle du tenseur diélectrique :

$$\mathbf{K} = \mathbf{1} - \frac{\sigma}{i\omega\epsilon_0} \quad (\text{A.5})$$

On utilisera aussi le fait que l’on cherche des solutions sous formes d’ondes planes, et qu’ainsi toutes les grandeurs $f(\vec{r}, t)$ sont proportionnelles à $e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$

On obtient ainsi :

$$\frac{c^2}{\omega^2} \vec{k} \times \vec{k} \times \vec{E} + \mathbf{K} \vec{E} = 0 \quad (\text{A.6})$$

En posant $\vec{n} = \frac{c\vec{k}}{\omega}$, avec $\vec{n} = (n \sin \theta, 0, n \cos \theta)$, on obtient que

$$\frac{c^2}{\omega^2} \vec{k} \times \vec{k} \times \vec{E} = \begin{pmatrix} -n^2 \cos^2 \theta & 0 & n^2 \cos \theta \sin \theta \\ 0 & -n^2 & 0 \\ n^2 \cos \theta \sin \theta & 0 & -n^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (\text{A.7})$$

Pour la partie $\mathbf{K} \vec{E}$, il faut démarrer de l'équation du mouvement :

$$\sum \vec{F} = m \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = e[\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}] \quad (\text{A.8})$$

Ce qui ici nous donne :

$$m_s \frac{\partial \vec{v}_s}{\partial t} = e_s[\vec{E}_1 + \vec{v}_{s1} \times \vec{B}_0] \quad (\text{A.9})$$

avec s pour l'espèce (ion ou électron), $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_1 = \vec{E}_1$, $\vec{v}_s = \vec{v}_0 + \vec{v}_{s1} = \vec{v}_{s1}$ (plasma froid), $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1$, et $\vec{v}_{s1} \times \vec{B}_1 = 0^2(\epsilon)$ (ordre 2, très faible devant ordre 1)

On fait ensuite l'hypothèse que l'on cherche des solutions sous formes d'ondes planes, et en projetant selon x, y et z, on obtient ainsi :

$$\begin{pmatrix} -i\omega & -\omega_{cs} & 0 \\ -\omega_{cs} & -i\omega & 0 \\ 0 & 0 & -i\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_{sx} \\ v_{sy} \\ v_{sz} \end{pmatrix} = \frac{e_s}{m_s} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (\text{A.10})$$

Avec $\omega_{cs} = \frac{eB_0}{m_s}$ la fréquence cyclotronique de chaque espèce.

Ce qui nous donne

$$\begin{pmatrix} v_{sx} \\ v_{sy} \\ v_{sz} \end{pmatrix} = \frac{e_s}{m_s} \begin{pmatrix} \frac{-i\omega}{\omega_{cs}^2 - \omega^2} & \frac{\omega_{cs}}{\omega_{cs}^2 - \omega^2} & 0 \\ \frac{-\omega_{cs}}{\omega_{cs}^2 - \omega^2} & \frac{-i\omega}{\omega_{cs}^2 - \omega^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{i\omega}{\omega} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (\text{A.11})$$

On utilise ensuite la formule de la densité de courant :

$$\vec{J} = \sum_s n_{s0} e_s \vec{v}_s \quad (\text{A.12})$$

qu'on réorganisera sous la forme

$$\vec{J} = \boldsymbol{\sigma} \vec{E} \quad (\text{A.13})$$

afin de trouver le tenseur de conductivité $\boldsymbol{\sigma}$:

$$\boldsymbol{\sigma} = \sum_s \frac{e^2 n_{s0}}{m_s} \begin{pmatrix} \frac{-i\omega}{\omega_{cs}^2 - \omega^2} & \frac{\omega_{cs}}{\omega_{cs}^2 - \omega^2} & 0 \\ \frac{-\omega_{cs}}{\omega_{cs}^2 - \omega^2} & \frac{-i\omega}{\omega_{cs}^2 - \omega^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{i\omega}{\omega} \end{pmatrix} \quad (\text{A.14})$$

Puis on exprime le tenseur diélectrique

$$\mathbf{K} = \mathbf{1} - \frac{\boldsymbol{\sigma}}{i\omega\epsilon_0} \quad (\text{A.15})$$

qui s'écrit donc :

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \quad (\text{A.16})$$

où l'on a posé :

$$\begin{aligned} S &= 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} \\ P &= 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \\ D &= \sum_s \frac{\omega_{ps}^2 \omega_{cs}}{\omega(\omega^2 - \omega_{cs}^2)} \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

$$(\omega_{ps}^2 = \frac{n_s e^2}{\epsilon_0 m_s})$$

Ce qui au final nous donne donc :

$$\begin{aligned} &\frac{c^2}{\omega^2} \vec{k} \times \vec{k} \times \vec{E} + \mathbf{K} \vec{E} = 0 \\ \Leftrightarrow &\begin{pmatrix} S - n^2 \cos^2 \theta & -iD & n^2 \cos \theta \sin \theta \\ iD & S - n^2 & 0 \\ n^2 \cos \theta \sin \theta & 0 & P - n^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

On calcul ensuite le déterminant de cette matrice, ce qui nous donne une équation bicarré en n , de la forme suivante :

$$An^4 - Bn^2 + C = 0 \quad (\text{A.19})$$

Avec

$$\begin{aligned} A &= P \cos^2 \theta + S \sin^2 \theta \\ B &= \sin^2 \theta (S^2 - D^2) + SP(1 + \cos^2 \theta) \\ C &= P(S^2 - D^2) \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

Pour trouver la solution de ce déterminant, il est plus aisé de poser $n^2 = 1 + \xi$ et de résoudre

$$A + \frac{2A - B}{\xi} + \frac{A - B + C}{\xi^2} = 0 \quad (\text{A.21})$$

nous donnant ainsi :

$$n^2 = 1 + \frac{2(A - B + C)}{-2A + B \pm \sqrt{B^2 - 4AC}} \quad (\text{A.22})$$

Par la suite, on utilisera l'approximation qu'aux hautes fréquences, les termes relatifs aux ions dans l'expression de S , P et D sont négligeables, car $m_i \gg m_e$ et donc $\omega_{pi} \ll \omega_{pe}$, ainsi que $\omega_{ci} \ll \omega_{ce}$

Pour finalement arriver à l'équation de Altar-Appleton-Hartree, il faut réécrire chaque terme de l'équation ci-dessus, en factorisant par $\left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2}\right)^2 \frac{1 - \frac{\omega_{ce}^2}{\omega^2}}{\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}}$

Nous donnant ainsi bien :

$$N^2 = 1 - \frac{2 * \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} * \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)}{2 * \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right) - \frac{\omega_{ce}^2}{\omega^2} \sin^2\theta \pm \sqrt{\left(\frac{\omega_{ce}^2}{\omega^2} * \sin^2\theta\right)^2 + 4 * \frac{\omega_{ce}^2}{\omega^2} * \cos^2\theta * \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)^2}} \quad (\text{A.23})$$

A.2 La pulsation cyclotron de résonance et l'indice de réfraction pour la distribution de type coquille

Dans le cas d'une distribution de type coquille, l'onde est émise perpendiculaire à la ligne de champ magnétique ($\theta = 90^\circ$), et le cercle de résonance est centré en $v_{||} = 0$. En utilisant l'équation de résonance (cf equation 2.4), on a l'expression plus précise de la pulsation de résonance pour le cas coquille :

$$\omega_{shell} = \omega_{ce} \Gamma^{-1} = \Omega_{ce} \quad (\text{A.24})$$

En reprenant l'équation A.23, et en choisissant le signe \ominus (émission sur le mode extraordinaire), on trouve :

$$\begin{aligned} N^2 &= 1 - \frac{2 * \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} * \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)}{2 * \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right) - \frac{\omega_{ce}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{ce}^2}{\omega^2}} \\ N^2 &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2 * \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)}{\omega^2 - \omega_p^2 - \omega_{ce}^2} \\ N^2 &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2 (1 - \omega_{pe}^2 / \Omega_c^2)}{\Omega_{ce}^2 - \omega_p^2 - \omega_{ce}^2} \end{aligned} \quad (\text{A.25})$$

Bien que l'émission perpendiculaire ne dépende pas de l'indice de réfraction, celui-ci est tout de même donné pour information, en prévision de l'Annexe B qui discute des effets de réfraction des émissions radio.

A.3 La pulsation cyclotron de résonance et l'indice de réfraction pour la distribution de type cône de perte

Dans le cas d'une distribution de type cône de perte, l'onde est émise de manière oblique par rapport à la ligne de champ magnétique, et le cercle de résonance est centré sur $v_0 \neq 0$.

a Pulsation cyclotron de résonance

En utilisant les équations 2.4, 2.7 pour l'expression de $k_{||}$, l'équation ci-dessus, et le fait que $v_0 \cos \alpha = v_r$ (Figure 2.7 (a) pour les électrons résonants), nous pouvons déterminer la valeur de ω pour l'émission oblique :

$$\begin{aligned}
 \omega_{lc} &= w_{ce} \Gamma_r^{-1} + \frac{v_0 \omega_{ce}}{c^2} v_{r||} \\
 &= w_{ce} \Gamma_r^{-1} + \frac{v_0 \omega_{ce}}{c^2} v_r \cos \alpha && \text{cf equation 2.13} \\
 &= w_{ce} \left(\Gamma_r^{-1} + \frac{v_r^2}{c^2} \right) && \text{car } v_0 \cos \alpha = v_r \text{ cf Figure 2.7} \\
 &\approx w_{ce} \left(1 + \frac{v_r^2}{2c^2} \right) && \text{DL au 1er ordre de } \Gamma_r^{-1} \\
 &= w_{ce} \left(1 - \frac{v_r^2}{c^2} \right)^{-1/2} && \text{en effectuant un DL-inverse}
 \end{aligned}$$

$$\omega_{lc} = \omega_{ce} \Gamma_r \tag{A.26}$$

b Indice de réfraction N et angle d'émission θ

On commence par calculer l'indice de réfraction particulier au cône de perte à partir de $v_0 \cos \alpha = v_r$ et des équations 2.9 et A.26 :

$$N = \frac{\Gamma_r^{-1} v_r}{\cos \alpha c \cos \theta} = \frac{\chi}{\cos \theta} \tag{A.27}$$

Si on prend la relation de dispersion (cf Annexe A.1 equation A.19 page 119), et l'équation ci-dessus, on peut la réécrire :

$$An^4 - Bn^2 + C = A\chi^4 - B\chi^2 \cos^2 \theta + C \cos^4 \theta = 0 \tag{A.28}$$

Ainsi, en utilisant les définitions utilisées dans l'Annexe A.1 (equation A.20 page 119)

$$\begin{aligned}
 A &= P \cos^2 \theta + S \sin^2 \theta \\
 B &= \sin^2 \theta (S^2 - D^2) + SP(1 + \cos^2 \theta) \\
 C &= P(S^2 - D^2)
 \end{aligned} \tag{A.29}$$

avec les définitions de S, P et D (Stix, 1962, notation de) suivantes (cf équation A.17 page 119)

$$\begin{aligned}
 S &= 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} \\
 P &= 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \\
 D &= \sum_s \frac{\omega_{ps}^2 \omega_{cs}}{\omega(\omega^2 - \omega_{cs}^2)}
 \end{aligned} \tag{A.30}$$

On peut réécrire l'équation A.28 comme suit :

$$\begin{aligned}
 & S\chi^4 + \left[\chi^4(P - S) - \chi^2(PS + S^2 - D^2) \right] \cos^2\theta \\
 & \left[P(S^2 - D^2) - \chi^2(PS - S^2 + D^2) \right] \cos^4\theta \\
 & = a\cos^4\theta + b\cos^2\theta + c = 0
 \end{aligned} \tag{A.31}$$

Ainsi la solution pour le mode RX est la suivante :

$$\cos^2\theta = \frac{-b + \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \tag{A.32}$$

Annexe B

La réfraction dans SERPE

Dans cette Annexe sont décrits les effets de réfractions susceptibles de venir modifier l'angle d'émission. Ces effets ne sont pas pris en compte dans SERPE pour le moment, mais devront l'être prochainement.

L'onde est émise le long d'un feuillet conique d'émission (de quelques degrés d'épaisseur) dont l'axe est parallèle au champ magnétique local, à la source. L'ouverture de ce cône est donnée par θ .

Dans la source, l'angle d'émission θ_1 dépend directement de l'indice de réfraction N_1 . En faisant l'hypothèse $N_2 = 1$ en dehors de la source, la loi de Snell-Descartes donne :

$$\theta_2 = \arcsin(N_1 \sin \theta_1) \quad (\text{B.1})$$

Cette description donne un cône d'émission axisymétrique. En réalité, l'indice au voisinage immédiat de la source (dominée par la valeur de ω_{ce}) varie en fonction de l'angle perpendiculaire à l'axe du champ magnétique (azimuth ϕ). Dans la direction de la planète ($\phi = 180^\circ$) l'onde rencontre l'iso- f_{ce} , c'est-à-dire qu'elle s'approche de sa fréquence de coupure ($N = 0$), et l'onde est ainsi réfléchie, pour ensuite se diriger vers une zone où l'indice de réfraction tend vers 1.

Pour prendre cet effet en compte, il faut effectuer le changement de repère suivant qui nous permet de nous mettre dans le référentiel de l'iso- f_{ce} :

$$i_0 = \theta - \theta_{gb} \times \cos \phi \quad (\text{B.2})$$

avec θ_{gb} l'angle entre la ligne de champ magnétique et la normale à l'iso- f_{ce} .

Ainsi, dans le cas où l'onde est émise avec un angle i_0 par rapport à la normale à l'iso- f_{ce} inférieur à 90° , l'onde ne se dirigera pas vers l'iso- f_{ce} et ne subira pas de réflexion (cf Figure B.1 (a)), tandis que si l'angle est supérieur à 90° l'onde sera d'abord réfléchie (cf Figure B.1 (b)).

Sur la Figure B.1 (b), sont représentés des schémas équivalents de la trajectoire de

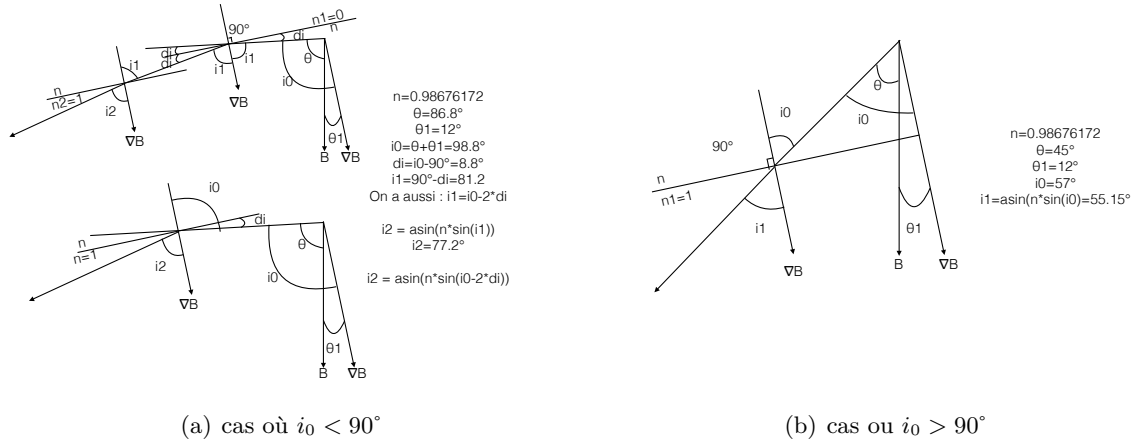


Figure B.1 – Schémas du trajet d'une onde selon son angle d'émission. Sur le coté de chaque schéma sont détaillées les valeurs des paramètres utilisés.

∇B : normale à l'iso- f_{ce} ; B : ligne de champ magnétique

l'onde. En effet :

$$\begin{aligned}
 i_2 &= \arcsin(n \sin(i_1)) && \text{cf Figure B.1 (b) haut} \\
 &= \arcsin(n \sin(i_0 - 2di)) && (\text{car } i_1 = i_0 - 2di) \\
 &= \arcsin(n \sin(i_0 - 2(i_0 - 90^\circ))) && (\text{car } di = i_0 - 90^\circ) \\
 &= \arcsin(n \sin(180^\circ - i_0)) && \text{(B.3)} \\
 &= \arcsin(n(\sin(180^\circ - \cos(i_0) - \cos(180^\circ)\sin(i_0))) \\
 i_2 &= \arcsin(n \sin(i_0)) && \text{cf Figure B.1 (b) bas}
 \end{aligned}$$

Pour le cas "cône de perte", l'angle après réfractions s'écrit donc :

$$i_2 = \arcsin(N \sin i_0) \quad \text{avec } i_0 \text{ dépendant de } \theta \text{ (cf equation B.2)}$$

La valeur de θ a été établie à l'équation 2.16, et la formule de N à l'équation 2.15

Pour la distribution "coquille", il y a deux cas.

Rappelons qu'à la Terre, la distribution d'électrons source de l'AKR (Rayonnement Kilométrique Auroral) est une distribution coquille, et que l'AKR est émis perpendiculairement dans une cavité aurorale (absence de plasma froid) formée dans la région d'accélération, permettant d'obtenir les conditions $f_{pe} \ll f_{ce}$.

A Saturne, au contraire, la traversée des sources du SKR (Rayonnement Kilométrique de Saturne) montre qu'il n'y a pas de cavité aurorale. A cause de la rotation rapide, la densité de plasma à haute latitude est suffisamment faible pour que $f_{pe} \ll f_{ce}$, ce qui autorise l'existence de sources radio sans avoir besoin de cavité.

Pour Jupiter, nous n'avons pas de preuves de la présence ou non de cavités aurorales. Du fait de la rotation rapide, il n'y a pas nécessité d'avoir de cavités (comme à Saturne). Mais les cavités sont naturellement formées par l'existence de sauts de potentiel qui accélèrent les électrons auroraux.

Dans le cas d'une cavité, avec un angle d'émission $\theta_0 = 90^\circ$, et l'hypothèse que $N=1$ en sortie de la cavité, alors l'angle d'émission dans la source, à la sortie de la cavité, sera :

$$\theta = \arcsin(N_0) \quad (\text{B.4})$$

(cf equation A.25 pour la valeur de N_0), et l'onde sera dans un milieu où l'indice de réfraction sera $N = 1$.

Dans l'autre cas, où il n'y a pas de cavité, alors l'angle d'émission dans la source sera $\theta = 90^\circ$, dans un milieu où l'indice de réfraction N sera celui de l'équation A.25.

Ensuite, dans un cas comme dans l'autre, on reproduit les mêmes étapes que pour le cas cône de perte, c'est-à-dire le changement de référentiel, pour avoir i_0 , et ainsi regarder s'il y aura un effet de réflexion sur l'iso- f_{ce} .

Sur les Figures B.2 et B.3, on peut voir les différences engendrées sur l'angle d'émission à la source (ligne continue noire) par les effets de réfraction (ligne point-tiret bleue), et ce pour différentes fréquences. La ligne de champ magnétique utilisée pour ces simulations se situe à 131.9° de longitude et correspond à l'orbite de Io.

On voit très clairement qu'avec les effets de réfraction, la valeur de l'angle d'émission est diminuée autour de 180° d'azimut (de quelques pour-cents à presque 30% de sa valeur d'origine). Comme expliqué ci-dessus, ceci est dû au fait que lorsque l'onde se dirige vers la planète, c'est-à-dire à la fois pour un angle i_0 par rapport à la normale de l'iso- f_{ce} de plus de 90° et pour une valeur de l'angle azimuthal ϕ compris entre 90° et 270° , l'onde se dirige vers une zone où la norme de \vec{B} augmente, atteignant sa fréquence de coupure. L'onde est réfractée, et l'angle d'émission θ diminue.

Pour le modèle cône de perte et le modèle shell sans cavité, une diminution de l'angle d'émission apparaît parfois pour toutes les autres fréquences, ce qui n'est pas le cas pour le shell avec cavité. Ceci est simplement dû au fait que pour le shell avec cavité, l'indice de réfraction dans la source à la sortie de la cavité est $N = 1$, ainsi l'onde ne subit aucune réfraction si elle ne se dirige pas vers une zone où l'indice diminue. Tandis que pour le cône de perte et le shell sans cavité, l'indice de réfraction N dans la source est inférieur à 1, entraînant des effets de réfraction lorsque l'onde se dirige vers une zone où $N \rightarrow 1$.

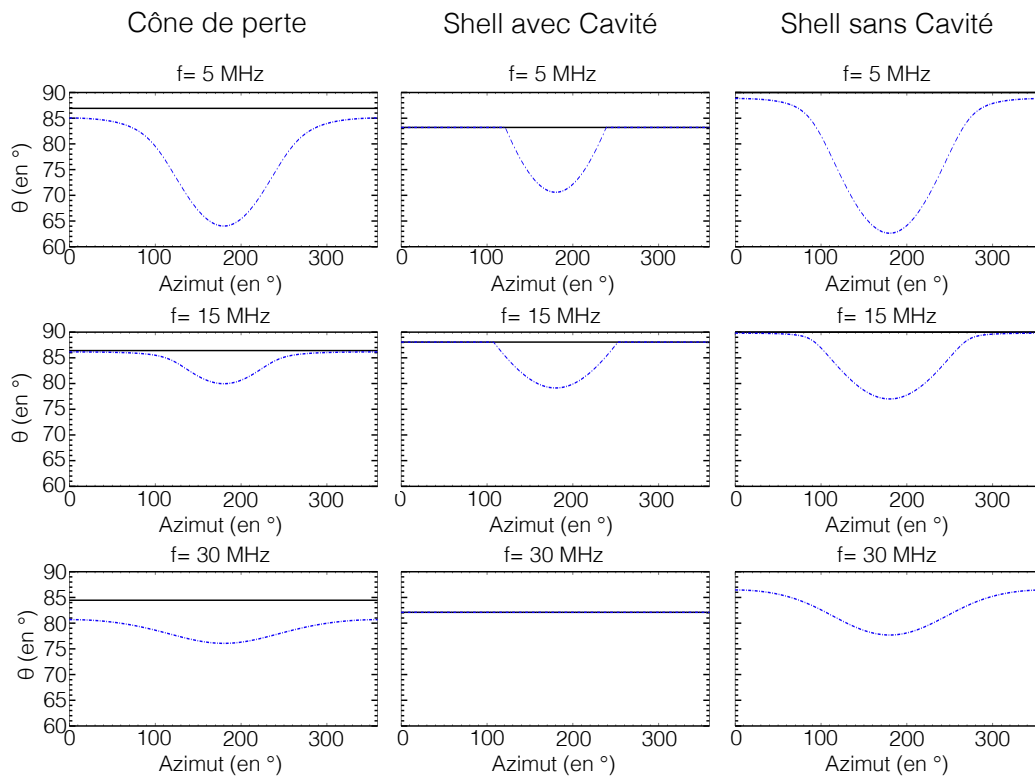


Figure B.2 – Angle d'émission en fonction de l'angle azimutal ; en noir : angle d'origine ; en bleu : après les effets de réfraction

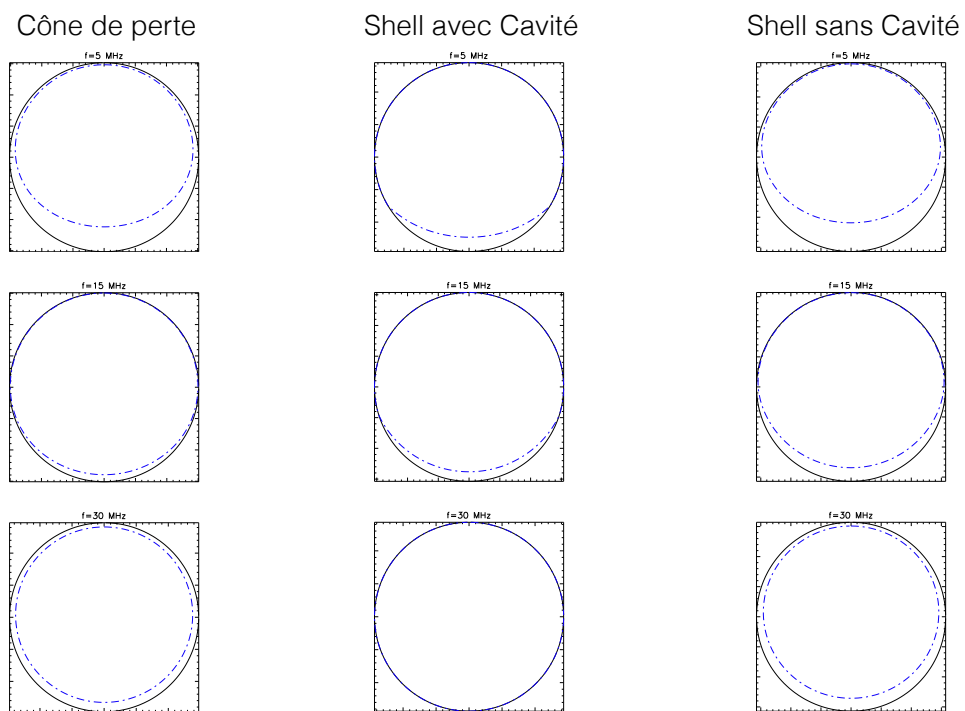


Figure B.3 – Cône d'émission vu de face ; en noir : angle d'origine ; en bleu : après les effets de réfraction. La référence de l'angle azimuthal ($\phi = 0^\circ$) se trouve en haut

Annexe C

Mise à disposition des simulations

C.1 Format des données

Avec la dernière mise-à-jour de SERPE, les simulations sont maintenant distribuées sous le format CDF (*Common Data Format*). Différents paramètres de sorties peuvent être choisis.

Les fichiers de référence fournissent les informations suivantes (montrées Figure C.1) à chaque pas de temps et de fréquence :

- *Polarization* : Polarisation de l'onde observée, permettant de différencier les émissions en provenance de l'hémisphère nord (< 0) ou de l'hémisphère sud (> 0);
- θ : Ouverture du feuillet conique d'émission ;
- *CML* : Longitude de l'observateur ;
- *ObsLatitude* : Latitude planétocentrique de l'observateur ;
- *ObsDistance* : Distance (en rayon planétaire) entre l'observateur et la planète ;
- *SrcFreqMax* : Fréquence maximale sur le tube de flux actif à chaque pas de temps ;
- *Fp* : Fréquence plasma électronique dans les sources ;
- *Fc* : Fréquence cyclotron électronique dans les sources.

Des informations supplémentaires peuvent être demandées, telles que :

- Azimuth ϕ de l'onde vue par l'observateur, c'est à dire la partie du feuillet conique d'émission d'où provient l'onde vue par l'observateur, avec comme référence $\phi = 180^\circ$ la direction de l'onde vers l'équateur magnétique (voire Annexe B) ;
- Longitude équatoriale des sources. Pour des simulations d'émissions induites par une lune, la longitude correspond à la longitude de la lune ;
- Position (x,y,z) des sources ;
- Temps local de l'observateur (en cours de développement).

La position des sources a été ajoutée lors de discussions avec l'équipe ESA de la mission JUICE (*Jupiter Icy Moon Explorer*), en intégrant à SERPE la possibilité de produire des simulations à partir d'éphémérides données en entrée par l'utilisateur. Ces nouveaux ajouts (éphémérides *ad hoc* et position des sources en sorties) permettent au segment sol de la mission JUICE de fournir la visibilité des émissions radio en fonction des différentes trajectoires de la sonde. Les équipes RPWI (*Radio and Plasma Waves Investigation*) et RIME (*Radar for Icy Moons Exploration*) pourront ainsi planifier leurs opérations en fonction de ces informations.

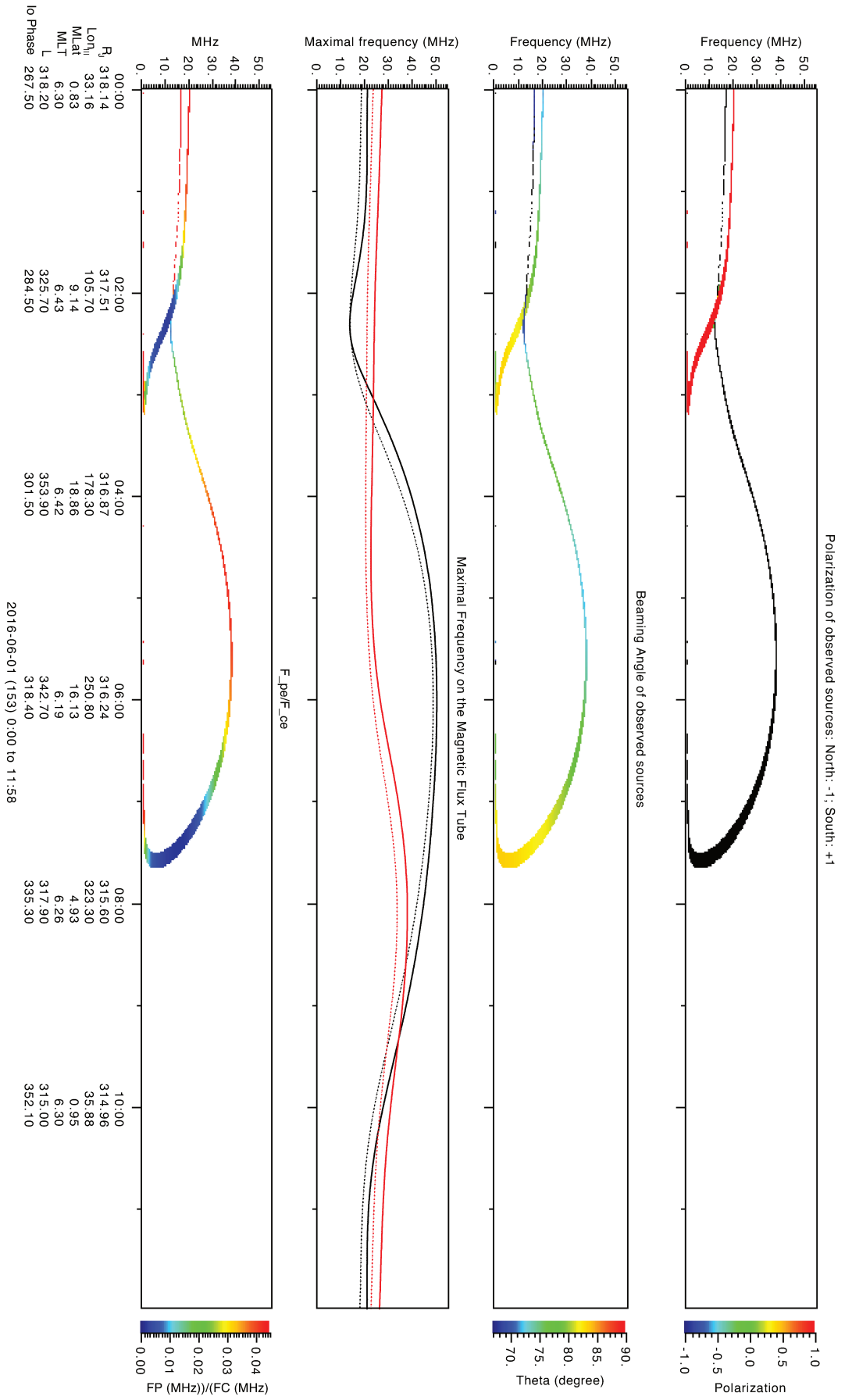


Figure C.1 – Exemple de tracés des paramètres de sorties des fichiers de simulation sous le format CDF, lus avec l'outil *autoplot*. Les simulations présentées correspondent à des émissions induites par Europe, observées depuis Juno. Le premier panneau indique la polarisation de l'émission (hémisphère nord en noir; hémisphère sud en rouge). Le second panneau indique la valeur de l'angle d'ouverture θ du feuillet conique d'émission. Le troisième panneau indique en trait plein la fréquence maximale au pied du tube de flux actif (ici connecté à Europe) et en trait pointillé la fréquence maximale sur le tube de flux actif avec la condition $f_{pe}/f_{ce} < 0.1$. Le quatrième panneau indique la valeur du rapport f_{pe}/f_{ce} le long des arcs observés. En abscisse sont données les éphémérides de la sonde Juno, fournies par l'Université d'Iowa.

C.2 Distribution des données

Les simulations produites par l'équipe radio du pôle plasma du LESIA sont disponibles à l'adresse suivante : <http://maser.obspm.fr/data/serpe/>. Celles-ci sont classées par observateur (Cassini, Terre, Juno, *etc.*), puis par années et par mois.

La nomenclature pour les simulations de routine d'une durée de 24 h est la suivante :

```
expres_juno_jupiter_europa_jrm09_lossc-wid1deg_3kev_20160101_v01.cdf
```

Dans cette nomenclature est indiqué le nom du code de simulation "expres", l'observateur ("juno"), l'interaction à l'origine des émissions ("jupiter_europa"), le modèle de champ magnétique ("jrm09"), la distribution électronique ("lossc"), l'épaisseur du feuillet conique d'émission ("wid1deg"), l'énergie des électrons résonants ("3kev") et la date de la simulation ("20160101"). La version est pour le moment indicative ("v01") et pourra évoluer en fonction des paramètres de sorties fournis dans les fichiers CDF.

La distribution de la base de données de simulations se fait ensuite via la distribution de fichier *.vap*, qui peuvent être lus par l'outil *Autoplot* (Faden et al., 2010) (un jeu de données par observateur et par paramètre), permettant de comparer directement les simulations à des observations sol ou spatiales. Une page web est en cours de création pour permettre la distribution des fichiers *.vap* avec la communauté radio.

La distribution de la base de données de simulations via un serveur *das2*¹ est en cours de réalisation. L'utilisation d'un serveur *das2* permettra un gain de temps dans le chargement et l'affichage des données. Les points d'accès *das2* et les fichiers *.vap* seront ensuite indexés et disponibles à travers VESPA².

L'accessibilité et la distribution des données rentre dans le projet de diffusion des données radio basse fréquence MASER³.

C.3 Accessibilité du code

Le code de simulation pourra être utilisé à partir d'une interface web ouverte permettant à un utilisateur de lancer une simulation précise en fournissant un fichier de configuration SERPE dans un premier temps, puis à travers une interface de saisie des paramètres de la simulation dans un second temps.

Le code est actuellement stocké sur un dépôt SVN (*subversion*), permettant d'enregistrer chaque modification apportée. Le code a été migré sur la grappe de calcul Tycho (observatoire de Paris) et est fonctionnel. La mise en place et l'utilisation du code sur Tycho a été fait en collaboration avec Mathieu SERVILLAT (LUTH⁴) et utilise le système de gestion de jobs UWS⁵ développé dans le cadre du projet CTA⁶ (Servillat et al., 2018).

L'étape suivante (mise en place des interfaces web) est en cours de développement. À terme, le code lui-même sera mis à disposition avec une licence *open-source* à travers une

1. Das2 est un serveur conçu et utilisé par le groupe d'ondes radio et plasma de l'Université d'Iowa. Il permet, avec format *das2stream*, de distribuer les données aux utilisateurs via un client (*Autoplot* par exemple), qui peut ensuite les visualiser et les manipuler.

2. *Virtual European Solar and Planetary Access* : <http://www.europlanet-vespa.eu/glossaire.shtml>.

3. Mesures, Analyses et Simulations d'Émissions Radio : <http://maser.lesia.obspm.fr/>.

4. Laboratoire Univers et Théories.

5. *Universal Worker Service* : <http://www.ivoa.net/documents/UWS/>.

6. *Cherenkov Telescope Array*.

dépôt de code communautaire.

C.4 Projections polaires de la trajectoire de Juno

Dans le cadre de cette thèse j'ai été amenée à effectuer des projections polaires de l'empreinte magnétique de Juno sur une fenêtre temporelle de ± 5 h (voir Chapitre 12). Ces projections sont accessibles à l'adresse suivante : maser.lesia.obspm.fr/article59.

Annexe D

Catalogue des émissions Europe–DAM et Ganymède–DAM, détectées avec les sondes Voyager et Cassini

Annexe E

Catalogue des émissions Io–DAM,
détectées avec la sonde Cassini

Io	2002232	15 :00	2002232	16 :45	04.00	13.00	09.00	VE	S	1
Io	2002235	03 :35	2002235	04 :45	01.50	16.00	14.50	VL	S	1
Io	2002236	05 :25	2002236	07 :00	02.00	16.00	14.00	VE	S	1
Io	2002237	22 :50	2002238	01 :00	02.00	16.00	14.00	VE	S	1
Io	2002238	18 :05	2002238	18 :45	02.00	16.00	14.00	VL	N	1
Io	2002240	12 :10	2002240	12 :45	02.00	10.00	08.00	VL	N	1
Io	2002245	00 :50	2002245	03 :00	03.00	15.00	12.00	VE	S	1
Io	2002245	20 :00	2002245	20 :15	05.00	13.00	08.00	VL	N	1
Io	2002246	18 :50	2002246	19 :25	01.50	16.00	14.50	VE	N	1
Io	2002249	08 :50	2002249	09 :20	04.00	16.00	12.00	VL	N	1
Io	2002252	19 :00	2002252	19 :40	03.00	16.00	13.00	VL	N	1
Io	2002254	14 :30	2002254	15 :30	01.50	16.00	14.50	VL	S	1
Io	2002255	16 :10	2002255	18 :00	01.00	16.00	15.00	VE	S	1
Io	2002257	10 :05	2002257	12 :00	03.00	16.00	13.00	VE	S	1
Io	2002261	15 :50	2002261	16 :15	08.50	14.00	05.50	VL	S	1
Io	2002261	18 :05	2002261	18 :50	02.00	16.00	14.00	VL	N	1
Io	2002262	18 :00	2002262	19 :30	02.00	14.00	12.00	VE	S	1
Io	2002263	11 :40	2002263	12 :35	02.00	13.00	11.00	VL	S	1
Io	2002268	19 :50	2002268	20 :05	05.00	14.00	09.00	VL	N	1
Io	2002269	19 :35	2002269	20 :15	03.00	14.50	11.50	VE	S	1
Io	2002270	14 :10	2002270	14 :50	03.50	16.00	12.50	VL	N	1
Io	2002275	03 :20	2002275	05 :00	03.00	16.00	13.00	VE	S	1
Io	2002275	21 :30	2002275	22 :55	03.00	12.00	09.00	VL	S	1
Io	2002276	22 :45	2002276	23 :00	04.00	16.00	12.00	VE	N	1
Io	2002277	16 :15	2002277	16 :55	04.00	16.00	12.00	VL	S	2
Io	2002281	05 :15	2002281	05 :45	04.00	16.00	12.00	VL	N	1
Io	2002283	00 :05	2002283	00 :40	04.00	16.00	12.00	VL	N	1
Io	2002287	13 :00	2002287	14 :10	02.00	15.00	13.00	VE	S	1
Io	2002289	06 :15	2002289	08 :00	08.50	16.00	07.50	VE	S	1
Io	2002290	01 :40	2002290	02 :10	04.00	16.00	12.00	VL	N	2
Io	2002293	14 :50	2002293	15 :05	03.50	16.00	12.50	VL	N	1
Io	2002294	13 :35	2002294	15 :35	01.50	14.00	12.50	VE	S	1
Io	2002295	08 :20	2002295	09 :55	03.50	16.00	12.50	VL	S	1
Io	2002299	22 :10	2002300	00 :00	01.00	16.00	15.00	VE	S	1
Io	2002301	15 :40	2002301	17 :50	02.50	16.00	13.50	VE	S	1
Io	2002302	10 :50	2002302	11 :30	04.50	16.00	11.50	VL	N	1
Io	2002304	04 :10	2002304	05 :20	03.50	16.00	12.50	VL	S	1
Io	2002307	00 :00	2002307	01 :00	01.00	16.00	15.00	VE	N	1
Io	2002307	18 :30	2002307	19 :10	03.50	14.50	11.00	VL	N	1
Io	2002308	17 :20	2002308	19 :30	04.50	13.50	09.00	VE	S	1
Io	2002309	12 :00	2002309	13 :00	04.00	16.00	12.00	VL	N	1
Io	2002309	12 :30	2002309	13 :20	04.00	16.00	12.00	VL	S	1
Io	2002310	13 :20	2002310	15 :00	03.00	16.00	13.00	VE	S	1
Io	2002311	05 :35	2002311	07 :00	03.00	16.00	13.00	VL	S	1
Io	2002312	08 :30	2002312	09 :10	05.00	12.00	07.00	VE	S	1
Io	2002314	00 :40	2002314	01 :30	02.00	11.00	09.00	VE	S	1
Io	2002314	01 :30	2002314	02 :00	01.00	13.00	12.00	VE	N	1
Io	2002314	20 :00	2002314	20 :50	03.50	16.00	12.50	VL	N	1
Io	2002316	13 :30	2002316	14 :00	06.50	16.00	09.50	VL	S	1
Io	2002317	17 :00	2002317	18 :30	01.00	13.50	12.50	VE	S	1
Io	2002318	07 :50	2002318	08 :10	04.00	15.00	11.00	VL	S	1
Io	2002319	09 :20	2002319	11 :00	05.00	16.00	11.00	VE	S	1
Io	2002321	02 :50	2002321	04 :40	03.00	16.00	13.00	VE	S	1
Io	2002321	22 :00	2002321	22 :30	05 :00	13 :00	08 :00	VL	S	1
Io	2002323	15 :50	2002323	16 :20	03.00	13.50	10.50	VL	S	1
Io	2002324	18 :15	2002324	19 :30	02.50	12.00	09.50	VE	S	1
Io	2002325	11 :00	2002325	11 :20	04.00	16.00	12.00	VL	N	1
Io	2002326	10 :40	2002326	11 :40	02.00	13.00	11.00	VE	S	1
Io	2002327	05 :30	2002327	06 :15	05.00	16.00	11.00	VL	N	1

Annexe F

Catalogue des émissions
Europe–DAM et
Ganymède–DAM, détectées avec
la sonde Juno

Sat **	type *	dated YYYYDDD	hhd HH	mmd MM	datef YYYYDDD	hhf HH	mmf MM	fmin **.*	fmax **.*	forme **	hemi *	pertinence
Eu	C	2016284	11	50	2016284	12	30	04.00	16.00	VL	S	~
Ga	D	2016352	14	00	2016352	15	45	03.00	17.00	VE	S	OK
Eu	B?	2017019	23	30	2017020	01	00	03.00	17.00	VE	N	~
Eu	A	2017032	10	00	2017032	13	10	17.00	28.00	VL	N	OK
Eu	C	2017036	00	30	2017036	02	00	03.00	20.00	VL	S	~
Ga	D	2017036	12	00	2017036	15	00	13.00	21.00	VE	S	~
Ga	C	2017054	06	10	2017054	07	00	03.00	20.00	VL	S	ok
Ga	C	2017132	16	00	2017132	21	00	04.00	21.00	VL	S	ok
Eu	D	2017186	21	30	2017186	23	00	03.00	16.00	VE	S	~
Ga	C?	2017192	07	00	2017192	10	00	03.00	20.00	VL	S	~
Eu	D	2017201	02	00	2017201	05	00	03.00	18.00	VE	S	OK
Eu	B	2017222	14	05	2017222	17	10	03.00	16.00	VE	N	~
Eu	A	2017241	17	00	2017241	17	45	09.00	28.00	VL	N	~
Eu	C	2017245	13	10	2017245	16	20	03.00	20.00	VL	S	~
Eu	C	2017252	16	30	2017252	17	05	03.00	17.00	VL	S	OK
Eu	D	2017257	20	10	2017257	21	00	03.00	12.00	VE	S	~
Ga	C	2017296	19	05	2017296	21	00	03.00	27.00	VL	S	~
Ga	C	2017298	11	00	2017298	15	00	03.00	20.00	VL	S	~
Eu	A	2017300	07	30	2017300	08	30	03.00	20.00	VL	N	OK
Ga	D	2017336	23	20	2017337	00	20	03.00	14.00	VE	S	OK
Eu	B	2017350	02	50	2017350	09	00	03.00	32.00	VE	N	~
Eu	C?	2017365	15	00	2017365	15	30	03.00	26.00	VL	S	~

Annexe G

**Catalogue des sources radio
joviennes traversées avec Juno**

PJ	Date début	Heure début	Minute début	Date fin	Heure fin	Minute fin	Type	Fréquence minimale	Fréquence maximale	Hémisphère d'origine
#	yyyymmdd	hh	mm	yyyymmdd	hh	mm	****	*****	*****	*****
1	2016240	08	40	2016240	09	30	bkom	80	180	north
1	2016240	12	11	2016240	12	12	dam	4670	4830	north
1	2016240	13	29	2016240	13	31	dam	4730	5090	south
1	2016240	18	00	2016240	19	40	bkom	26	57	south
1	2016240	21	20	2016240	22	40	bkom	12	16	south
3	2016346	16	09	2016346	16	33	dam	2870	6050	north
3	2016346	17	32	2016346	17	45	dam	4600	7200	south
4	2017033	09	09	2017033	09	13	bkom	90	100	north
4	2017033	11	28	2017033	11	46	bkom	900	1580	north
4	2017033	12	03	2017033	12	31	dam	2800	8500	north
4	2017033	13	32	2017033	13	51	dam	2850	5600	south
4	2017033	15	19	2017033	17	42	bkom	60	330	south
4	2017033	20	14	2017033	21	14	bkom	21	28	south
5	2017086	01	58	2017086	02	05	bkom	25	27	north
5	2017086	02	20	2017086	02	21	bkom	30	30	north
5	2017086	02	29	2017086	02	32	bkom	32	33	north
5	2017086	02	35	2017086	02	37	bkom	33	34	north
5	2017086	02	39	2017086	02	40	bkom	34	35	north
5	2017086	02	58	2017086	03	24	bkom	40	49	north
5	2017086	03	55	2017086	05	38	bkom	60	150	north
5	2017086	07	10	2017086	07	39	hom	650	1420	north
5	2017086	07	58	2017086	08	10	dam	2800	4700	north
5	2017086	08	27	2017086	08	37	dam	12200	23300	north
5	2017086	09	30	2017086	09	46	dam	2800	4900	south
5	2017086	12	10	2017086	13	10	bkom	80	160	south
5	2017086	14	23	2017086	15	15	bkom	31	44	south
6	2017139	01	35	2017139	02	32	bkom	78	140	north
6	2017139	03	55	2017139	04	04	bkom/hom	425	505	north
6	2017139	05	10	2017139	05	42	dam	3200	15300	north
6	2017139	06	43	2017139	06	54	dam	3100	4300	south
6	2017139	09	50	2017139	10	20	bkom	95	116	south
7	2017191	17	23	2017191	17	55	bkom	14	16	north
7	2017192	01	06	2017192	01	28	dam	3500	6700	north
7	2017192	02	27	2017192	02	47	dam	3000	6200	south
8	2017244	20	23	2017244	20	31	hom	1060	1350	north
8	2017244	21	07	2017244	21	24	dam	4550	8500	north
8	2017244	22	18	2017244	22	35	dam	3800	6750	south
9	2017297	10	26	2017297	11	02	bkom	23	29	north
9	2017297	16	36	2017297	16	44	hom	1700	2300	north
9	2017297	16	50	2017297	16	54	dam	2900	3400	north
9	2017297	17	18	2017297	17	22	dam	11400	14200	north
9	2017297	18	26	2017297	18	33	dam	3150	3900	south
9	2017297	22	03	2017297	22	59	bkom	51	79	south
10	2017350	17	04	2017350	17	34	dam	3000	9400	north
10	2017350	18	30	2017350	18	50	dam	2900	5750	south
11	2018038	12	48	2018038	12	58	hom	1800	2700	north
11	2018038	13	00	2018038	13	09	dam	2800	4350	north
11	2018038	13	31	2018038	13	35	dam	15700	20300	north
11	2018038	14	35	2018038	14	46	dam	3750	2700	south
11	2018038	17	35	2018038	20	03	kom	36	120	south

Annexe H

Publications et communications

H.1 Publications à referee

H.1.1 Premier auteur

- **Io–Jupiter decametric arcs observed by Juno/Waves compared to ExPRES simulations**, C. K. Louis and 11 co–authors, 2017, *Geophysical Research Letters*, Vol. 44, Issue 18, pp. 9225–9232, [ADS](#)
- **Detection of Jupiter decametric emissions controlled by Europa and Ganymede with Voyager/PRA and Cassini/RPWS**, C. K. Louis, L. Lamy, P. Zarka, B. Cecconi and S. L. G. Hess, 2017, *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, Vol. 122, Issue 9, pp. 9229–9247, [ADS](#)
- **Simulating Jupiter–satellite decametric emissions with ExPRES : a parametric study**, C. K. Louis, L. Lamy, P. Zarka, B. Cecconi, S. L. G. Hess and X. Bonnin, 2017, in *Planetary Radio Emissions VIII*, edited by G. Fisher, G. Mann, M. Panchenko and P. Zarka, Austrian Academy of Sciences Press, Vienna, 59–72 [ADS](#)
- **Location of the different jovian auroral radio sources using Juno / Waves**, C. K. Louis, L. Lamy, P. Zarka, R. Prangé, M. Imai and W. S. Kurth, 2019, *en préparation pour soumission à Geophysical Research Letters*

H.1.2 Co-auteur

- **Radio emission from satellite–Jupiter interactions (especially Ganymede)**, P. Zarka, M. S. Marques, C. Louis, V. B. Ryabov, L. Lamy, E. Echer, and B. Cecconi, 2017, in *Planetary Radio Emissions VIII*, edited by G. Fisher, G. Mann, M. Panchenko and P. Zarka, Austrian Academy of Sciences Press, Vienna, 45–58, [ADS](#)
- **Refurbishing Voyager 1 & 2 Planetary Radio Astronomy (PRA) Data**, B. Cecconi, A. Pruvot, L. Lamy, P. Zarka, C. Louis, S. L. G. Hess, D. R. Evans and D. Boucon, 2017, in *Planetary Radio Emissions VIII*, edited by G. Fisher, G. Mann, M. Panchenko and P. Zarka, Austrian Academy of Sciences Press, Vienna, 505–514, [ADS](#)
- **Radio emission induced by Ganymede and consequences for the radio detection of exoplanets**, P. Zarka, M. Soares Marques, C. Louis, V. B. Ryabov, L. Lamy, E. Echer, and B. Cecconi, 2018, *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 618, A84, [ADS](#)

- **ExPRES a tool to simulate planetary and exoplanetary radio emissions**, S. L. G. Hess, P. Zarka, B. Cecconi, L. Lamy and C. Louis, 2019, *en préparation pour soumission à Astronomy & Astrophysics*
- **Probing Jovian broadband kilometric radio sources tied to the ultraviolet main auroral oval with Juno**, M. Imai, T. K. Greathouse, W. S. Kurth, G. Randall, C. K. Louis, P. Zarka, S. J. Bolton and J. E. P. Connerney, 2018, *soumis pour publication à Geophysical Research Letters*

H.2 Conferences

- 2017 **ExPRES simulations of Jupiter–satellite decametric emissions : a parametric study**, C. K. Louis, L. Lamy, P. Zarka, B. Cecconi, S. L. G. Hess and X. Bonnin
Poster at the Jean–Louis Steinberg Conference – Meudon, France
- 2017 **Detection of Jupiter decametric emissions controlled by Europa and Ganymede**, C. K. Louis, L. Lamy, P. Zarka, B. Cecconi and S. L. G. Hess
Poster at the Magnetospheres of the Outer Planets – Uppsala, Sweden
- 2017 **Io–Jupiter decametric arcs observed by Juno/Waves compared to ExPRES simulations**, C. K. Louis and 11 co–authors :
 — *Oral at the Magnetospheres of the Outer Planets – Uppsala, Sweden*
 — *Oral at the Plas@par young reasearcher’s day – Paris, France*
 — *Oral at the SF2A conference – Paris, France*
- 2016 **Detection of Jupiter decametric emissions controlled by Europa and Ganymede**, C. K. Louis, L. Lamy, P. Zarka, B. Cecconi and S. L. G. Hess
Oral at the Planetary, solar and heliospheric Radio Emissions VIII – Gratz, Austria
- 2016 **Simulate the auroral radio emissions of Jupiter with ExPRES**, C. K. Louis, L. Lamy, P. Zarka
Poster at the PNST conference – Hendaye, France
- 2015 **Updated modeling of auroral radio emissions of Jupiter**, C. K. Louis, L. Lamy, P. Zarka, S. L. G. Hess and B. Cecconi
Poster at the European Planetary Science Congress – Nantes, France

H.3 Team meetings

- 2016–2018 Participations fréquentes au *Juno magnetospheric working group – à distance*
- 2018 Juno science team meeting – *Boulder, USA*
- 2017 Juno science team meeting – *New Orleans, USA*
- 2017 Sakura team meeting – *Paris, France*
- 2017 Cassini / RPWS working group – *Iowa City, USA*
- 2016 Sakura team meeting – *Vienna, Austria*
- 2015 Working group LESIA-IRAP – *Toulouse, France*

Annexe I

Article Louis et al., Detection of Jupiter decametric emissions controlled by Europa and Ganymede with Voyager/PRA and Cassini/RPWS, 2017, publié dans la revue *Journal of Geophysical Research*

RESEARCH ARTICLE

10.1002/2016JA023779

Key Points:

- Detection of Jupiter decametric emissions controlled by Europa and Ganymede
- Average properties of the Europa-DAM emissions (spectral, temporal variability, maximal occurrences, and active longitudes)
- Average properties of the Ganymede-DAM emissions (spectral, temporal variability, maximal occurrences, and active longitudes)

Correspondence to:

C. K. Louis, corentin.louis@obsppm.fr

Citation:

Louis, C. K., L. Lamy, P. Zarka, B. Cecconi, and S. L. G. Hess (2017), Detection of Jupiter decametric emissions controlled by Europa and Ganymede with Voyager/PRA and Cassini/RPWS, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 122, doi:10.1002/2016JA023779.

Received 20 DEC 2016
Accepted 18 JUL 2017
Accepted article online 15 AUG 2017

Detection of Jupiter decametric emissions controlled by Europa and Ganymede with Voyager/PRA and Cassini/RPWS

C. K. Louis¹, L. Lamy¹, P. Zarka¹, B. Cecconi¹, and S. L. G. Hess²

¹LESIA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Université Paris 06, Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Meudon, France, ²Department of Space Environment, ONERA-The French Aerospace Lab, Toulouse, France

Abstract The Jovian high-latitude radio emissions produced by Jupiter's magnetosphere extend from a few kilohertz to 40 MHz. Part of the decametric (DAM) emissions are driven by the Galilean moon Io (Io-DAM). As UV aurorae have been detected at the footprint of Europa and Ganymede, we expect that these moons drive Jovian radio emissions as well. To check this assumption, we used the ExPRES simulation code (Exoplanetary and Planetary Radio Emissions Simulator) to predict dynamic spectrum (time-frequency spectrograms) of the radio emissions controlled by the four Galilean moons. Then we compared the simulations to the Voyager/PRA and Cassini/RPWS radio observations of Jupiter (1979, and between 2000 and 2003, respectively). We present the first clear evidence for the existence of decametric emissions controlled by Europa and Ganymede. Their statistical analysis allows us to describe the average properties of the Europa-DAM and Ganymede-DAM emissions such as their spectrum, temporal variability, and occurrence as a function of moon phase and subobserver's longitude.

1. Introduction

Radio emissions produced by Jupiter's magnetosphere between a few kilohertz and 40 MHz have been studied for half a century. Jovian auroral radio emissions are thought to be produced through the Cyclotron Maser Instability (CMI), at a frequency close to the electron cyclotron frequency, from non-Maxwellian weakly relativistic electrons spiraling along high-latitude magnetic fields lines [see Zarka, 1998, Treumann, 2006, and references therein]. These emissions are produced in the auroral regions above the atmosphere by non-Maxwellian electron distribution function, along a thin hollow conical sheet at large angle from the local magnetic field. They are elliptically polarized, the ones originating from the northern hemisphere are mainly right handed (RH), whereas the southern ones are mainly left handed (LH). These emissions consist of several spectral components: the kilometric (KOM), hectometric (HOM), and decametric controlled by Io (Io-DAM) or not (non-Io-DAM).

The Io-DAM was first identified by Bigg [1964]. Io emissions appear as four main types of arcs lasting for a few hours in time-frequency spectrograms. They have been historically labeled as Io-A, B, C, and D depending on the position of the source, each with different characteristics: this is due to radio beaming anisotropy [Hess et al., 2014]. A and B are northern emissions (RH polarization), while C and D are southern emissions (LH polarization). A and C are emitted eastward of Jupiter and generally observed as closing parentheses (so-called Vertex Late (VL) arcs). B and D are emitted westward and generally observed as opening parentheses (so-called Vertex Early (VE) arcs) [see Carr et al., 1983; Marques et al., 2017 (Figure 2)]. An auroral spot at the footprint of Io was later discovered in the infrared (IR) by Connerney et al. [1993] and in the ultraviolet (UV) by Prangé et al. [1996] and Clarke et al. [1998].

The UV footprints of Europa and Ganymede were more recently detected by Clarke et al. [2002]. The interaction between Jupiter and these moons was therefore expected to produce radio emission similar to Io-DAM.

Signatures of radio emissions induced by Ganymede, Europa, and Callisto have been tentatively identified in Galileo/PWS and Voyager/PRA radio observations between ≈ 2.0 and ≈ 5.8 MHz, over 2 years for Galileo/PWS and 4 months for Voyager/PRA 1 and 2, as briefly reminded below.

Menietti et al. [1998a] analyzed direction-finding results of Galileo/PWS and identified two arcs which could be consistent with emission driven by Ganymede. Menietti et al. [1998b], alternately analyzed Galileo/PWS data between subobserver's longitudes (Central Meridian Longitude, CML) 100° and 160° as a function of Ganymede phase and observed a modest enhancement of emission occurrence around 80° and 245° in terms of the phase of Ganymede. The phase of a satellite increases with the orbit of the moon, with 0° when Jupiter lies directly between it and the observer (superior conjunction) [see Marques et al., 2017, Figure 1]. Hospodarsky et al. [2001] reanalyzed the same Galileo data with a different method and observed a similar weak enhancement of the emission occurrence over the same range of Ganymede's phase than Menietti et al. [1998b].

Higgins et al. [2006] organized the Galileo/PWS data as a function of Europa phase and CML. They identified an enhancement of the emission occurrence in two different regions. On the northeast side of Jupiter ([290°–320°] CML; [260°–290°] Europa phase) and on the northwest side ([90°–180°] CML; [90°–110°] Europa phase).

Menietti et al. [2001] tentatively observed Callisto-induced emissions using the Galileo/PWS data. They found an enhancement in the emission occurrence near phases of 80° and 260°.

Using Voyager/PRA data, Higgins [2007] reported a minor excess of emission occurrence at 95% confidence level in the CML range [290°–350°], at orbital phase [85°–115°] and [250°–280°] for Europa, [55°–85°] and [305°–335°] for Ganymede, and [105°–135°] and [300°–330°] for Callisto.

To check and confirm the existence of DAM emissions induced by Ganymede, Europa, and Callisto, we used a different approach. Our study uses the radio emission simulator ExPRES [Hess et al., 2008, section 2] which allows us to search for Jupiter decametric emissions controlled by Io, Europa, Ganymede, and Callisto in the Cassini/RPWS and Voyager/PRA radio observations of Jupiter. In section 2, we present the ExPRES simulations, the set of observations to which they are compared, and the detection criteria chosen to identify the Jupiter satellite emissions. In section 3, we present the results, and in section 4 we analyze statistically the detections. In section 5 we discuss these results.

2. Methodology

2.1. ExPRES

The Exoplanetary and Planetary Radio Emissions Simulator (ExPRES) computes the geometrical visibility of radio sources around a magnetized planet and tests at each time/frequency step whether the radiated waves are visible or not for a given observer. These results are then used to produce time-frequency spectrograms (or dynamic spectrum) of visible radio sources which can be directly compared to observations. ExPRES has been developed and used to simulate radio sources of Jupiter [Hess et al., 2008, 2010; Cecconi et al., 2012; Louis et al., 2017], Saturn [Lamy et al., 2008b, 2013], and exoplanets [Hess and Zarka, 2011] and is explained in more details in section 2 of Hess et al. [2008].

In practice, to set up an ExPRES simulation, we define (1) the magnetic and plasma environment around the planet and choose the spatial distribution of point radio sources, (2) their emission angle θ and the hollow cone thickness $\Delta\theta$ and (3) the location of the observer.

Hereafter, we use the Jupiter magnetic field model ISaAC (In Situ and Auroral Constrain [Hess et al., 2017]), an updated version of the VIPAL model [Hess et al., 2011a] further constrained by the locus of Europa and Ganymede UV auroral footprints, hence particularly adapted to our study. We additionally use the current sheet model of Connerney et al. [1981]. We define the magnetospheric plasma density by $\rho = \rho_{\text{iono}} + \rho_{\text{torus}}$ where ρ_{iono} and ρ_{torus} are models of plasma density of the ionosphere and the Io torus, respectively. More precisely,

$$\rho_{\text{iono}} = \rho_{0\text{iono}} e^{-(r-r_{\text{iono}})/H_{\text{iono}}} \quad (1)$$

with $\rho_{0\text{iono}} = 350,000 \text{ cm}^{-3}$ the electron density at the ionospheric peak, $r_{\text{iono}} = 650 \text{ km}$, with scale height $H_{\text{iono}} = 1600 \text{ km}$ [Hinson et al., 1998], and

$$\rho_{\text{torus}} = \rho_{0\text{torus}} e^{-\sqrt{(r-r_{\text{torus}})^2+z^2}/H_{\text{torus}}} \quad (2)$$

with $\rho_{0\text{torus}} = 2000 \text{ cm}^{-3}$, the density at the center of the torus, at $r_{\text{torus}} = 5.91 \text{ R}_{\text{Jupiter}} = 71492 \text{ km}$, and a vertical scale height $H_{\text{torus}} = 1 \text{ R}_{\text{Jupiter}}$ [Bagenal, 1994].

Within this environment, we simulate radio sources at frequencies f along magnetic field lines intercepting the Galilean satellites, at the altitudes where $f = f_{ce}$ (with $f_{ce} = \frac{eB}{2\pi m}$, where B is the magnetic field strength, e is the elementary charge, and m is the mass of the electron) whenever (1) $h > 650$ km above the ionosphere and (2) $f_p/f_{ce} < 0.1$ (with $2\pi f_{pe} = \sqrt{\frac{n^2}{m_0}}$ the local electron plasma frequency, where n is the electron density, and ϵ_0 is the permittivity of free space), a condition that must be fulfilled by the CMI to occur [Zarka et al., 2001; Hilgers, 1992]. The corresponding spectrum typically ranges from a few hundreds of kHz to 20–40 MHz. The emission angle θ was derived following Hess et al. [2008] who successfully simulated Io-DAM arcs by using a loss cone electron distribution function with typical electron energies of 0.64 keV in the north and 3 keV in the south through CMI-driven equations. The loss cone-driven CMI allows to define at each altitude the beaming angle θ that provides maximum amplification [Mottez et al., 2010]. This yields oblique emission with θ varying with f .

Overall, the only differences between the calculation of θ by Hess et al. [2008] and ours is that we fixed the auroral peak altitude at 650 km above the (instead of at) one bar level to fix the ionospheric limit of the loss cone, where electrons are lost by collisions and that we used a different magnetic field model (ISaC instead of VIT4). These differences slightly change the maximum frequency of the emission from a few tenths to a few MHz, depending on the longitudes of the sources. As in Hess et al. [2008], and unlike in Ray and Hess [2008], we did not simulate any refraction effect, suspected to play a nonnegligible role, especially close to the source [Galopeau and Boudjada, 2016]. The refraction effects need to be taken into account for a better spectral simulation. We neglected them at first order. Finally, we set up the observer at either Voyager or Cassini.

The existence of the Io torus is additionally known to affect the propagation of Alfvén waves which sustain the magnetospheric currents produced by the Io-Jupiter interaction [Neubauer, 1980]. As a result of the increased plasma density within the Io torus, the Alfvén speed is decreased thus the Alfvén waves produced at Io need several tens of minutes to exit the torus. Thus, the emitting field line and the instantaneous field line connected to the moon is different, the former leading the latter by the so-called lead angle, causing a longitude difference between the position of Io and the position of the active flux tube. When Io is at the center of the torus, southern and northern emissions are similarly delayed. When Io reaches the northern (respectively southern) edge of the torus, northern (respectively southern) emissions are quasi-instantaneous, whereas the southern (respectively northern) emissions are strongly delayed. This delay is well known for Io [Saur et al., 2004; Hess et al., 2010], thus, we add an automatic lead angle for the simulation of Io-induced radio emissions, based on the study of Hess et al. [2011a]:

$$\delta = A + B \cos(\lambda_{Io} - 202^\circ) \quad (3)$$

with λ_{Io} the joventric longitude of Io, $A = 2.8$ and $B = -3.5$ in the northern hemisphere and $A = 4.3$ and $B = 3.5$ in the southern one. No lead angle is included for the other satellites as no such model is available yet.

An example of simulations made with the above described parameters is given in Figure 1, for the four Galilean moons: Io, Europa, Ganymede, and Callisto, over a period of 16 days (one Callisto revolution period) from Day of Year (DoY) 001, 2001 to DoY 016, 2001. The northern emissions (RH polarized) are displayed in white and the southern ones (LH polarized) in black.

Figure 1a the arrows indicate whether Io arcs correspond to A, B, C, or D emission, depending on the sense of curvature (VE or VL) and the polarization (RH or LH), as described in section 1. Note that for the same Io phase (i.e., Io-A, Io-B, Io-C, or Io-D), the arc shapes could be slightly different. This is due to the fact that the magnetic field of Jupiter is not dipolar and axisymmetric. Thus, for one Io phase, we could have different Io joventric longitudes, therefore different magnetic field lines connected to Io, and different emissions angles $\theta(f)$.

Another consequence of the complex magnetic field of Jupiter is the high-frequency rotational modulation of the arcs. Since Jupiter rotates faster than the moons, the magnetic field in the flux tubes intercepted by the moons experiences perturbation. Thus, θ varies as a function of the moon joventric longitude [Hess et al., 2008], and we see modulations of the moon-induced CMI emissions at the synodic period of Jupiter and the moons.

It is worth noting that Io-A and Io-B (respectively, Io-C and Io-D) arcs are simulated as portions of a single continuous arc corresponding to the passage of the Io flux tube in the observer's field of view [Hess et al., 2012]. This continuity at high frequencies is not observed in practice for near-equatorial observations, with a range of Io phases where no Io-DAM emission is visible [see Marques et al., 2017]. A possibility is that the

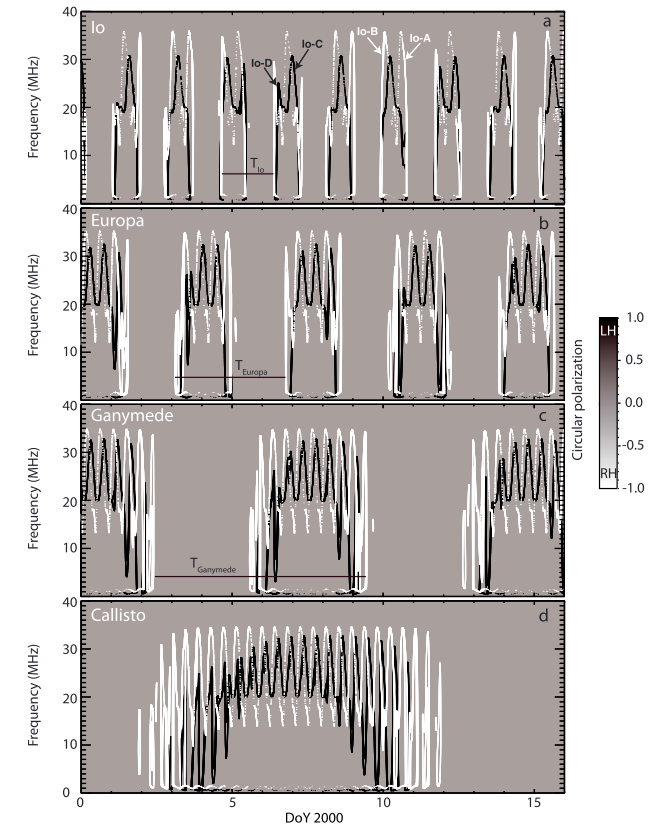


Figure 1. Reference EXPRES simulations from DoY 001, 2000 to DoY 016, 2000 for the Galilean moons (a) Io, (b) Europa, (c) Ganymede, and (d) Callisto. The northern (RH) emissions are represented in white and the southern ones (LH) in black. Sixteen days correspond to one revolution of Callisto. Here the thickness $\Delta\theta$ of the emission cone is deliberately increased (by a factor of 2) to improve the visibility of the emission signal.

emission cone is likely oblate, with a reduced value of θ toward the magnetic equator, making it invisible for near-equatorial observers, or observers in the hemisphere opposed to the source [Galopeau and Boudjada, 2016; Louis et al., 2017].

Figures 1b–1d display the simulated dynamic spectrum for Europa-, Ganymede-, and Callisto-induced radio emissions. By analogy with the Io-DAM, we name them Europa-DAM, Ganymede-DAM, and Callisto-DAM emission, since the simulations extend into the DAM range. Furthermore, we will name the VE and VL arcs with the same nomenclature as that employed for Io-DAM emissions [see Marques et al., 2017].

We can see that the duration of a full arc—between the first VE arc and the last VL arc—increases with the orbital period of the moon (increasing from Io to Callisto).

Overall, we made simulations of Europa-, Ganymede-, and Callisto-induced radio emissions across the time interval corresponding to the radio observations of Jupiter obtained by both Voyager during their

flybys (1979) and Cassini (2000–2003). These spacecraft recorded low-frequency radio observations which are presented in the following section.

2.2. Observations

2.2.1. Voyager

The Voyager spacecraft had a Planetary Radio Astronomy experiment (PRA) on board connected to two 10 m long linear wire antennas, sampling the frequency range [1.2 kHz to 40.2 MHz], hence, covering the full spectrum of Jupiter auroral radio emissions. The PRA high-resolution (6 s per spectrum) data were extracted from digitized magnetic tapes [Cecconi *et al.*, 2017].

Voyager 1 quasi-continuously observed Jupiter from DoY 001, 1979 to DoY 103, 1979, and flew by the planet on DoY 064, 1979. Voyager 2 observations range from DoY 102, 1979 to DoY 222, 1979, with Jupiter's flyby on DoY 190, 1979.

The Voyager/PRA dynamic spectrum of intensity displayed hereafter was computed similarly to those of Cassini/RPWS described below. To account for the variable spectral response resulting from the antenna resonance, the intensities measured at frequencies beyond 300 kHz were referenced to the 5% quantile of intensities measured at 289 kHz.

2.2.2. Cassini

The Cassini mission has the Radio Plasma and Wave Science (RPWS) experiment [Gurnett *et al.*, 2004] on board including five receivers. The high-frequency receiver, connected to three 10 m electric monopoles, samples the spectral range [3.5 kHz to 16.125 MHz], hence, sampling KOM, HOM, and the low-frequency portion of DAM emissions.

The investigated interval covers the interval from early 2000 to the end of 2003, encompassing the flyby of Jupiter (closest approach on DoY 365, 2000). The high-resolution Cassini dynamic spectrum of flux density and degree of circular polarization displayed in this paper were built after a specific data processing described in Lamy *et al.* [2008a]. To account for the variable spectral response resulting from the antenna resonance, the intensities measured at frequencies beyond 1500 kHz were additionally referenced to the 10% quantile of intensities measured at 1475 kHz.

2.3. Detection Criteria for Jupiter Satellite Emissions

To search for satellite-induced radio emissions, we visually inspected every Voyager/PRA and Cassini/RPWS daily dynamic spectrum over the time intervals specified above and we only retained candidates fulfilling the detection criteria described below.

The observed emission must be an arc with the same curvature as the simulated one (VL or VE), be close enough in time (± 2 h for Io, $+2/-5$ h for Europa, and $+2/-8$ h for Ganymede, see next paragraph) and at least continuously extend over 3 MHz bandwidth and with a maximum frequency above 5 MHz. The emission also needed to be a well-identified single structure (i.e., clearly distinguishable among the other emissions), must not repeat at 9 h 55 min before or after to discard radio sources possibly corotating with Jupiter. Finally, when the polarization was measured (which only concerns Cassini/RPWS observations), the arc polarization had to be consistent with the predicted one.

The time window defined above relies on two sources of uncertainties: the inaccurate modeling of the emission angle $\theta(f)$ and the uncertainty in the lead angle. For Io, the presence of the torus is well known [Bagenal *et al.*, 2014], and we take it into account in our simulations (see equation (3)). For Ganymede, Bonfond *et al.* [2013] noticed multiple spots of the Ganymede UV auroral footprint, a maximum lead angle of $\delta_{\text{Ga,max}} = 13^\circ$, corresponding to a maximum delay of ~ -6 h 15 min. The negative delay comes from the fact that the lead angle is positive, which means that the emitting flux tube leads the one connected to the moon. In the absence of any similar study for Europa, we used a maximum lead angle of $\delta_{\text{Eu,max}} = 10^\circ$ based on a scaling law fitting the extremal lead angles of Io and Ganymede. This $\delta_{\text{Eu,max}}$ corresponds to a maximum delay of ~ -2 h 20 min.

3. Results

3.1. Europa

Figure 2a shows simulations of Io and Europa emissions from DoY 024, 2001 at 05:00 to DoY 025, 2001 at 05:00. Figures 2b and 2c display Cassini/RPWS dynamic spectrum of flux density and degree of circular polarization over the same time interval. The comparison of these panels reveals that the intense, LH-polarized,

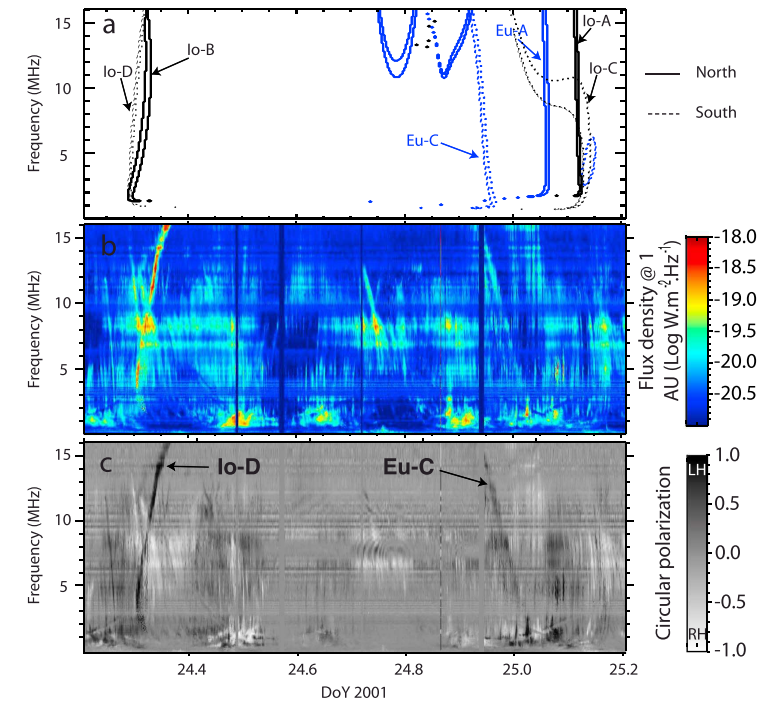


Figure 2. Cassini observations of an Io and a Europa arc. (a) ExPRES simulations (Io in black and Europa in blue—thick line, northern emissions; dotted line, southern emissions), (b) Intensity flux and (c) the circular polarization—LH: left handed (emission from the southern hemisphere); RH: right handed (emission from the northern hemisphere). This time interval was chosen because of the presence of an Io arc and a Europa arc.

VE arc observed in the early portion of the interval strikingly fits the Io-D simulated arc and can therefore be unambiguously attributed to Io. Similarly, the intense, LH-polarized, VL arc observed in the last portion of the interval fits the Europa-C along the detection criteria presented above, thus we attribute it to Europa.

The Europa arc extends in frequency from 1 MHz to 16 MHz, as expected from the simulation. Its shape is similar to that of the Io-D arc, but its intensity is lower by 1 order of magnitude.

The inspection of Cassini/RPWS observations over 2000–2003 revealed 108 Europa events (23 Europa-A, 7 Europa-B, 29 Europa-C, and 49 Europa-D).

Figure 3 shows a second example of a Europa-DAM arc on DoY 055, 1979. This figure shows the quasi-simultaneous observations of Jupiter from both Voyager spacecraft (Figure 3b and 3c display Voyager dynamic spectrum of flux density) together with ExPRES simulations (Figures 3a and 3d). The intensity scale displays a common maximum but a different minimum value to account for different sensitivities.

Voyager 1 was closer to Jupiter ($\sim 150 R_J$) than Voyager 2 ($\sim 1360 R_J$), corresponding to a difference in light travel time of ~ 5 min. This implies a longitude correction of $\sim 3^\circ$ to be considered when comparing the observations. Voyager 1 was at a longitude smaller by $\sim 5^\circ$ than Voyager 2, inducing a delay of $\frac{\Delta \lambda}{\omega}$, with ω the angular speed of the source of the emissions (either Jupiter or a moon), and $\Delta \lambda$ the difference of longitude between

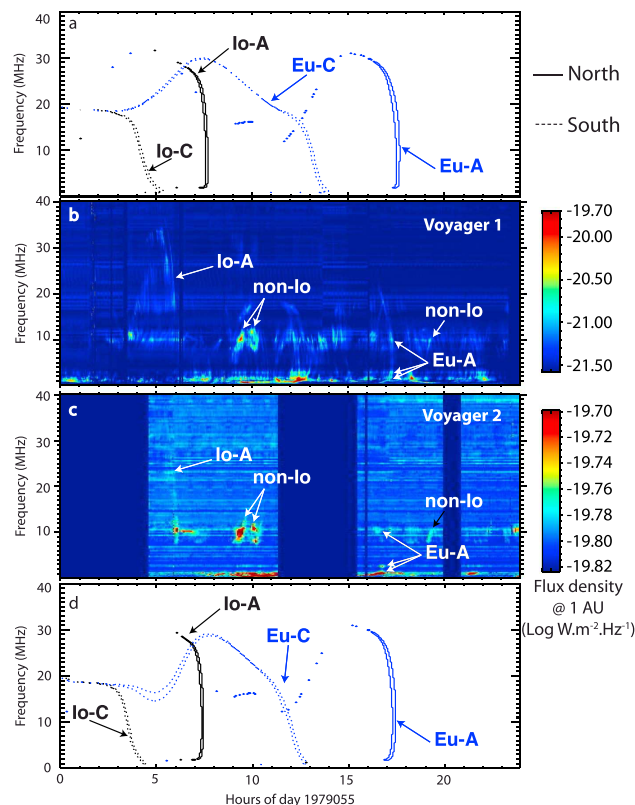


Figure 3. Voyager observations of a Europa and an Io arcs on the DoY 055, 1955. Simulations for (a) Voyager 1 and (d) Voyager 2 (Io in black and Europa in blue—thick line, northern emissions; dotted line, southern emissions). Observations for (b) Voyager 1 and (c) Voyager 2. Voyager 1 was closer to the planet than Voyager 2 and at a longitude larger than Voyager 2. This time interval was chosen because of the presence of an Io arc and a Europa arc.

the observers (corrected for the travel time of the light). Thus, if the emission is stationary over tens of minutes, we are able to determine if the radio sources are corotating with either Jupiter or a moon.

Figure 3b shows Voyager 1 observation of two VL arcs between 05:00 and 06:00 and between 17:00 and 17:30. According to the simulations shown in Figure 3a, we identify these as Io-A and Europa-A emissions.

The Europa arc extends in frequency from 0.5 MHz to 22 MHz. The shape is similar to the Io-arc shape, but extends less in frequency than in the case of Io (from 0.5 MHz to 36.5 MHz).

Figure 3c shows a VL arc between 05:00 and 06:00 consistent with the Io-A simulation (Figure 3d). The time delay between the arc observed by Voyager 1 and the one observed by Voyager 2 is approximately 15 min as expected. The comparison between Figures 3b and 3c also shows that the non-Io emissions (emissions unrelated to satellites) are quasi-simultaneous. We can also see in Figure 3c portions of a single arc between 16:00 and 17:00, close to the simulated Europa-A arc. Figures 4a and 4b show the same observations zoomed

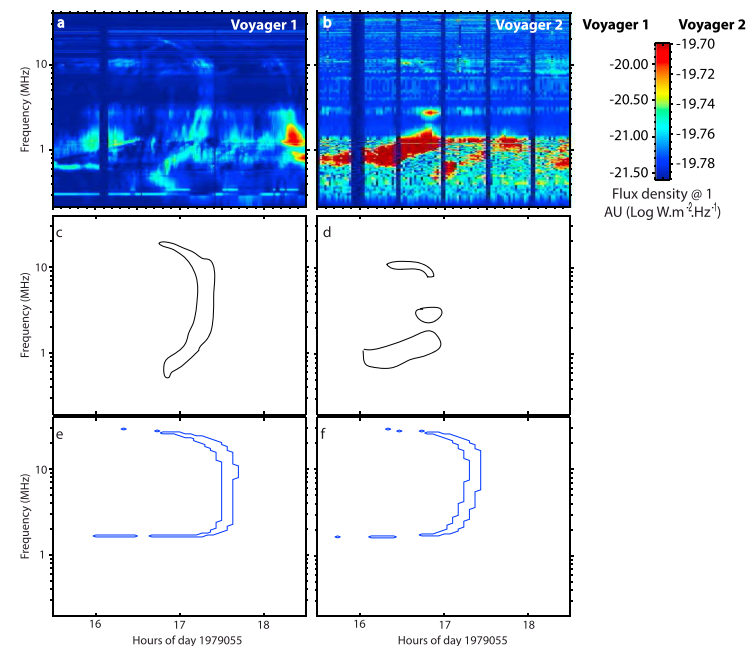


Figure 4. Voyager observations of a Europa arc on the DoY 055, 1955. The left panels (a, c, and e) correspond to Voyager 1 and the right panels (b, d, and f) to Voyager 2. Figures 4a and 4b are observations, Figures 4c and 4d are contours of the emissions attributed to Europa and Figures 4e and 4f are simulations of Europa-induced emissions. Voyager 1 was closer to the planet than Voyager 2, and at a longitude larger than Voyager 2. This figure is a zoom-in version of Figure 3 between 15:30 and 18:30.

into the time interval between 15:30 and 18:30 of the observations showed in Figures 3b and 3c. Figures 4c and 4d are the contours of the emissions we attributed to Europa, and Figures 4e and 4f are the simulations of Europa-C. The time delay between Voyager 1 and Voyager 2 observations of these emissions is approximately 30 mins as expected for an emission induced by Europa.

Note that the emissions measured by Voyager 2 are less intense than those measured by Voyager 1, probably because they have varied between the detection by the two spacecraft.

The comparison between observations and simulations allows us to detect 22 Europa events (6 Europa-A, 9 Europa-B, 2 Europa-C, and 5 Europa-D) for the Voyager 1 and Voyager 2 intervals. The multipoint observations allow us to confirm single-point detections (Figures 3 and 4), but only the detection presented above has been detected with both Voyager spacecraft.

3.2. Ganymede

Figure 5a shows a simulation of Io and Ganymede-DAM arcs from DoY 321, 2000 at 17:00 to DoY 322, 2000 at 17:00. Figures 5b and 5c display Cassini/RPWS dynamic spectrum of flux density and degree of circular polarization over the same time interval. The comparison of these three panels reveals that the intense, LH-polarized, VE arc observed between DoY 322.3, 2000 and DoY 322.4, 2000 fits the Io-D simulated arc and can therefore be unambiguously attributed to Io. Similarly, the intense, LH-polarized, VE arc observed between DoY 321.9, 2000 and DoY 322.05, 2000 fits the Ganymede-D simulated arc and can therefore be confidently

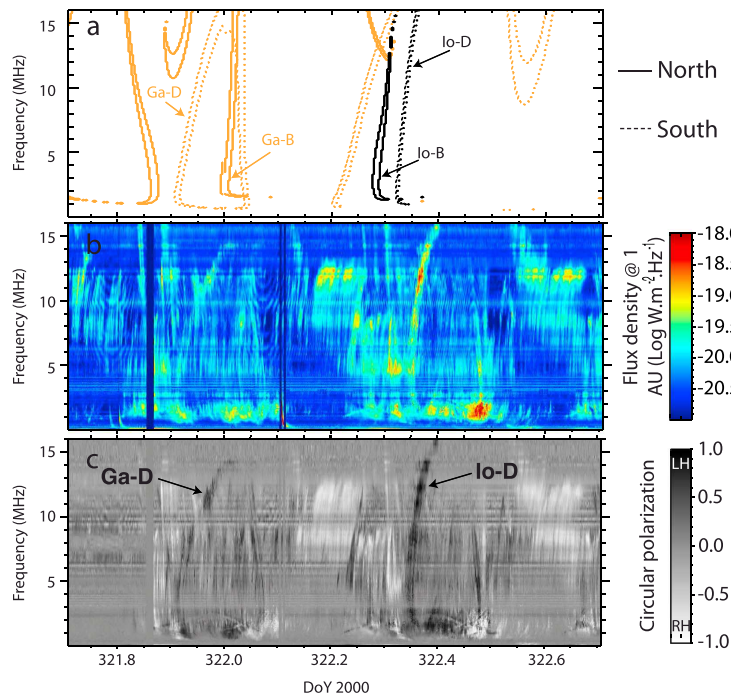


Figure 5. Cassini observations of an Io and a Ganymede arc. (a) EXPRES simulations (Io in black and Ganymede in orange—thick line, northern emissions; dotted line, southern emissions), (b) intensity flux and (c) the circular polarization—LH, left handed (emission from the southern hemisphere); RH, right handed (emission from the northern hemisphere). This time interval was chosen because of the presence of an Io arc and a Ganymede arc.

attributed to Ganymede. The Ganymede arc is extended in frequency, from 0.5 MHz to 14.5 MHz. The shape is similar to the Io-D arc shape, but the maximum frequency is lower, and the intensity is lower by 1 order of magnitude.

For the Voyager interval we detected 17 Ganymede events (8 Ganymede-A, 5 Ganymede-B, 1 Ganymede-C, and 3 Ganymede-D). For the Cassini interval we detected 79 Ganymede events (13 Ganymede-A, 13 Ganymede-B, 21 Ganymede-C, and 32 Ganymede-D).

3.3. Callisto

Our investigation of 6 months of both Voyager spacecraft data and 4 years of Cassini data did not allow us to detect unambiguous signatures related to Callisto-DAM emissions.

The reasons of no detection could be multiple: (1) The estimated radio power of Callisto is at least 2 orders of magnitude below Io, and one below Europa and Ganymede [Kurth *et al.*, 2000; Zarka, 2007], making it harder to detect; (2) no UV footprint for Callisto has yet definitely been found, suggesting that if the Callisto emissions exist, they are very weak; (3) the revolution of Callisto is very long (≈ 16 days), thus the uncertainty in the time window is very large. Moreover, if we only look for the VE and VL arcs, considering that we only see the emissions coming from the hemisphere of the spacecraft, the number of detectable events will be ≈ 18 .

Table 1. Measured Characteristics of Europa DAM Emission

Europa Component	Number	Min. Frequency (MHz)	Max. Frequency (MHz)	Duration (min)
		Med. $\pm \sigma$ [Min–Max]	Med. $\pm \sigma$ [Min–Max]	Med. $\pm \sigma$ [Min–Max]
Voyager				
Europa-A	6	7.0 ± 5.0 [0.3–12.0]	22.0 ± 8.5 [12.0–34.0]	35.0 ± 18.1 [15.0–60.0]
Europa-B	9	14.0 ± 6.8 [0.8–21.0]	21.0 ± 7.1 [11.0–31.0]	35.0 ± 45.9 [30.0–175.0]
Europa-C	2	- [0.7–1.0]	- [13.0–13.5]	- [55.0–100.0]
Europa-D	5	7.5 ± 3.1 [6.0–13.0]	12.0 ± 4.6 [10.5–21.0]	50.0 ± 81.3 [15.0–215.0]
Cassini				
Europa-A	23	3.0 ± 3.1 [0.5–12.0]	16.0 ± 2.4 [6.0–16.0]	40.0 ± 12.3 [20.0–80.0]
Europa-B	7	2.0 ± 2.5 [1.0–8.0]	16.0 ± 3.6 [6.5–16.0]	40.0 ± 11.7 [30.0–60.0]
Europa-C	29	2.0 ± 2.0 [0.5–7.5]	13.0 ± 2.8 [7.25–16.0]	40.0 ± 23.3 [20.0–105.0]
Europa-D	49	2.0 ± 1.9 [0.5–8.0]	12.0 ± 2.6 [6.0–16.0]	60.0 ± 46.5 [15.0–285.0]

4. Properties of Jupiter Satellite Emissions

4.1. Spectral and Temporal Characteristics

The first consequence of the detection of 130 Europa-DAM emissions and 96 Ganymede-DAM emissions is that we can now describe the time duration and frequency characteristics of each component of these emissions. Tables 1 and 2 give all the median and extreme values of frequencies and time duration for each Europa-DAM and Ganymede-DAM component, respectively.

The maximum frequency provided by the Cassini detections is biased, because the upper frequency limit of Cassini/RPWS is restricted to 16 MHz. However, the Cassini detections reached the 16 MHz value in $\sim 27\%$ of the Europa components and $\sim 20\%$ of the Ganymede components only. Thus, the median (rather than the mean) value of f_{\max} remains reliable.

For Europa and Ganymede C and D components, the median maximum frequency of Voyager detections remains below 16 MHz, as for Cassini. As a result, we used the whole set of Cassini and Voyager detections to assess a median value of f_{\max} with more statistical weight.

As the observed maximum frequencies of most of the Europa and Ganymede A and B components are higher—and above 16 MHz—for Voyager than for Cassini (truncated at 16 MHz), we consider the Voyager median maximum frequency more reliable for these two components.

Since the median minimum frequencies of the emissions seen by Cassini are within 1–3 MHz, while the ones of the emissions seen by Voyager are within 5–10, we choose to use the median minimum frequencies of the emissions seen by Cassini, which seems to be more sensitive at low frequencies.

For the average time duration we choose to use the median for all the detections, and give a lower limit of the median duration of the emissions.

Table 3 gives a summary of the median frequency range and the median duration of each Europa-DAM and Ganymede-DAM component.

Since the frequency range of the observed Europa and Ganymede emissions extends into the DAM range, our proposition to name them Europa-DAM and Ganymede-DAM, by analogy with the Io-DAM emission, is therefore fair.

Table 2. Measured Characteristics of Ganymede DAM Emission

		Min. Frequency (MHz)	Max. Frequency (MHz)	Duration (min)
		Med. $\pm \sigma$	Med. $\pm \sigma$	Med. $\pm \sigma$
Component	Number	[Min–Max]	[Min–Max]	[Min–Max]
Voyager				
Ganymede-A	8	8.0 \pm 5.0 [1.0–15.0]	23.0 \pm 7.2 [12.0–32.0]	30.0 \pm 10.2 [10.0–39.0]
Ganymede-B	5	16.0 \pm 4.8 [7.0–19.0]	28.0 \pm 6.9 [20.0–38.0]	30.0 \pm 16.8 [10.0–50.0]
Ganymede-C	1	- [1.0]	- [12.0]	- [20.0]
Ganymede-D	3	7.0 \pm 0.0 [7.0–7.0]	11.5 \pm 0.5 [11.0–12.0]	60.0 \pm 16.1 [35.0–65.0]
Cassini				
Ganymede-A	13	2.0 \pm 1.9 [0.5–6.5]	14.0 \pm 2.9 [7.0–16.0]	40.0 \pm 20.9 [20.0–95.0]
Ganymede-B	13	1.0 \pm 1.9 [0.5–7.5]	14.0 \pm 2.6 [7.0–16.0]	50.0 \pm 25.3 [20.0–100.0]
Ganymede-C	21	1.0 \pm 1.8 [0.5–8.0]	13.0 \pm 2.9 [7.0–16.0]	60.0 \pm 21.3 [15.0–100.0]
Ganymede-D	32	2.0 \pm 2.6 [0.25–10.0]	12.5 \pm 2.2 [7.0–16.0]	60.0 \pm 40.5 [20.0–210.0]

4.2. Occurrence

Figure 6 displays the Phase-CML distributions of detected events separately for Europa (Figures 6a–6c) and Ganymede (Figures 6d–6f) for Cassini (Figures 6a and 6d), and Voyager (Figures 6b and 6e) observations, and for all observations (Figures 6c and 6f). Each line segment corresponds to a detected emission. The northern emissions (i.e., RH polarized) are represented in blue and the southern (i.e., LH polarized) in red.

We see that the events are grouped in two regions of phases around 100° and 260°, resulting from our selection criteria, corresponding to the VE and VL part of the arcs. We also see that the emissions are grouped in CML, unlike the distribution of simulated emissions (see Appendix A, Figure A1), which is not produced by our selection criteria.

The Voyager and Cassini observations show similar results, and combining both of them (see Figures 6c and 6f) allows us to define regions of maximum occurrence for each Europa-DAM and Ganymede-DAM component.

Table 3. Median Characteristics of Europa-DAM and Ganymede-DAM Emissions

Component	Number	Minimum Frequency (MHz)	Maximum	Duration (min)
			Frequency (MHz) (Maximum Extent)	
Europa-DAM				
Europa-A	29	3.0	22.0 (≥ 30)	40–45
Europa-B	16	2.0	22.0 (≥ 30)	40–45
Europa-C	31	2.0	13.0 (≥ 16)	50–70
Europa-D	54	2.0	13.0 (≥ 16)	50–70
Ganymede-DAM				
Ganymede-A	21	2.0	22.0 (≥ 30)	~40
Ganymede-B	18	1.0	22.0 (≥ 30)	~40
Ganymede-C	22	1.0	13.0 (≥ 16)	~60
Ganymede-D	35	2.0	13.0 (≥ 16)	~60

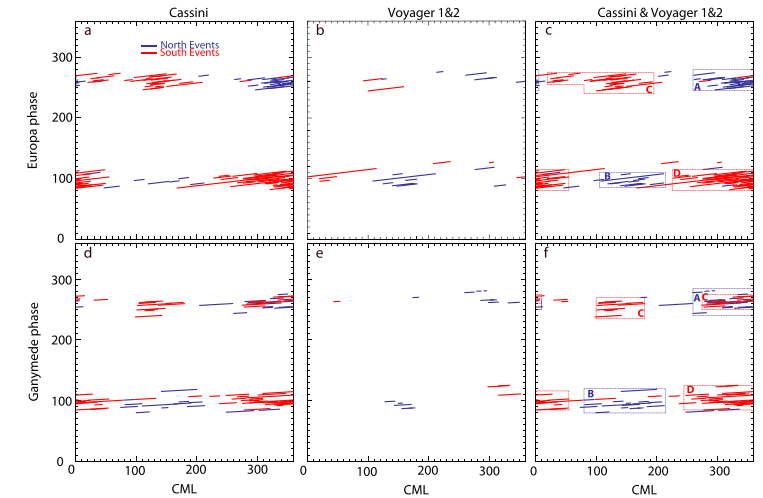


Figure 6. Satellite phase versus observer CML diagrams of (a, b, and c) Europa- and (d, e, and f) Ganymede-detected events seen by Cassini (Figures 6a and 6d) and the Voyager spacecraft (Figures 6b and 6e). Figures 6c and 6f contain all the detections. The northern events are represented in blue and the southern ones in red.

The regions are summarized in Table 4 for Europa and Table 5 for Ganymede, and plotted in Figures 6c and 6f with boxes. The boxes have been defined with the criteria that there are at least three events in the regions, and from the moment there is a CML recovery of two emissions. The regions have a precision of 5° in phase and CML.

Figure 7 displays the histogram (in bin of 5°) of the cumulative duration of all the events as a function of the jovicentric longitude of the Galilean moons. The northern emissions are plotted in blue and the southern ones in red. Figure 7a displays the histogram of Europa-DAM emissions and Figure 7b the histogram of the Ganymede-DAM emissions. For Europa-DAM this distribution shows discontinuities: the occurrence varies significantly as a function of the moon jovicentric longitude and peaks around ~250° for the north and around ~60° for the south. The distribution for Ganymede-DAM shows the same, with a second enhancement near 245° for the southern emissions. This figure suggests that not all the Europa/Ganymede jovicentric longitudes are active, and it seems that there are preferential longitudes, as for Io-DAM emissions [see Marques et al., 2017]. The range of active longitudes for each component is described in Tables 4 and 5.

4.3. Temporal Variability

Figures 8a and 8b show the occurrence of the detected Europa-DAM and Ganymede-DAM events as a function of time. It is binned in intervals of 30 days. Figure 8a deals with Voyager 1 and 2 observations and Figure 8b for

Table 4. CML and Europa Phase (ϕ_{Europa}) Boundaries of Jupiter DAM Emissions Controlled by Europa (cf. Figure 6) and Corresponding Active Jovicentric Longitude (λ_{Europa}) (cf. Figure 7a)

Europa Component	CML (deg)	ϕ_{Europa} (deg)	λ_{Europa} (deg)	Number of Detections
A	260–5	245–280	180–295	29
B	105–215	85–110	190–285	16
C	20–80	250–275	0–115	31
	80–195	240–275	250–335	
D	225–55	80–115	260–140	54

Table 5. CML and Ganymede Phase (ϕ_{Ganymede}) Boundaries of Jupiter DAM Emissions Controlled by Ganymede (cf. Figure 6) and Corresponding Active Jovicentric Longitude ($\lambda_{\text{Ganymede}}$) (cf. Figure 7b)

Ganymede Component	CML (deg)	ϕ_{Ganymede} (deg)	$\lambda_{\text{Ganymede}}$ (deg)	Number of Detections
A	0–10	250–265	160–285	21
	255–360	240–285		
B	80–215	80–120	165–290	18
	0–10	260–275	25–95	
	100–180	235–270		
C	275–360	250–275		22
	0–55	85–115	200–280	
D	245–360	50–125	320–145	35

Cassini ones. The blue dotted line corresponds to the Europa emissions, the red line to the Ganymede emissions and the grey line to the total number of emissions. Figures 8c and 8d show the distance of the spacecraft (in AU) to Jupiter as a function of time. Finally, Figures 8e and 8f show the magnetic latitude (minimum, mean, and maximum) of the spacecraft as a function of time. The shaded intervals represent, for Voyager, the period of low-resolution mode, and for Cassini the data gaps.

We see (Figures 8a and 8b) two remarkable variations: (1) the number of events varies with the distance to Jupiter (see Figures 8c and 8d). Indeed for both Voyager (Figure 8a) the most significant number of events is detected near the flyby, and for Cassini there is a local maximum at the closest approach (Figure 8b). This expected behavior directly results from the increasing sensitivity of radio instruments with decreasing distances to the planet. And (2) the number of events unexpectedly varies with a gap at the end of year 2001 (Figure 8b) and followed by a large increase at the beginning of year 2002 producing a second maximum, the amplitude of which exceeds the first one. Possible reasons for this unexpected variation are discussed in section 5.3.

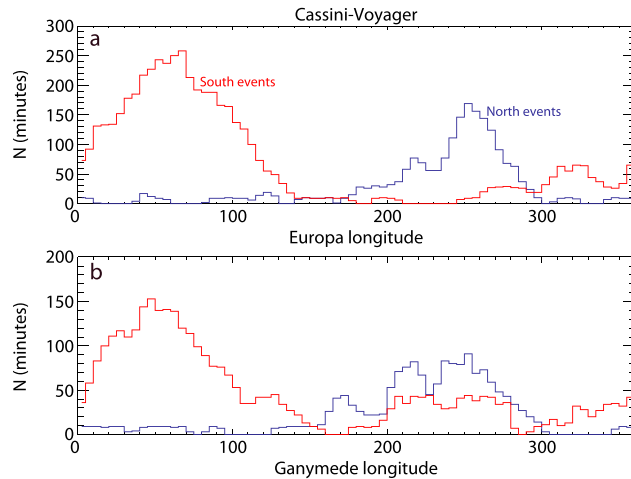


Figure 7. These panels show the histograms (in bin of 5°) of the cumulative duration of all the events of (a) Europa- and (b) Ganymede-induced emissions as a function of the jovicentric longitudes of the moons. See Tables 4 and 5 for the details of active longitudes by components. The northern events are represented in blue and the southern ones in red.

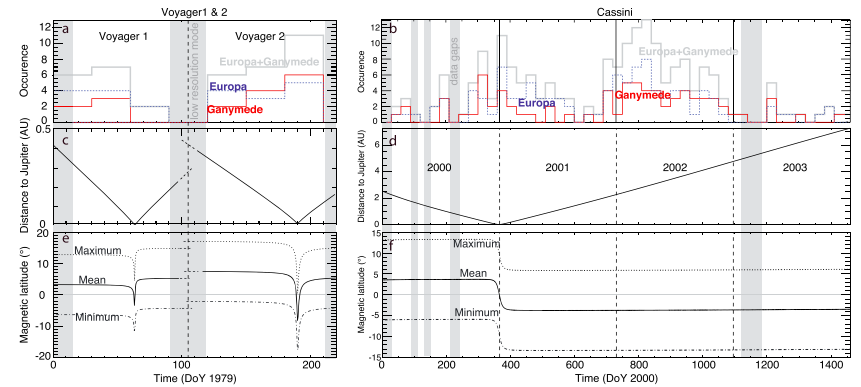


Figure 8. Histograms of detections. (a, b) The number of detections for Ganymede (red line), Europa (blue dotted line), and both Europa and Ganymede (grey line) with Voyager 1 and 2 (left column) and Cassini (right column) as a function of time (same y axis scale). The distance of the spacecraft to Jupiter (in AU) is plotted in (c) Voyager 1 and 2 and (d) Cassini. The spacecraft magnetic latitude (minimum, mean, and maximum) is plotted in (e) Voyager 1 and 2 and (f) Cassini.

In Figures 8a and 8b we see that the occurrence of Ganymede-DAM and Europa-DAM are correlated. The linear correlation coefficient is equal to 0.65. We will further discuss this correlation in section 5.3.

Note that because of the resonance between Io, Europa, and Ganymede (ratio of orbital periods 1:2:4), we have six emissions in our catalog, whose origin (either Europa or Ganymede DAM) can not be unambiguously identified. We did not take them into account in our study. There was no ambiguity with Io because Io-DAM is often 1 order of magnitude more intense.

5. Discussion

5.1. Simulation Parameters

The fact that the ionospheric limit of the loss cone is taken at the peak altitude of the UV emissions, the addition of two density models (torus and ionospheric), and the use of the new magnetic field model ISaC [see Hess et al., 2017] allow us to have a better simulation of the Io arcs in terms of time and frequency.

On the other hand, ExPRES is intrinsically limited by the assumptions described in section 2.1. Hess et al. [2008] showed that even in the case of well-known Io-arcs, simulations do not perfectly fit the observations, in terms of arcs shape and curvature, which are controlled by θ . An example of Europa-DAM emission with constant θ is plotted in Figure B1 of Appendix B. In the case of the loss cone distribution function, the parameters that control the value of θ are the electron energy, the magnetic field model, and the f_{max} fixed by the ionosphere altitude [see Hess et al., 2008, Figure 2]. For a given magnetic field line, and a given value of the energy of the electrons, the values of θ are fixed by frequency and longitudes. Thus, here the principal known limitations are the following: (1) the electron kinetic energy used is the same as that used in the Io case, because we expect the same electrons population for Europa and Ganymede; (2) we used a loss cone electron distribution function through CML equations, because of the successful previous studies for Io.

Despite these assumptions and uncertainty in the simulations, we know that the simulations match the observation on long time scale, in a time window of ~1–2 h [see Louis et al., 2017, Figure 1], thus even if the simulations do not perfectly fit the observations, they allow us to constrain a time and frequency location of the radio emissions.

Note that the refraction effects at the source, and along the ray path, may significantly affect the simulations [see Ray and Hess, 2008; Galopeau and Boudjada, 2016]. These effects are not taken into account in these simulations.

5.2. Selection Criteria

Our detections depend on the selection criteria described in section 2.3. Because of the complex morphology of our simulations (see limitation discussed in section 5.1, and the reasons of the visibility of only part of the arcs (see section 2.1)), we chose to focus on the VE and VL portions of a full arc which extend below 20 MHz, hence excluding from the analysis the high-frequency oscillations seen in our simulations (Figure 1). This, in turn, reduces a bit the range of satellite phases in Figure 6. Figure A1 in Appendix A shows comparison between the satellite phases versus CML diagrams of the simulated emissions with and without the high-frequency modulations. We see that there are two peaks in the phase distribution, regardless of whether we select only the VE and the VL arcs or all the emissions.

To confirm our detections, we used the polarization, whenever it was available (which depends on the instrumental mode) and usable (the derived wave polarization mainly depends on the antenna orientation with respect to the incoming wave and its signal-to-noise ratio). The polarization was usable for 67 arcs out of 238. In these 67 events we confirmed 61 and eliminated 6 cases which did not have the expected polarization. This ratio provides a first estimate of the number of possible false detections less than 9%. As this number is low, this does not change the median properties described in section 4.

5.3. Jupiter Satellite Interactions

The statistical detection of induced emissions by two Galilean moons besides Io confirm that different types of planet-satellite interactions produce radio emissions. Indeed Ganymede has an intrinsic magnetic field and Io and Europa do not.

In section 4, we demonstrated that there is a linear correlation between the occurrence of Europa and Ganymede events (see Figure 8). This linear correlation of 0.65 shows that the Jupiter-Europa and Jupiter-Ganymede interactions are similarly affected by the magnetospheric conditions. Since the electrons responsible for the emissions are accelerated by the continuity of the current waves along the Alfvén waves, and that it depends on the Alfvén conductance—which depends on the plasma density [see Hess *et al.*, 2011b, and references therein, equations (3) and (4)]—the variation of the detected events could be a sign of the variability of the plasma conditions between 9 and 15 Jovian Radii. Since we do not detect events during an interval of several days at the end of the year 2001 (see Figure 8b), this suggests that the level of activity went below the detection threshold before it increased again in 2002 at unprecedented amplitude.

If Europa-DAM and Ganymede-DAM were emitted all the time, we would expect the moon-planet interaction of Ganymede 50% stronger than Europa, because Ganymede's revolution is twice as slow as Europa's. Here the ratio between the detected Ganymede-DAM and Europa-DAM is 75%. We can therefore conclude that Ganymede is ~50% more active than Europa.

The intensity order of magnitude of Europa-DAM and Ganymede-DAM is roughly the same, and we see that the intensity is lower by 1 order of magnitude than Io-DAM. This result agrees with the studies of Zarka [2007] and Hess *et al.* [2011b].

If we zoom in on Figure 1 at the time where the first arcs appear (respectively last arcs disappear), we see simulated VL (respectively VE) arcs. In practice for Io we never observe such arcs. It could be a wrong estimation of the opening angle θ , but it also could have a physical origin. Indeed we know that the angular speed of each satellite and Jupiter is not very different, but, on the other hand, the fraction of Jupiter's rotation is different for each satellite during the time the satellite is at an observable phase. This fraction of time increases with the augmentation of the time duration of the revolution. For a source in corotation with Jupiter, we observe first a VE arc and then a VL arc few hours later, representing a fraction of the rotation period of Jupiter [see Hess *et al.*, 2014, Figure 2]. The simulations for the Galilean moons show two things: (1) the variation of the active longitudes (modulations) and (2) half the revolution period of the moon (global shape of the simulations over several hours). Indeed, if the magnetic field was axisymmetric, the shape of the emission should be an arc during half the period of the revolution of the moon, without modulations.

At the appearance/disappearance of the moons, this variation of the active longitudes (faster for Europa, Ganymede, and Callisto than for Io) could strongly modulate the observed arc and leads to the observation of VL arcs on the west side and VE arcs on the east side. In our detections we observed a few cases of VL arc on the west side (1 Ganymede-B and 1 Ganymede-D) and VE arcs on the east side (1 Europa-C, 1 Ganymede-A, and 6 Ganymede-C) with the same median properties as the other Europa- and Ganymede-induced radio emissions described in section 4.

5.4. Comparison With Io-DAM

The occurrence probability regions of Europa and Ganymede of Figure 6 overlap with each other (with a larger extent in CML for Ganymede-C). The occurrence probability regions of Ganymede-DAM and Europa-DAM have roughly the same boundaries than Io-DAM emissions, with a supplementary extension in CML of the south components compared to Io-DAM emissions [see Marques *et al.*, 2017].

As for Io-DAM, the Europa-DAM and Ganymede-DAM emission are grouped in jovicentric longitude of the moon (Figure 7). Unlike the Io-DAM seen by Marques *et al.* [2017], the Europa-DAM and Ganymede-DAM southern emissions have an additional enhancement in their jovicentric longitude around 60°.

A possible reason of the CML extent and the enhancement of occurrence in the moon jovicentric longitude for the south components could be observational. Indeed Marques *et al.* [2017] did their catalog with the Nancay Decameter Array (NDA), observing only above 10 MHz, thus missing a part of the arcs. Furthermore, the range of jovicentric latitudes is different for the NDA and Voyager and Cassini, which could affect the visibility of the emissions [see Galopeau and Boudjada, 2016; Louis *et al.*, 2017] (Section 2.1). A study of the Io-DAM with the Cassini/RPWS data for comparison will be interesting, but it is beyond the scope of this study.

Wannawichian *et al.* [2010] investigated the variation of the auroral UV footprint brightness of the Galilean moons as a function of the longitude. For Io they observed two peaks where the UV footprints are brighter: around 100° and 280° of Io jovicentric longitude. According to Marques *et al.* [2017] the radio emission activity has a peak around Io jovicentric longitudes 165° and 220°. For Ganymede and Europa less data are available, but the brightest footprints were seen around 100°. In our study we found more Ganymede events around Ganymede jovicentric longitude ~40° (southern events) and ~250° (northern events) and more Europa events around Europa jovicentric longitude ~65° (southern events) and ~250° (northern events). At this point we do not have enough data to draw any conclusion about (anti-) correlation, or no correlation at all, between the DAM and UV emissions of Europa and Ganymede.

5.5. Discussion of Previous Tentative Detections of Jupiter-Ganymede and Jupiter-Europa Emissions

Compared to the Galileo studies [Menietti *et al.*, 1998a, 1998b; Higgins *et al.*, 2006] we used a more extended data set (for Cassini almost 3000 Jupiter rotations [360 Europa rotations; 180 Ganymede rotations] against less than 1500 Jupiter rotations). The Cassini frequency range is also larger than that used for the above mentioned studies. Indeed, the previous studies were made at low frequency (2.0–5.6 MHz). Only a small part of the whole emission lies in this frequency range (see Tables 1–3).

The study of Menietti *et al.* [1998a] focuses on two isolated arcs which could be consistent with Ganymede-induced radio emissions. We computed ExPRES simulations corresponding to the Galileo trajectory. The ExPRES simulations did not show arcs related to Ganymede-induced radio emissions in a time window of 24 h around the arcs detected by Menietti *et al.* [1998a]. Furthermore, the Ganymede phase for these two arcs do not match the range of Ganymede phase described Table 5, thus these arcs cannot be associated with Ganymede.

Menietti *et al.* [1998b] and Hospodarsky *et al.* [2001] detected an enhancement in the occurrence probability for Ganymede-induced emissions near Ganymede phases 80° and 245° using a sinusoidal fit. Their studies showed a first hint of Ganymede's influence on the Jovian decametric emissions, with a first indication of the active Ganymede phases. Our results agree with theirs, with a more complete coverage of the Ganymede emissions in Ganymede phase and CML.

Higgins [2007] used the Voyager occurrence probability between 2.1 and 5.8 MHz to propose Phase versus CML regions of maximum occurrence for the Galilean satellites. Compared to our study, Higgins [2007] used only the frequency range between 2.1 and 5.8 MHz, instead of the entire frequency range (extending up to 40 MHz). In our results (see Tables 1–3), except for the C component, the minimum value of the median minimum frequency of Europa and Ganymede emissions observed with the Voyager data is 7.00 MHz. Even if the peak of emission occurrence is minor, and fitted with a sinusoidal, for Europa, our results include theirs, and we can determine that the enhancement in emission occurrence they saw between 290° and 350° of CML and between 250° and 280° of Europa phase is included in the area of the Europa-A component, and the enhancement in emission occurrence they saw in the same CML range and between 85° and 115° of Europa phase is included in the area of the Europa-D component.

On the other hand, our results do not include their results for Ganymede. They fitted an enhancement of occurrence emissions at Ganymede phases between 55° and 85°, which would imply a large lead angle. The second peak of emission occurrence is detected at Ganymede phase between 305° and 335°. Because of the complex morphology of the magnetic field, emissions could still be seen when the moon is geometrically a few degrees behind Jupiter. Here the region of phases given by Higgins [2007] means that the emissions are still visible from 30° to 60° after the geometrical disappearance of the moon, which cannot be explained by the lead angle at these phases. In summary, our results include those of Higgins [2007] for Europa and do not agree with those of Higgins [2007] for Ganymede.

6. Conclusions and Perspectives

Using EXPRES we made a catalog of simulations of all the Galilean moons induced radio emissions. We then studied almost 4 years of Cassini observations, and 6 months of Voyager observations, during their flyby of Jupiter, compared them with the simulations, and identified clear detections of Europa (29 Europa-A, 16 Europa-B, 31 Europa-C, and 54 Europa-D) and Ganymede (21 Ganymede-A, 18 Ganymede-B, 22 Ganymede-C, and 35 Ganymede-D) induced radio emissions. The number of false detections is likely to be low.

The shape of Europa-DAM and Ganymede-DAM emissions is nearly the same as that of the Io-DAM emissions. The median spectral and temporal properties of the Europa-DAM and Ganymede-DAM emissions are summarized in Table 3, the maximum occurrence regions of Europa and Ganymede DAM emissions are described in Tables 4 and 5, respectively and plotted in Figure 6. The active joventric longitudes of Europa and Ganymede are plotted in Figure 7 and described in detail in Tables 4 and 5.

Stereoscopic observations with ground-based radio telescopes will help to assess the short-term variability of these emissions, and a long-term catalog (e.g., with Wind and Stereo) will help us to assess long-term variability.

Appendix A: Satellite Phase Versus Observer CML Diagrams of the ExPRES Simulations for Europa and Ganymede

Figure A1 displays phase versus CML diagrams of the Cassini (Figures A1a–A1h) (year 2000) and Voyager simulations (Figures A1i–A1p) (including DoY 001 to 090, 1979 for Voyager 1 and DoY 120 to 210, 1979 for Voyager 2, corresponding to the intervals where we detect events related to Europa and Ganymede) for Europa (Figures A1a, A1e, A1i, and A1m) and Ganymede-induced emissions (Figures A1c, A1g, A1k, and A1o). The left panels represent the simulations corresponding to the VE and VL arcs (Figures A1a, A1c, A1i, and A1k), and the right panels represent the whole simulations (Figures A1e, A1g, A1m, and A1o). The corresponding occurrence sorted by the moons' phase are plotted on the right of the Phase versus CML diagrams. The northern emissions are represented in blue and the southern ones in red.

With the selection criteria on the VE and VL arcs (left panels) we see that the simulations are grouped in phase—as the diagram of the detections—but not in CML, unlike in Figure 6. Thus, the distribution must have a physical origin other than geometrical, which is corroborated by the discussion in section 2.1.

The right panels show that for Cassini (Figures A1a–A1h), the distribution in phase does not depend on the selection criteria whether the arc is VE or VL, because the modulation of the emission seen in Figure 1 occurs at frequencies higher than 16 MHz. We see a minor contribution of the oscillations of the north emissions, because some of them happens at frequency under 16 MHz (see Figure 1).

For Voyager (Figures A1i–A1p) we see that without the selection criteria whether the arc is VE or VL (Figures A1n and A1p) there are emissions between 120° and 260°. But it remains that the emissions are mostly grouped at phases 120° and 260° (Figures A1n and A1p compared to Figures A1j and A1l). Thus, we can conclude that the distribution in phase mostly does not depend on the selection criteria whether the arc is VE or VL.

The modulation in phase in the diagram is likely due to the modulation of the magnetic field, which deforms the magnetic field lines.

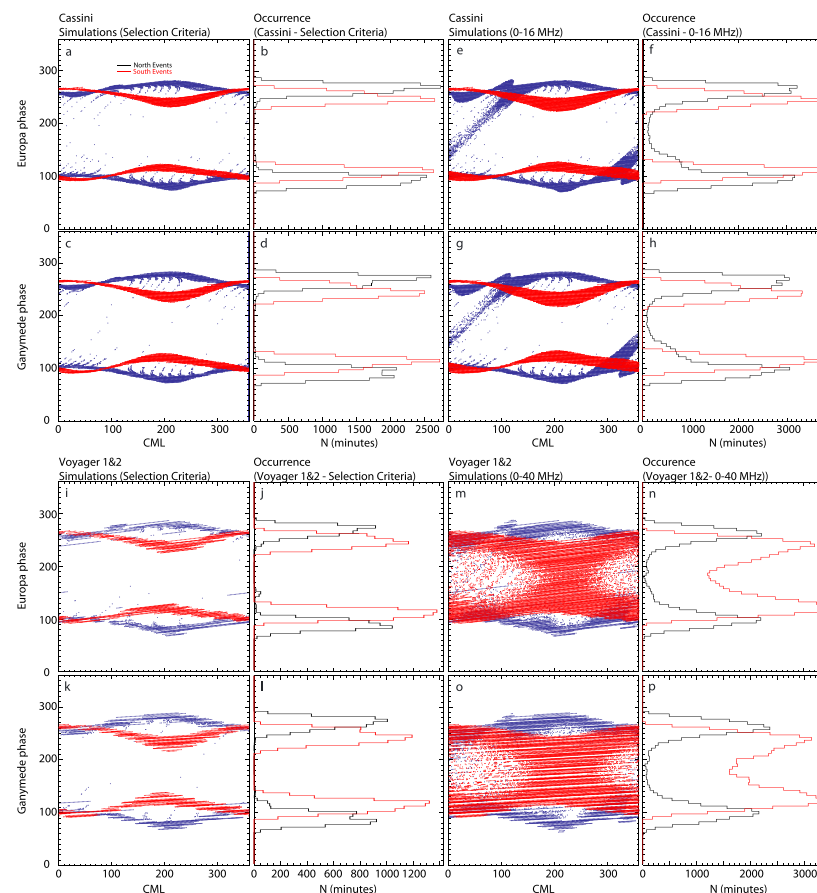


Figure A1. Satellite phase versus observer CML diagrams of the ExPRES simulations for (a,e,i,m) Europa and (c,g,k,o) Ganymede and the corresponding occurrence in (b,f,j,n and d,h,l,p, respectively) phase for the Cassini (Figures A1a–A1h) (year 2000) and Voyager 1 and 2 spacecraft (Figures A1i–A1p) (from day 1 to day 90 of 1979 for Voyager 1 and from day 120 to day 210 of 1979 for Voyager 2). Figures A1a–A1d and A1i–A1l represent the VE and VL arcs, and Figures A1e–A1h and A1m–A1p the entire arcs. The north events are represented in blue and the southern ones in red.

Appendix B: Effects of the Emission Cone Opening Angle θ

As explained in section 5.1, the position of the emissions in time and frequency depends on the value of θ . Figure B1 compares the intensity flux of a Cassini observation (Figure B1a) to three simulations (Figure B1b) of the Europa-C emission, presented in Figure 2, with different values of θ :

1. The one in blue dotted line is the one used in the study to detect an Europa-C arc in the Cassini data (see Figure 2) with a θ calculated from a loss cone electron distribution function;
2. The one in light blue dotted line is a simulation with a constant $\theta = 60^\circ$, which could correspond to an emission with strong refraction effects;

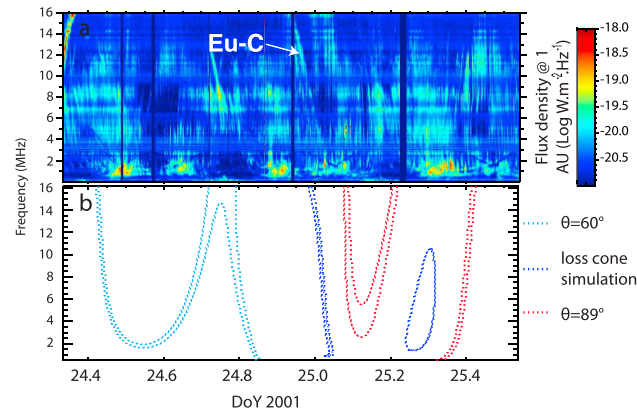


Figure B1. Cassini observation of a Europa arc (VL and LH polarized) and different simulations of this arc. (a) Intensity flux and (b) three simulations with different values of θ . The one in blue dotted line uses a θ calculated from a loss cone electron distribution function, the one in light blue dotted line uses a constant $\theta = 60^\circ$, and the one in red dotted line a constant $\theta = 89^\circ$.

3. The one in red dotted line is a simulation with a constant $\theta = 89^\circ$, which is close to a perpendicular emission.

We see the impact of the θ value, with a difference in time between 1 and 5 h around the simulation calculated from a loss cone electron distribution function, and a large difference in the shape of the arc.

For one value of the electron energy and one magnetic field line the simulation with the loss cone distribution function gives values of θ fixed by frequency [see Hess et al., 2008, Figure 2b]: the emission cone angle θ is oblique, and decreases with increasing f . The variation of θ may have three different causes: (1) the presence of a lead angle that make the emission appear earlier for a VL arc (as if θ was greater) or disappear earlier for a VL arc (as if θ was lower); (2) refraction effects that oblate the emission cone [see Galopecu and Boudjada, 2016]; (3) a wrong estimate of θ modifies the occurrence in time, depending on the rotation speed of the moon (ω_{moon}). A wrong estimate of θ of 10° corresponds to a shift of: ≈ 71 min for Io; ≈ 140 min for Europa; and ≈ 280 min for Ganymede. The selection criteria in time have been chosen taking into account the above three possibilities.

Acknowledgments

We thank the anonymous referees for their thorough review. C.L. thanks E. Bonnassieux for proofreading this paper. This research has made use of IMCCE's MIRAIDE VO tool. The EXPRES tool and the Kronos database are part of the MASER (Measurement, Analysis, and Simulations of Emissions in Radio), which is supported by PADC (Paris Astronomical Data Centre). Coauthors were supported by CNES (Centre National d'Etudes Spatiales). This work has been done within the LABEX Plaspar project and received financial state aid managed by the "Agence Nationale de la Recherche," as part of the program "Investissements d'avenir" under the reference ANR-11-IDEX-0004-02.

References

- Bagenal, F. (1994), Empirical model of the Io plasma torus: Voyager measurements, *J. Geophys. Res.*, *99*(A6), 11,043–11,062.
- Bagenal, F., et al. (2014), Magnetospheric science objectives of the Juno mission, *Space Sci. Rev.*, *1*–69, doi:10.1007/s11214-014-0036-8.
- Bigg, E. K. (1964), Influence of the satellite Io on Jupiter's decametric emission, *Nature*, *203*, 1008–1010, doi:10.1038/2031008a0.
- Bonfond, B., S. Hess, F. Bagenal, J.-C. Grand, D. Grodent, A. Radiotti, J. Gustin, and J. T. Clarke (2013), The multiple spots of the Ganymede auroral footprint, *Geophys. Res. Lett.*, *40*, 4977–4981, doi:10.1002/grl.50989.
- Carr, T. D., M. D. Desch, and J. K. Alexander (1983), Phenomenology of magnetospheric radio emissions, in *Physics of the Jovian Magnetosphere*, vol. 3, edited by A. J. Dessler, pp. 226–284, Cambridge Planet. Sci. Ser., Cambridge Univ. Press, New York.
- Cecconi, B., et al. (2012), Natural radio emission of Jupiter as interferences for radar investigations of the icy satellites of Jupiter, *Planet. Space Sci.*, *61*, 32–45.
- Cecconi, B., A. Pevuvot, L. Lamy, P. Zarka, C. Louis, S. L. G. Hess, D. R. Evans, and D. Boucon (2017), Refurbishing Voyager 1 & 2 Planetary Radio Astronomy (PRA) data, in *Planetary Radio Emissions VIII*, edited by G. Fischer, Austrian Acad. Press, Vienna.
- Clarke, J. T., et al. (1998), Hubble space telescope imaging of Jupiter's magnetosphere, *Science*, *262*, 1035–1038.
- Clarke, J. T., et al. (2002), Ultraviolet emissions from the magnetic footprints of Io, Ganymede and Europa on Jupiter, *Nature*, *415*, 997–1000.
- Connerney, J. E. P., M. H. Acuna, and N. F. Ness (1981), Modeling the Jovian current sheet and inner magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, *86*, 8370–8384, doi:10.1029/JA086iA10p08370.
- Connerney, J. E. P., R. Baron, T. Satoh, and T. Owen (1993), Images of excited H_3^+ at the foot of the Io flux tube in Jupiter's atmosphere, *Science*, *262*(5136), 1035–1038.
- Galopecu, P. H. M., and M. Y. Boudjada (2016), An oblate beaming cone for Io-controlled Jovian decameter emission, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *121*, 3120–3138, doi:10.1002/2015JA021038.
- Gurnett, D. A., et al. (2004), The Cassini radio and plasma wave investigation, *Space Sci. Rev.*, *114*, 395–463.
- Hess, S., B. Cecconi, and P. Zarka (2008), Modeling of Io-Jupiter decameter arcs, emission beaming and energy source, *Geophys. Res. Lett.*, *35*, L13107, doi:10.1029/2008GL033656.

- Hess, S. L. G., and P. Zarka (2011), Modeling the radio signature of the orbital parameters, rotation, and magnetic field of exoplanets, *Astro. Astrophys.*, *531*, A29.
- Hess, S. L. G., A. Pétin, P. Zarka, B. Bonfond, and B. Cecconi (2010), Lead angles and emitting electron energies of Io-controlled decameter radio arcs, *Planet. Space Sci.*, *58*, 1188–1198.
- Hess, S. L. G., B. Bonfond, P. Zarka, and D. Grodent (2011a), Model of the Jovian magnetic field topology constrained by the Io auroral emissions, *J. Geophys. Res.*, *116*, A05217, doi:10.1029/2010JA016262.
- Hess, S. L. G., P. A. Delamere, V. Dols, and L. C. Ray (2011b), Comparative study of the power transferred from satellite-magnetosphere interactions to auroral emissions, *J. Geophys. Res.*, *116*, A01202, doi:10.1029/2010JA015807.
- Hess, S. L. G., E. Echer, and P. Zarka (2012), Solar wind pressure effects on Jupiter decametric radio emissions independent of Io, *Planet. Space Sci.*, *70*, 114–125.
- Hess, S. L. G., E. Echer, P. Zarka, L. Lamy, and P. A. Delamere (2014), Multi-instrument study of the Jovian radio emissions triggered by solar wind shocks and inferred magnetospheric subcorotation rates, *Planet. Space Sci.*, *99*, 136–148.
- Hess, S. L. G., B. Bonfond, Bagenal F., and L. Lamy (2017), A model of the Jovian internal field derived from in-situ and auroral constraints, in *Planetary Radio Emissions VIII*, edited by G. Fischer et al., Austrian Acad. Press, Vienna, Austria.
- Higgins, C. A. (2007), Satellite control of Jovian 2–6 MHz radio emission using Voyager data, *J. Geophys. Res.*, *112*, A05213, doi:10.1029/2006JA012100.
- Higgins, C. A., J. D. Menietti, and I. W. Christopher (2006), Europa control of Jovian radio emission: A Galileo study, *Geophys. Res. Lett.*, *33*, L14110, doi:10.1029/2006GL026218.
- Hilgers, A. (1992), The auroral radiating plasma cavities, *Geophys. Res. Lett.*, *19*(3), 237–240.
- Hinson, D. P., J. D. Twicken, and E. T. Karayel (1998), Jupiter's ionosphere: New results from Voyager 2 radio occultation measurements, *J. Geophys. Res.*, *103*(A5), 9505–9520.
- Hospodarsky, G. B., I. W. Christopher, J. D. Menietti, W. S. Kurth, D. A. Gurnett, T. F. Averkamp, J. B. Groene, and P. Zarka (2001), Control of Jovian radio emissions by the Galilean moons as observed by Cassini and Galileo, in *Proceedings of the 5th International Workshop held at Graz Austria*, edited by H. O. Rucker, M. L. Kaiser, and Y. Leblanc, pp. 155–164, Planetary Radio Emissions V. Austrian Acad. Sci. Press, Vienna.
- Kurth, W. S., D. A. Gurnett, and J. D. Menietti (2000), The influence of the Galilean satellites on radio emissions from the Jovian system, in *Radio Astronomy at Long Wavelengths*, *Geophys. Monogr.*, vol. 119, edited by R. G. Stone et al., pp. 213–225, AGU, Washington, D. C.
- Lamy, L., P. Zarka, B. Cecconi, R. Prangé, W. S. Kurth, and D. A. Gurnett (2008a), Saturn kilometric radiation: Average and statistical properties, *J. Geophys. Res.*, *113*, A07201, doi:10.1029/2007JA012900.
- Lamy, L., P. Zarka, B. Cecconi, S. Hess, and R. Prangé (2008b), Modeling of Saturn kilometric radiation arcs and equatorial shadow zone, *J. Geophys. Res.*, *113*, A10213, doi:10.1029/2008JA013464.
- Lamy, L., R. Prangé, W. Pryor, J. Gustin, S. V. Badman, H. Mellin, T. Stallard, D. G. Mitchell, and P. C. Brandt (2013), Multispectral simultaneous diagnosis of Saturn's aurora throughout a planetary rotation, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *118*, 4817–4843, doi:10.1002/jgra.50404.
- Louis, C. K., et al. (2017), Io-Jupiter decametric arcs observed by Juno/Waves compared to EXPRES simulations, *Geophys. Res. Lett.*, *44*, doi:10.1002/2017GL073036.
- Marques, M., P. Zarka, E. Echer, V. B. Ryabov, M. V. Alves, L. Denis, and A. Coffre (2017), Statistical analysis of 26 years of observations of decametric radio emissions from Jupiter, *Astron. Astrophys.*, *604*, A17.
- Menietti, J. D., D. A. Gurnett, W. S. Kurth, J. B. Groene, and L. J. Granroth (1998a), Galileo direction finding of Jovian radio emissions, *J. Geophys. Res.*, *103*(E9), 20001–20010, doi:10.1029/97JE03555.
- Menietti, J. D., D. A. Gurnett, W. S. Kurth, and J. B. Groene (1998b), Control of Jovian radio emission by Ganymede, *Geophys. Res. Lett.*, *25*(23), 4281–4284.
- Menietti, J. D., D. A. Gurnett, and I. Christopher (2001), Control of Jovian radio emission by Callisto, *Geophys. Res. Lett.*, *28*, 3047–3050.
- Mottez, F., S. Hess, and P. Zarka (2010), Explanation of dominant oblique radio emission at Jupiter and comparison to the terrestrial case, *Planet. Space Sci.*, *58*, 1414–1422.
- Neubauer, F. M. (1980), Nonlinear standing Alfvén wave current system at Io: Theory, *J. Geophys. Res.*, *85*(13), 1171–1178.
- Prangé, R., D. Rego, D. Southwood, P. Zarka, S. Miller, and W. Ip (1996), Rapid energy dissipation and variability of the Io-Jupiter electrodynamic circuit, *Nature*, *379*, 323–325.
- Ray, L. C., and S. Hess (2008), Modelling the Io-related DAM emission by modifying the beaming angle, *J. Geophys. Res.*, *113*, A11218, doi:10.1029/2008JA013669.
- Saur, J., F. M. Neubauer, J. E. P. Connerney, P. Zarka, and M. G. Kivelson (2004), Plasma interaction of Io with its plasma torus, in *Jupiter: The Planet, Satellites and Magnetosphere*, edited by F. Bagenal, T. E. Dowling, and W. B. McKinnon, pp. 537–560, Cambridge Univ. Press, Cambridge, U. K.
- Treumann, R. A. (2006), The electron-cyclotron maser for astrophysical application, *Astron. Astrophys. Rev.*, *13*, 229–315, doi:10.1007/s00159-006-0001-y.
- Wannawithee, S., J. T. Clarke, and J. D. Nichols (2010), Ten years of Hubble space telescope observations of the variation of the Jovian satellites auroral footprint brightness, *J. Geophys. Res.*, *115*, A02206, doi:10.1029/2009JA014456.
- Zarka, P. (1998), Auroral radio emissions at the outer planets: Observations and theories, *J. Geophys. Res.*, *103*(E9), 20,159–20,194.
- Zarka, P. (2007), Plasma interactions of exoplanets with their parent star and associated radio emissions, *Planet. Space Sci.*, *55*, 598–617.
- Zarka, P., J. Quelinneq, and F. J. Cray (2001), Low-frequency limit of Jovian radio emissions and implications on source locations and Io plasma wake, *Planet. Space Sci.*, *49*, 1137–1149.

Annexe J

Article Louis et al., Simulating
Jupiter–satellite decametric
emissions with ExPRES : a
parametric study, 2017, publié
dans le proceeding à referii
Planetary Radio Emissions VIII

SIMULATING JUPITER–SATELLITE DECAMETRIC EMISSIONS WITH EXPRES: A PARAMETRIC STUDY

C. K. Louis^{*†}, L. Lamy^{*†}, P. Zarka^{*†}, B. Cecconi^{*†},
S. L. G. Hess[‡], and X. Bonnin^{*}

Abstract

The high latitude radio emissions produced by the Cyclotron Maser Instability (CMI) in Jupiter’s magnetosphere extend from a few kHz to 40 MHz. Part of the decametric emissions is of auroral origin, and part is driven by the moons Io, Europa and Ganymede. After summarizing the method used to identify Jupiter–satellite radio emissions, which consists in comparing space– and ground–based radio observations to ExPRES simulations of CMI–driven emissions in the time–frequency plane, we present a parametric study of the free parameters required by the ExPRES code (electron distribution function and resonant energy, magnetic field model, lead angle, and altitude of the ionospheric cut–off) in order to assess the accuracy of our simulations in the Io–Jupiter case. We find that Io–DAM arcs are fairly modeled by loss–cone driven CMI with electrons of 1–10 keV energy, using the ISaAC, VIPAL or VIP4 magnetic field model and a simple sinusoidal lead angle model. The altitude of the ionospheric cut–off has a marginal impact on the simulations. We discuss the impact of our results on the identification of Europa–DAM and Ganymede–DAM emissions.

1 Introduction

Jupiter’s high latitude magnetospheric radio emissions are known to be produced via the Cyclotron Maser Instability (CMI), in which non–Maxwellian weakly relativistic electrons gyrating along high latitude magnetic field lines amplify radio waves at a frequency close to the local electron cyclotron frequency [Zarka, 1998, Treumann, 2006, and references therein; Louarn et al., 2017]. These emissions are circularly or elliptically polarized extraordinary mode radiation, beamed along thin hollow conical sheet at large angle from

^{*}LESIA, Observatoire de Paris, PSL, CNRS, SU/UPMC, UPD, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

[†]USN, Observatoire de Paris, CNRS, PSL, UO/OSUC, Nançay, France

[‡]ONERA / DESP, Toulouse, France

the magnetic field line in the source. The Jovian radio spectrum is composed of several spectral components, including the kilometric (b–KOM), hectometric (HOM), and decametric (DAM) radiations. The latter is partly controlled by Io (Io–DAM) [Bigg, 1964], Europa (Europa–DAM) or Ganymede (Ganymede–DAM) [Louis et al., 2017a; Zarka et al., 2017, this issue], or satellite–independent [Kurth et al., 2017a].

DAM emission, typically observed between 1 and 40 MHz, is mainly structured in the form of discrete arcs in dynamic spectra, i.e. displays of the intensity distribution in the time–frequency (t–f) plane. These arcs were historically divided in categories labeled as A, B, C and D, depending on their occurrence in the (Io phase–Observer’s longitude) plane [Carr et al., 1983]. These four categories were later identified to originate from two physical sources (A & B, right–hand polarized, in the northern hemisphere, and C & D, left–handed polarized, in the southern hemisphere). The emission of each source, anisotropically beamed in widely open conical sheets, is observed from the eastern or western limb of the planet [Hess et al., 2014, and references therein]. Emissions from the eastern limb (A & C) appear as vertex–late arcs (i.e. closing parentheses) in dynamic spectra, whereas western limb (B & D) emissions appear as vertex–early arcs (i.e. opening parentheses) [Marques et al., 2017, and references therein].

To identify satellite–induced DAM emissions, Louis et al. [2017a,b] used the ExPRES code [Hess et al., 2008] to simulate their expected signature in the t–f plane, that they directly compared to radio dynamic spectra. The principle of the method (ExPRES code, inputs parameters, identification criteria) is summarized in Section 2. Section 3 presents a parametric study of the input parameters based on typical Io–DAM arcs. It enables us to quantify the influence of each input parameter on the modeled arcs and to confirm the choice of parameters employed in recent studies, that provide simulations in fair agreement with the observations.

2 Detection of Jupiter–satellite induced radio emissions

The method developed to search for DAM emissions induced by satellite–Jupiter interactions is fully described in [Louis et al., 2017a]. Hereafter we briefly outline the method and the identification criteria.

2.1 Principle of ExPRES

The Exoplanetary and Planetary Radio Emissions Simulator (ExPRES) (described in section 3 of Hess et al. [2008]) computes the geometrical visibility of sources of CMI–driven radio emission in the environment of a magnetized body. Simulated radio sources are placed along selected magnetic field lines (e.g. the Io–Jupiter or nearby field lines), in which a source at frequency f is located where $f \simeq f_{ce}$ (with $f_{ce} = \frac{eB}{2\pi m}$ the electron cyclotron frequency, B the local magnetic field amplitude, and e and m the electron charge and mass) and where the condition $f_{pe}/f_{ce} < 0.1$ (with $f_{pe} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{ne^2}{m\epsilon_0}}$ the local electron plasma frequency, n the electron density, and ϵ_0 the permittivity of free space), required

for CMI–driven emission, is fulfilled [Hilgers, 1992; Zarka et al., 2001]. The ExPRES code computes the beaming angle θ at each frequency, and determines at each time step at which frequency – if any – the emission direction matches that of a given observer, fixed or moving, within a cone thickness $\delta\theta$ (generally assumed to be 1°).

This produces t–f spectrograms of radio emission occurrence for each simulated source, that can be directly compared to observations. ExPRES was developed and used to simulate radio sources from Jupiter [Hess et al., 2008, 2010; Cecconi et al., 2012; Louis et al., 2017a,b], Saturn [Lamy et al., 2008, 2013], and exoplanets [Hess and Zarka, 2011].

The simulations of Io–DAM [Louis et al., 2017b], Europa–DAM and Ganymede–DAM [Louis et al., 2017b] were built as follows. We used the Jovian magnetic field model ISaAC (In–Situ and Auroral Constrains) [Hess et al., 2017, this issue], an updated version of the VIPAL model of Hess et al. [2011] further constrained by the locus of the UV auroral footprints of Europa and Ganymede. We added the contribution from the simple current sheet model of Connerney et al. [1981]. The magnetospheric plasma density is the sum of two contributions, from the planetary ionospheric [Hinson et al., 1998] and the Io plasma torus [Bagenal et al., 1994]. Simulated sources are placed over the frequency range 1–40 MHz along a source field line mapping the equatorial position of the Galilean satellite considered.

The increased plasma density in the Io torus results in decreased Alfvén speed, thus Alfvén waves produced at Io need several tens of minutes to exit the torus [Saur et al., 2004], and eventually accelerate the electrons responsible for the radio emissions. This implies a longitudinal shift – known as the lead angle δ – between the magnetic field line connected to the moon and the radio–emitting field line. To simulate Io–DAM, we use the simple sinusoidal lead angle model of Hess et al. [2010]:

$$\delta = A_{N/S} + B_{N/S} \cos(\lambda_{Io} - 202^\circ) \quad (1)$$

with λ_{Io} the westward joviocentric longitude of Io, $A_N = 2.8^\circ$ and $B_N = -3.5^\circ$ in the northern hemisphere (resp. $A_S = 4.3^\circ$ and $B_S = 3.5^\circ$ in the southern hemisphere).

The emission (or beaming) angle θ was derived as in Hess et al. [2008] by assuming oblique CMI emission from a loss cone electron distribution function (found to better fit the observed arcs than the perpendicular emission from a shell distribution), with resonant electron energies $E_{e^-} \simeq 1$ keV in the northern hemisphere and 3 keV in the southern one.

θ depends on the electron energy, likely to vary over time and space [Hess et al., 2010], and on the position of the sources, i.e. on the satellite considered, the magnetic field model and the lead angle δ . Thus we needed to define criteria to match simulated and observed arcs.

2.2 Identification of Jupiter–satellite emissions

In Louis et al. [2017a,b] we performed extensive simulations of Jupiter–satellite emissions using the above–described input parameters, and compared them to ground and space–based observations. In the first study, we used Voyager and Cassini observations to identify

Europa–DAM and Ganymede–DAM emissions. In the second one, we identified Io–DAM arcs in simultaneous Juno, Nançay and Wind observations, with shapes very close to the simulated ones.

To account for the necessarily imperfect fit between modeled and observed arcs, we only retained the candidate arcs fulfilling the following criteria: the observed emission had to be (1) a well identified single structure (i.e. clearly distinguishable among surrounding emissions), (2) an arc with the same curvature as the simulated one (vertex–late or vertex–early), (3) close enough in time (within a window of ± 2 hours for Io, $+2/-5$ hours for Europa, and $+2/-8$ hours for Ganymede, see next paragraph), (4) continuously extending over a bandwidth ≥ 3 MHz and with a maximum frequency ≥ 5 MHz, and (5) with a polarization consistent with the predicted one. Finally (6) candidate arcs were discarded if they re–occurred ~ 9 h 55 m earlier or later, as they were then attributed to auroral radio sources co–rotating with Jupiter.

The above time windows result from two causes of uncertainty: (i) the beaming angle $\theta(f)$ which, in the frame of loss cone–driven CMI, depends on the electron energy, the magnetic field model (that constrains the source position) and the peak auroral altitude h_{\max} (taken as the mean value of the mirror point, below which precipitating electrons are lost by collision) (see Eq. 4 of Hess et al. [2008]), and (ii) the uncertainty on the lead angle δ .

3 Simulations of Io–induced radio emissions: a parametric study

Here we focus on the effect of the different input parameters of ExPRES on the modeled dynamic spectra. These parameters are the electron distribution function, the magnetic field model, the model of the lead angle δ and, in the loss cone case, the energy of resonant electrons and the peak auroral altitude h_{\max} . We study 4 typical Io arcs, one of each category (A,B,C,D), observed by Juno/Waves (Figure 1) [Kurth et al., 2017b] and Voyager/PRA (Figure 2) [Warwick et al., 1977] over their full spectral range.

3.1 Io–DAM from Jupiter’s southern hemisphere

Figure 1 shows 6 dynamic spectra: observed Io–C and Io–D arcs (a) are compared to 5 sets of simulations, each exploring the variations of a single ExPRES input parameter (b–f). The reference simulation, from which parameters are varied, is based on loss cone–driven CMI with 3 keV electrons, the ISaAC magnetic field model, the lead angle model from (Eq. 1), and $h_{\max} = 650$ km.

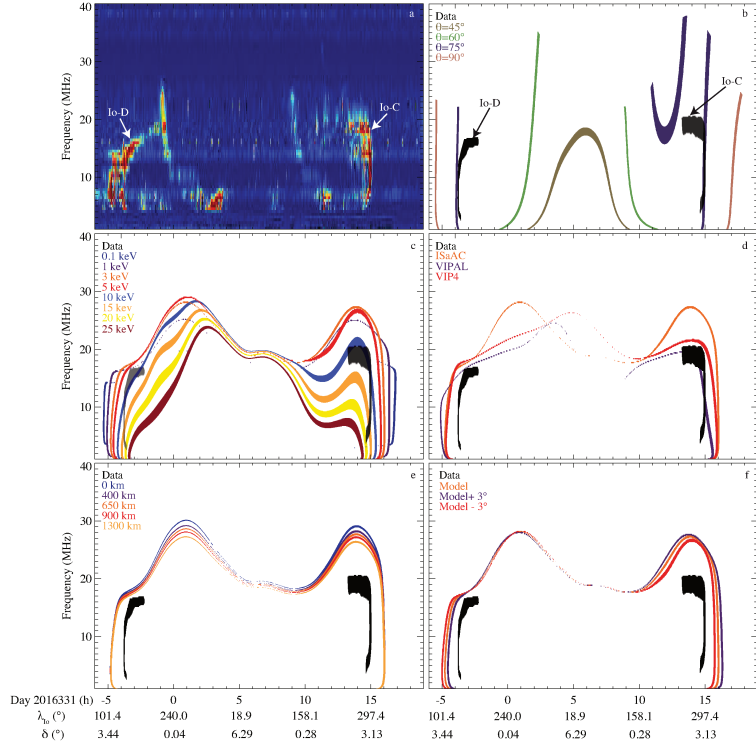


Figure 1: (a) Juno/Waves dynamic spectrum of Io-C and Io-D arcs, whose masks are reproduced in black in panels (b-f) aside EXPRES simulations. In panels (b-f), one parameter is varied relative to the reference simulation described in the text. (b) The 4 colored areas display simulated arcs obtained with a beaming angle constant in frequency, ranging from 45° to 90° . Although the simulation with $\theta = 75^\circ$ matches part of the observed arcs, none of them correctly reproduces their overall shape. (c) The 8 colored areas display simulated arcs obtained with electron energies between 0.1 and 25 keV. The blue simulation ($E_{e^-} = 10$ keV) best fits both Io-D and -C arcs above 10 MHz. (d) The 3 colored areas correspond to different magnetic field models. Arcs modeled with VIP4 and ISaAC best fit the observed Io-D arc, while VIPAL provides a best fit to the observed Io-C arc. (e) The 5 colored areas explore the value of h_{\max} between 0 and 1300 km above the 1 bar level. All simulations are very similar, a value of $h_{\max} = 900$ to 1300 km making them slightly closer to the observed arcs. (f) The orange simulation, obtained with a lead angle δ given by the model of Eq. 1, is surrounded by simulations obtained with modified models $\delta + 3^\circ$ (violet) and $\delta - 3^\circ$ (red). The modified model reduce the time shift for one arc and increase it for the other, bringing no significant improvement. In addition to the time (in hours of Day of Year 2016331), Io's longitude λ_{Io} and the corresponding lead angle δ are indicated in abscissa.

An occurrence map (or mask) of each arc was extracted from panel (a) by manually selecting the contour of the t-f pixels from each arc with an intensity larger than the median intensity level at each frequency. These masks are reproduced in black on panels (b-f).

Table 1 lists the time delays ΔT between the mask of each observed and each simulated arc. ΔT_{Mean} is calculated as the arithmetic mean of the time delays between the observed and simulated arcs at each frequency, between $f_{\min} = 4$ MHz and the lowest maximum frequency of the two arcs, f_{\max} . ΔT_{MAD} is mean absolute deviation between the observed and simulated arcs, computed as the mean of the absolute time delays between the observed and simulated arcs at each frequency, in the same range as above:

$$\Delta T_{\text{MAD}} = \frac{1}{n_{\text{freq}}} \sum_{i=4 \text{ MHz}}^{f_{\max}} |t_{\text{obs}}(i) - t_{\text{sim}}(i)| \quad (2)$$

These two estimates ΔT provide complementary information. ΔT_{Mean} characterizes the temporal accuracy of the simulation: if $\Delta T_{\text{Mean}} < 0$ the simulation arc occurs too early, whereas if $\Delta T_{\text{Mean}} > 0$ it occurs too late. Used together, both ΔT values characterize the fidelity of the t-f shape of the simulated arc: if both $\Delta T \simeq 0$ then the simulation correctly fits the observed arc along their common frequency range; if $\Delta T_{\text{Mean}} \simeq 0$ but $\Delta T_{\text{MAD}} \neq 0$ then the shape is not well simulated although the occurrence time is correct. Both ΔT are listed in Table 1 for all simulations of Figure 1.

Figure 1b tests four different lead angles θ , kept constant as a function of frequency, including $\theta = 90^\circ$ that corresponds to shell-driven CMI, and oblique emission at $\theta = 45^\circ$, 60° and 75° . No simulation correctly fits the observed arcs, but for $\theta = 75^\circ$ the simulations match the Io-D arc in the 4 – 12 MHz range and the Io-C arc in the 6 – 19 MHz range. This shows that Io-DAM emission has an oblique beaming, with $\theta(f)$, reaching $\simeq 75^\circ$ at $\simeq 5 - 10$ MHz, and decreasing towards lower and higher frequencies, as predicted by loss cone-driven CMI [Hess et al., 2008; Ray and Hess, 2008].

Figure 1c therefore tests the loss cone electron distribution function by varying the resonant electron energy from $E_{e^-} = 0.1$ to 25 keV. The simulations with 1 to 15 keV energy better fit the global shape of both arcs ($\Delta T_{\text{MAD}} \simeq |\Delta T_{\text{Mean}}|$), albeit with a modest temporal accuracy ($-0.94 \text{ h} \leq \Delta T_{\text{Mean}} \leq 1.26 \text{ h}$). Overall, the best fit of both arcs, for the observation studied, is obtained with $E_{e^-} = 10$ keV ($\Delta T_{\text{Mean}} = 0.00$ and $\Delta T_{\text{MAD}} = 0.18$). A lower value such as 3 keV, slightly modifies the time shift ($\Delta T_{\text{MAD}} = 0.84 \text{ h}$ for Io-C and 0.52 h for Io-D emission), that remains well within our search window of $\pm 2 \text{ h}$, but it also induces a larger mismatch in maximum frequency (~ 6 MHz for the Io-C arc).

Figure 1d tests the three magnetic field models VIP4, VIPAL and ISaAC, the former two having been previously used in Io-DAM simulations [Hess et al., 2010, 2011]. The simulated arcs are separated by less than 0.6 h in ΔT_{MAD} , but they display larger differences in maximum frequency (up to 7 MHz for Io-D). For the observation studied, the best fit is provided by VIPAL for Io-C ($\Delta T_{\text{MAD}} = 0.24 \text{ h}$, $\Delta T_{\text{Mean}} = 0.12 \text{ h}$), and by ISaAC and VIP4 for Io-D ($|\Delta T| = 0.52 \text{ h}$ and 0.60 h respectively). So no model provides a strong advantage for the simulations.

		Io–A (1979048)		Io–B (1979209)		Io–C (2016331)		Io–D (2016330)	
		ΔT (hours)	ΔT (hours)	ΔT (hours)	ΔT (hours)	ΔT (hours)	ΔT (hours)	ΔT (hours)	ΔT (hours)
	θ	MAD	Mean	MAD	Mean	MAD	Mean	MAD	Mean
Constant	45°	3.63	-3.63	9.36	9.36	7.22	-7.22	7.10	7.10
	60°	3.63	-3.63	2.51	2.51	5.58	-5.58	4.88	4.88
	75°	0.17	0.17	1.07	1.07	0.19	0.13	0.28	-0.28
	90°	1.36	1.36	0.86	-0.86	3.04	3.04	1.83	-1.83
E_{e^-}	0.1	1.51	1.51	0.40	-0.40	1.86	1.85	1.57	-1.57
	1 keV	1.10	1.10	0.09	-0.09	1.26	1.26	0.94	-0.94
	3 keV	0.73	0.73	0.25	0.25	0.84	0.84	0.52	-0.52
	5 keV	0.51	0.51	0.45	0.45	0.63	0.63	0.35	-0.35
	10 keV	0.27	0.05	0.92	0.92	0.21	0.18	0.18	0.00
	15 keV	0.29	-0.26	1.19	1.19	0.47	-0.41	0.49	0.48
	20 keV	0.53	-0.53	1.34	1.34	2.17	-2.17	1.43	1.43
	25 keV	0.76	-0.76	1.44	1.44	2.88	-2.88	2.20	2.20
B model	ISaAC	1.10	1.10	0.09	-0.09	0.84	0.84	0.52	-0.52
	VIP4	1.20	1.20	0.06	0.06	0.79	0.79	0.60	-0.60
	VIPAL	0.82	0.82	0.49	-0.49	0.24	0.12	0.87	-0.87
h_{\max}	0 km	1.12	1.11	0.09	-0.09	0.84	0.84	0.52	-0.52
	400 km	1.11	1.11	0.09	-0.09	0.84	0.84	0.52	-0.52
	650 km	1.10	1.10	0.09	-0.09	0.84	0.84	0.52	-0.52
	900 km	1.10	1.09	0.09	-0.08	0.84	0.84	0.51	-0.51
	1300 km	1.09	1.09	0.08	-0.08	0.83	0.83	0.51	-0.51
δ	Model	1.10	1.10	0.09	-0.09	0.84	0.84	0.52	-0.52
	Model +3°	1.29	1.28	0.15	0.15	1.01	1.01	0.40	-0.40
	Model -3°	0.92	0.92	0.29	-0.29	0.67	0.67	0.63	-0.63

Table 1: Time shifts in hours between emission contours and simulations for all test parameters of Figures 1 and 2. ΔT_{MAD} is the mean absolute deviation, and ΔT_{mean} the arithmetic mean, both computed from the time delay measured at each frequency between the observed and simulated arcs (from $f_{\min} = 4$ MHz to the lowest maximum frequency of the two arcs, f_{\max}).

Figure 1e tests the h_{\max} parameter, ranging from 0 km to 1300 km [Hinson et al., 1998, Bonfond et al., 2009]. It only slightly changes the peak frequency of the simulations (by < 3 MHz). Computed time shifts remain within 0.01 h of each other for all simulations. Thus the h_{\max} parameter does not play a significant role. The altitude of the ionospheric cut-off has thus a marginal impact on the simulations, a value about 900–1300 km leading to a very slightly better match.

Finally, figure 1f varies the lead angle (indicated on the x-axis), testing the sinusoidal model of Hess et al. [2010] (Eq. 1), and this model shifted by $\pm 3^\circ$ (i.e. $\simeq 50\%$ of its maximum value). Time shifts are slightly modified in the latter cases (by less than ± 0.2 h, i.e. well within our search window of ± 2 h) but in opposite ways for Io–C and Io–D arcs, thus bringing no net improvement to the unmodified model. The difference on the peak frequency of the simulations is also very small (≤ 1 MHz).

3.2 Io–DAM from Jupiter’s northern hemisphere

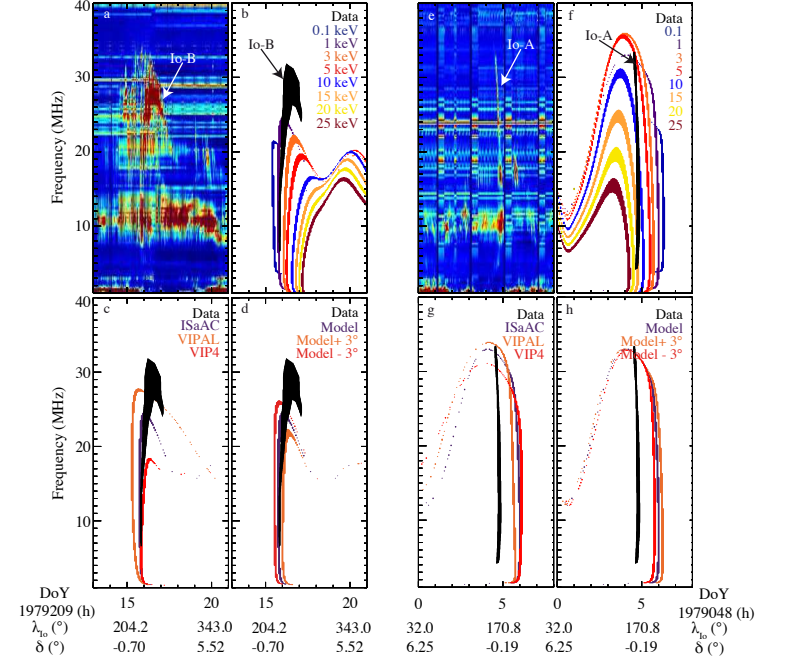


Figure 2: (a) Voyager 2/PRA observation of an Io–B arc, whose mask is reproduced in black in panels (b–d) aside ExPRES simulations. (e) Voyager 1/PRA observation of an Io–A arc, and (f–h) corresponding ExPRES simulations. The reference simulation is the same as for Figure 1, but with 1 keV electrons. (b & f) The 8 colored areas display simulated arcs obtained with electron energies between 0.1 and 25 keV. The colored areas display simulations using electrons energies ranging 0.1 to 25 keV. The violet simulation ($E_{e^-} = 1$ keV) best fits the observed Io–B arc up to 25 MHz, while the best fit for the Io–A arc is obtained with $E_{e^-} = 1$ –10 keV. (c & g) The 3 colored areas correspond to different magnetic field models. The Io–B arc modeled with ISaAC best fits the observed one. For the Io–A arc, the three simulations occur too late, VIPAL doing slightly better than the other models. (d & h) The simulations test the lead angle model δ of Eq. 1 (violet), and the modified models $\delta + 3^\circ$ (orange) and $\delta - 3^\circ$ (red). For the Io–B arc, the unmodified model best fits the emission, while for the Io–A arc, all three models poorly match the observed emission. In addition to the time (in hours of DoY 1979209 for the Io–B, and DoY 1979048 for the Io–A arc), Io’s longitude λ_{Io} and the corresponding lead angle δ are indicated in abscissa.

In this section, we investigate northern Io–DAM emissions observed by Voyager/PRA. Figure 2a,e display typical examples of Io–B and Io–A arcs. Their masks, reproduced in black in all other panels, were extracted as in Figure 1 but with a lower intensity threshold

in order to cope with the lower SNR, interference and variable spectral response resulting from the antenna resonance (we used the 5% quantile at 289 kHz). Panels (b–d) and (f–h) test the influence of the same parameters as Figure 1c,d,f, which have the strongest impact on simulated arcs. The reference simulation, from which parameters are varied, is the same as in section 3.1, but with 1 keV electrons. The computed time delays ΔT_{MAD} and ΔT_{Mean} are also listed in Table 1.

Figures 2b,f test the loss cone electron distribution function by varying the resonant electron energy from $E_{e^-} = 0.1$ to 25 keV. The simulations with 1 to 10 keV energy better fit the shape of the observed Io–A arc while those with 1 keV energy (and up to 3 keV) better fit the observed Io–B arc ($\Delta T_{\text{MAD}} \simeq |\Delta T_{\text{Mean}}|$). However the temporal accuracy of the simulations is modest, as $0.05 \text{ h} \leq \Delta T_{\text{Mean}} \leq 1.10 \text{ h}$ for Io–A and $-0.40 \text{ h} \leq \Delta T_{\text{Mean}} \leq 0.45 \text{ h}$ for Io–B. Overall, the best fits for these observations are obtained with $E_{e^-} = 10 \text{ keV}$ for the Io–A arc ($\Delta T_{\text{MAD}} = 0.27 \text{ h}$ and a $\Delta T_{\text{Mean}} = 0.05 \text{ h}$), and with $E_{e^-} = 1 \text{ keV}$ for the Io–B arc ($\Delta T_{\text{MAD}} = |\Delta T_{\text{Mean}}| = 0.09 \text{ h}$). A lower value in the Io–A case, such as 1 keV, increases the time shifts to 1.10 h, remaining within our search window of $\pm 2 \text{ h}$, but it also induces a larger mismatch in maximum frequency (up to 5 MHz).

Figures 2c,g test the three magnetic field models. The simulated arcs are separated by less than 0.4 h in ΔT_{MAD} , but they display larger differences in maximum frequency (up to 9 MHz for Io–B between VIP4 and VIPAL). For the observations studied, the best fits are provided by VIPAL for Io–A ($\Delta T_{\text{MAD}} = \Delta T_{\text{Mean}} = 0.82 \text{ h}$), and by ISaAC for Io–B ($\Delta T_{\text{MAD}} = |\Delta T_{\text{Mean}}| = 0.09 \text{ h}$). For Io–B, the time shifts are slightly smaller with VIP4, but the error on the maximum frequency is larger. ISaAC and VIPAL thus do a better job, although it is still far from perfect.

Finally, Figures 2d,h test the lead angles. The simulated arcs are again separated by less than 0.4 h for Io–A and 0.2 h for Io–B, well within our search window. For the Io–B arc, the unmodified model fits slightly better the emission, while for the Io–A arc, all three models poorly match the observed emission. The difference on the peak frequency of the simulations is also small ($\leq 4 \text{ MHz}$ for Io–B).

4 Discussion

4.1 Standard input parameters for modeling Io–DAM

Our parametric study clearly demonstrates that an oblique and variable beaming angle $\theta(f)$ is required to simulate correctly Io–DAM emissions, fully consistent with loss cone–driven CMI. The altitude of the ionospheric cut-off h_{max} has a marginal impact on the simulations, with differences in time shifts $\leq 0.03 \text{ h}$. None of the three magnetic field models clearly stands out as better than the others, as they lead to differences in time shifts $\leq 0.6 \text{ h}$. The numerical values of Table 1 are not sufficient to quantify the accuracy of the fit of the arc shape, as the time shifts are computed over the common frequency ranges of the observed and simulated arcs (above 4 MHz). Frequency coverage is thus an important parameter. ISaAC and VIPAL reach higher frequencies than VIP4, in better

agreement with the observations in the northern hemisphere. In the southern hemisphere, ISaAC predicts too high maximum arc frequencies, so that the preference goes to VIPAL and VIP4. Juno/MAG observations indeed revealed a magnetic field close to the planet (radius $< 1.3 R_J$, i.e. where most of the decameter sources above 10 MHz lie) dramatically different from that predicted by existing spherical harmonic models [Connerney et al., 2017]. We have to wait for a better magnetic field model.

The most important parameters appear to be the lead angle δ and the energy of the resonant electrons E_{e^-} . Albeit not perfect (in part due to the imperfect magnetic field models), the sinusoidal variation of δ described in Eq. 1 is probably a good approximation of the real variation of δ , and a global shift by $\pm 3^\circ$, that induces differences in time shifts $\leq 0.5 \text{ h}$, does not bring any significant improvement to the quality of the fits. About electron energy, we find that the best results are obtained for E_{e^-} in the range 1–15 keV in the south and 1–10 keV in the north. For the best fit values of the studied cases ($E_{e^-} = 10 \text{ keV}$ for Io–A, –C and –D arcs, and $E_{e^-} = 1 \text{ keV}$ for the Io–B arc), the associated time shifts are within $-0.09 \text{ h} \leq \Delta T_{\text{Mean}} \leq 0.18 \text{ h}$.

The electron energy and the plasma density in the Io torus (and hence the lead angle) are likely to vary over time. This makes difficult to choose *a priori* the best parameters for simulating a specific arc. In order to perform statistical studies of many arcs, we thus need to define a set of reference parameters and hypotheses for running extensive simulations. In Louis et al. [2017b] we chose (1) the loss cone–driven CMI, with (2) the ISaAC model, (3) the model lead angle of Hess et al. [2010], (4) $h_{\text{max}} = 650 \text{ km}$, and (5) a resonant electrons energy of 1 keV in the northern hemisphere and 3 keV in the southern one. Our parametric study suggests that these energies are reasonable but on the low side, but they led us to a good fit of all Io–DAM arcs observed by Juno/Waves, well within a search window of $\pm 2 \text{ h}$.

4.2 Application to Europa–DAM and Ganymede–DAM

Louis et al. [2017a] applied ExPRES simulations to the tentative identification of Europa–DAM and Ganymede–DAM emissions in Voyager/PRA and Cassini/RPWS observations. The simulations are based on the same parameters and hypotheses as above, except for the lead angle δ that deserved further thinking, as there is no structure comparable to Io’s torus along the orbits of Europa and Ganymede.

For Ganymede, Bonfond et al. [2013] noticed multiple spots of the Ganymede northern UV auroral footprint with a maximum longitudinal shift of 13° . This translates into a maximum lead angle $\delta_{G_a} = 13^\circ$, corresponding to a maximum temporal delay of $-6\text{h}15\text{m}$. Bonfond et al. [2013, 2017] concluded that the multiple Ganymede spots could result from an increase of the Jovian plasma sheet at Ganymede’s orbit. But as these multiple UV spots are not always observed, the plasma sheet must be very variable, and so will be the lead angle δ_{G_a} , that cannot be simulated in a deterministic way. In the absence of a similar study of Europa multiple UV footprints, we simply assumed a maximum lead angle $\delta_{E_u} = 10^\circ$, intermediate between those of Io and Ganymede, that corresponds to a maximum delay of $-2\text{h}20\text{m}$. We assumed for δ_{E_u} and δ_{G_a} a variation of the same form as Eq. 1, replacing λ_{I_o} by λ_{E_u} or λ_{G_a} , with parameters A and B chosen for having

$0^\circ \leq \delta_{Eu} \leq 10^\circ$ and $0^\circ \leq \delta_{Ga} \leq 13^\circ$. When $\delta_{Eu}, \delta_{Ga} = 0^\circ$, the temporal search window for matching ExPRES simulations and observations is thus $\pm 2\text{h}$ as for Io–DAM (due to the uncertainty on the electron energy and the other input parameters), and it extends to $+2\text{h}/-4\text{h}20\text{m}$ for Europa when $\delta_{Eu} = 10^\circ$ and $+2\text{h}/-8\text{h}15\text{m}$ for Ganymede when $\delta_{Ga} = 13^\circ$. These longer windows allow us to take into account possible increases of the plasma sheet density.

These parameters and search windows allowed Louis et al. [2017a] to identify about a hundred Europa–DAM arcs, and as many Ganymede–DAM arcs. Each identification is not 100% certain, but their statistics revealed a clear organization, not only as a function of the orbital phase of the moons (partially induced by our selection criteria), but also as a function of the observer’s longitude and the longitude of these moons, which strongly supports the statistical significance of these detections. Indeed, the Io–DAM emissions are organized as a function of the Io’s longitude [Marques et al., 2017], as the Ganymede–DAM emissions, detected by Zarka et al. [2017], are organized as a function of the Ganymede’s longitude. As a comparison, the auroral, satellite–independent, DAM emissions have an homogeneous distribution as a function of the moons’ longitude, and are organized as a function of the observer’s longitude only [Marques et al., 2017].

5 Conclusions and Perspectives

With this parametric study we now have an overview of the influence of ExPRES inputs parameters on Jupiter–satellite simulated arcs. Our results can be summarized as follows: (1) $\theta(f)$ needs to be oblique and to decrease with frequency, which is achieved by assuming loss cone–driven CMI with resonant electron energies of a few keV, as previously shown by Hess et al. [2008] and Ray and Hess [2008]. (2) The altitude of the ionospheric cut–off plays a marginal role, only modifying the maximum arc frequency by ≤ 3 MHz. (3) The three magnetic field models (VIP4, VIPAL, ISaAC) are roughly equivalent for Io–DAM simulations, leading to differences in time shifts ≤ 0.6 h between the most separated simulated arcs, and differences in maximum arc frequency up to 9 MHz. However, by construction, the ISaAC model is better adapted to the Europa–DAM and Ganymede–DAM simulations.

The most important free parameters are the electrons energy and the lead angle model. The electron energy responsible to the DAM emission is still poorly constrained and is likely to vary over time, as the density of the Io torus. Thus, in the absence of *a priori* information on the electrons energy in the radio sources, and on the plasma density along the moon orbit, it is reasonable for extensive simulation studies as in Louis et al. [2017a,b] to choose a constant electron energy and a model of lead angle, provided that we use a temporal search window of ± 2 h for matching simulated and observed Io–DAM emissions. For Europa and Ganymede, the search window must be enlarge in correspondence with the expected lead angle variation, that depends on these moons’ longitudes and on the variable plasma sheet along their orbit. The maximum search window is $+2\text{h}/-4\text{h}20\text{m}$ for Europa and $+2\text{h}/-8\text{h}15\text{m}$ for Ganymede.

Juno should enable the construction of a much more accurate magnetic field model, es-

pecially close to the planet in decameter radio sources, and then better constrain their positions. The energy of the resonant electrons will be the main free parameter for matching simulations and observations. The potentially crossing by Juno of the moons’ flux tubes (or tail) could inform us on the electron population, and will allow us to better constrain the fidelity of the simulated arc shapes.

Acknowledgements: The authors thank the anonymous referees for their thorough reviews, the Juno mission team –especially the Juno Waves instrument team–, and the MIRIAD service of IMCCE (especially J. Berthier) for the planet, satellites and spacecraft ephemeris. The ExPRES tool and the Kronos database are part of the MASER (Measurement, Analysis and Simulations of Emissions in Radio) service, supported by PADC (Paris Astronomical Data Center). Rehabilitation of the Voyager/PRA data was supported by CNES (Centre National d’Études Spatiales), that also supports the authors for their work on Juno. C. Louis is funded by the LABEX Plas@par project, managed by the Agence Nationale de la Recherche as a programme “Investissement d’avenir” with reference ANR–11–IDEX–0004–02.

References

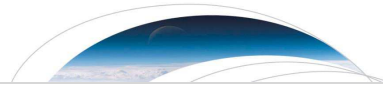
- Bagenal, F., Empirical model of the Io plasma torus: Voyager measurements, *J. Geophys. Res.*, **99**, 11043–11062, 1994.
- Bigg, E. K., Influence of the satellite Io on Jupiter’s decametric emission, *Nature*, **203**, 1008–1010, 1964.
- Bonfond, B., D. Grodent, J.–C. Gérard, A. Radioti, V. Dols, P. A. Delamere, and J. T. Clarke, The Io UV footprint: Location, inter-spot distances and tail vertical extent, *J. Geophys. Res.*, **114**, A07224, 2009.
- Bonfond, B., S. Hess, J.–C. Gérard, D. Grodent, A. Radioti, V. Chantry, J. Saur, S. Jacobsen, and J. T. Clarke, Evolution of the Io footprint brightness I: Far–UV observations, *Planet. Space Sci.*, **88**, 64–75, 2013.
- Bonfond, B., D. Grodent, S. V. Badman, J. Saur, J.–C. Gérard, A. Radioti, Similarity of the Jovian satellite footprints: Spots multiplicity and dynamics, *Icarus*, **292**, 208–2017, 2017.
- Carr, T. D., M. D. Desch, and J. K. Alexander, Phenomenology of magnetospheric radio emissions, in *Physics of the Jovian Magnetosphere*, edited by A. J. Dessler, Cambridge University Press, New York, USA, 226–284, 1983.
- Cecconi, B., et al. (10 co-authors), Natural radio emission of Jupiter as interferences for radar investigations of the icy satellites of Jupiter, *Planet. Space Sci.*, **61**, 32–45, 2012.
- Connerney, J. E. P., The magnetic field of Jupiter, A generalized inverse approach, *J. Geophys. Res.*, **86**, 7679–7693, 1981.

- Connerney, J. E. P., et al. (21 co-authors), Jupiter’s magnetosphere and aurorae observed by the Juno spacecraft during its first polar orbits, *Science*, **356**, 6340, 826–832, 2017.
- Hess, S. L. G. and P. Zarka, Modeling the radio signature of the orbital parameters, rotation, and magnetic field of exoplanets, *Astro. Astrophys.*, **531**, A29, 2011.
- Hess, S. L. G., B. Cecconi, and P. Zarka, Modeling of Io–Jupiter decameter arcs, emission beaming and energy source, *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L13107, 2008.
- Hess, S. L. G., A. Pétin, P. Zarka, B. Bonfond, and B. Cecconi, Lead angles and emitting electron energies of Io–controlled decameter radio arcs, *Planet. Space Sci.*, **58**, 1188–1198, 2010.
- Hess, S. L. G., B. Bonfond, P. Zarka, and D. Grodent, Model of Jovian magnetic field topology constrained by the Io auroral emissions, *J. Geophys. Res.*, **116**, A05217, 2011.
- Hess, S. L. G., E. Echer, P. Zarka, L. Lamy, and P. A. Delamere, Multi-instrument study of the Jovian radio emissions triggered by solar wind shocks and inferred magnetospheric subcorotation rates, *Planet. Space Sci.*, **99**, 136–148, 2014.
- Hess, S. L. G., B. Bonfond, F. Bagenal, and L. Lamy, A model of the Jovian internal field derived from in-situ and auroral constrains, *Planetary Radio Emissions VIII*, edited by G. Fischer et al., Austrian Academy of Sciences Press, Vienna, this issue, 2017.
- Hilgers, A., The auroral radiating plasma cavities, *Geophys. Res. Lett.*, **19(3)**, 237–240, 1992.
- Hinson, D. P., J. D. Twicken, and E. T. Karayel, Jupiter’s ionosphere: New results from Voyager 2 radio occultation measurements, *J. Geophys. Res.*, **103**, A5, 9505–9520, 1998.
- Kurth, W. S., et al. (15 co-authors), A new view of Jupiter’s auroral radio spectrum, *Geophys. Res. Lett.*, **44**, 7114–7121, 2017a.
- Kurth, W. S., G. B. Hospodarsky, D. L. Kirchner, B. T. Mokrzycki, T. F. Averkamp, W. T. Robison, C. W. Piker, M. Sampl, and P. Zarka, The Juno Waves Investigation, *Space Sci. Rev.*, 2017b.
- Lamy, L., P. Zarka, B. Cecconi, S. Hess and R. Prangé, Modeling of Saturn kilometric radiation arcs and equatorial shadow zone, *J. Geophys. Res.*, **113**, A10213, 2008.
- Lamy, L., R. Prangé, W. Pryor, J. Gustin, S. V. Badman, H. Melin, T. Stallard, D. G. Mitchell, and P. C. Brandt, Multispectral simultaneous diagnosis of Saturn’s aurorae throughout a planetary rotation, *J. Geophys. Res.*, **118**, 4817–4843, 2013.
- Louarn, P., et al. (15 co-authors), Generation of the Jovian hectometric radiation: first lessons from Juno, *Geophys. Res. Lett.*, **44**, 4439–4446, 2017.
- Louis, C. K., L. Lamy, P. Zarka, B. Cecconi, and S. L. G. Hess, Detection of Jupiter decametric emissions controlled by Europa and Ganymede with Voyager/PRA and

- Cassini/RPWS, *J. Geophys. Res. Space Physics*, **122**, 9, 9228–9247, DOI: 10.1002/2016JA023779, 2017a.
- Louis, C. K., et al. (11 co-authors), Io–Jupiter decametric arcs observed by Juno/Waves compared to ExPRES simulations, *Geophys. Res. Lett.*, **44**, 18, 9225–9232, DOI: 10.1002/2017GL073036, 2017b.
- Marques, M., P. Zarka, E. Echer, V. B. Ryabov, M. V. Alves, L. Denis, and A. Coffre, Statistical analysis of 26 years of observations of decametric radio emissions from Jupiter *Astron. Astrophys.*, **604**, A17, 2017.
- Ray, L. C. and S. L. G. Hess, Modelling the Io–related DAM emission by modifying the beaming angle *J. Geophys. Res.*, **113**, A11218, 2008.
- Saur, J., B. H. Mauk, A. Kaßner, and F. M. Neubauer, A model for the azimuthal plasma velocity in Saturn’s magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **109**, A05217, 2004.
- Treumann, R. A., The electron–cyclotron maser for astrophysical application *Astron. Astrophys. Rev.*, **13**, 229–315, 2006.
- Warwick, J. W., J. B. Pearce, R. G. Peltzer, and A. C. Riddle, Planetary Radio Astronomy experiment for Voyager missions, *Space Sci. Rev.*, **21**, 309–327, 1977.
- Zarka, P., Auroral radio emissions at the outer planets: Observations and theories, *J. Geophys. Res.*, **103**, 20159–20194, 1998.
- Zarka, P., J. Queinsec, and F. J. Crary, Low-frequency limit of Jovian radio emissions and implications on source locations and Io plasma wake, *Planet. Space Sci.*, **49**, 1137–1149, 2001.
- Zarka, P., M. S. Marques, C. Louis, V. B. Ryabov, L. Lamy, E. Echer and B. Cecconi, Radio emission from satellite–Jupiter interactions (especially Ganymede), *Planetary Radio Emissions VIII*, edited by G. Fischer et al., Austrian Academy of Sciences Press, Vienna, this issue, 2017.

Annexe K

Article Louis et al., Io-Jupiter
decametric arcs observed by
Juno/Waves compared to ExPRES
simulations, publié dans la revue
Geophysical Research Letters



RESEARCH LETTER

10.1002/2017GL073036

Special Section:
Early Results: Juno at Jupiter

- Key Points:**
- First Juno/Waves observations compared to ExPRES simulations of Jupiter-Io decametric emission
 - Near equator ExPRES simulations show that most of the arcs observed in the time-frequency plane by Juno, Wind, and Nançay are due to Io
 - The simulations and observations of Io arcs are in good agreement when the modeled radio beaming angle $\theta = (\mathbf{k}, \mathbf{B}) \geq 70^\circ \pm 5^\circ$

Supporting Information:
• Supporting Information S1

Correspondence to:
C. K. Louis,
corentin.louis@obspm.fr

Citation:
Louis, C. K., et al. (2017), Io-Jupiter decametric arcs observed by Juno/Waves compared to ExPRES simulations, *Geophys. Res. Lett.*, 44, 9225–9232, doi:10.1002/2017GL073036.

Received 10 FEB 2017
Accepted 16 MAR 2017
Published online 22 SEP 2017

©2017. American Geophysical Union.
All Rights Reserved.

Io-Jupiter decametric arcs observed by Juno/Waves compared to ExPRES simulations

C. K. Louis^{1,2}, L. Lamy^{1,2}, P. Zarka^{1,2}, B. Cecconi^{1,2}, M. Imai³, W. S. Kurth³, G. Hospodarsky³, S. L. G. Hess⁴, X. Bonnin¹, S. Bolton⁵, J. E. P. Connerney⁶, and S. M. Levin⁷

¹LESIA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06, Univ. Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Meudon, France, ²Station de Radioastronomie de Nançay (SRN), Observatoire de Paris, CNRS USN, PSL Research University, Université d'Orléans, Nançay, France, ³Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, Iowa, USA, ⁴Department of Space Environment, ONERA, Toulouse, France, ⁵Space Science Department, Southwest Research Institute, San Antonio, Texas, USA, ⁶NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland, USA, ⁷Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, California, USA

Abstract We compare observations from the Juno/Waves radio experiment with simulations of radio «arcs» in the time-frequency plane resulting from the Io-Jupiter interaction, performed with the ExPRES code. We identify the hemisphere of origin of the observed arcs directly from simulations and confirm this identification through comparison with Juno, Nançay, and Wind observations. The occurrence and shape of observed arcs are well modeled, at low latitudes with their usual shapes as seen from Earth, as well as at high latitudes with longer, bowl-shaped, arcs observed for the first time. Predicted emission is actually observed only when the radio beaming angle $\theta = (\mathbf{k}, \mathbf{B}) \geq 70^\circ \pm 5^\circ$, providing new constraints on the generation of the decameter emission by the Cyclotron Maser Instability. Further improvements of ExPRES are outlined, which will then be applied to Juno and Earth-based observations of radio emissions induced by other Galilean satellites or associated to the main auroral oval.

1. Introduction

The Juno spacecraft, in Jupiter orbit since 4 July 2016, performs observations of Jupiter radio emissions up to 40.5 MHz with the Waves experiment. The Waves data used in this paper are recorded continuously at low time-frequency (t-f) resolutions acquired in “survey” mode. This mode sweeps the 3.5–40.5 MHz range with a channel spacing of 1 MHz, every 1 s, 10 s, or 30 s.

In the decametric (DAM) wavelength range, Jupiter’s radio emission is structured in the form of discrete arcs in the t-f plane, labeled “A” when the radio source is located in the north-right of Jupiter, “B” in the north-left, “C” in the south-right, and “D” in the south-left, as seen from the observer [Carr et al., 1983; Marques et al., 2017, and references therein]. These radio emissions are produced via the Cyclotron Maser Instability (CMI) by electrons with keV (possibly up to 10 s of keV) typical energy, gained through acceleration along magnetic field lines above the auroral regions or along magnetic flux tubes connecting Galilean satellites to Jupiter, mainly Io, but also Ganymede and Europa [Zarka, 1998, 2004; Louis et al., 2017]. Radio emissions are produced at the local electron cyclotron frequency along these field lines ($f \sim f_{ce}$). At the footprints of these field lines, bright UV auroral emissions are generated by collisions of part of these electrons with Jupiter’s upper neutral atmosphere (main oval, satellite footprint spots) [Bagenal et al., 2014, and references therein].

The simulation code ExPRES [Hess et al., 2008a] was created to predict arc shapes in the t-f plane recorded by any arbitrary selected observer, from the computed visibility of CMI emission from (a set of) point sources along a magnetic field line. This visibility depends in particular of the radio beaming angle, i.e., the aperture angle $\theta = (\mathbf{B}, \mathbf{k})$ between the magnetic field vector at the source and the emitted wave vector. This angle is computed in a self-consistent way (ignoring refraction) in the frame of the CMI theory based on the choice of the electron distribution that drives the emission: loss cone distribution produces oblique emission with variable $\theta(f)$, whereas ring/shell distribution produces perpendicular emission ($\theta \sim 90^\circ$) at all frequencies [Hess et al., 2008a]. Such simulations have been employed to study radio emissions of Jupiter [Hess et al., 2008a; Cecconi et al., 2012], Saturn [Lamy et al., 2008, 2013], and exoplanets [Hess and Zarka, 2011]. In the case of Jupiter, the first comparisons between simulations and observations of Io-DAM arcs favor oblique emission

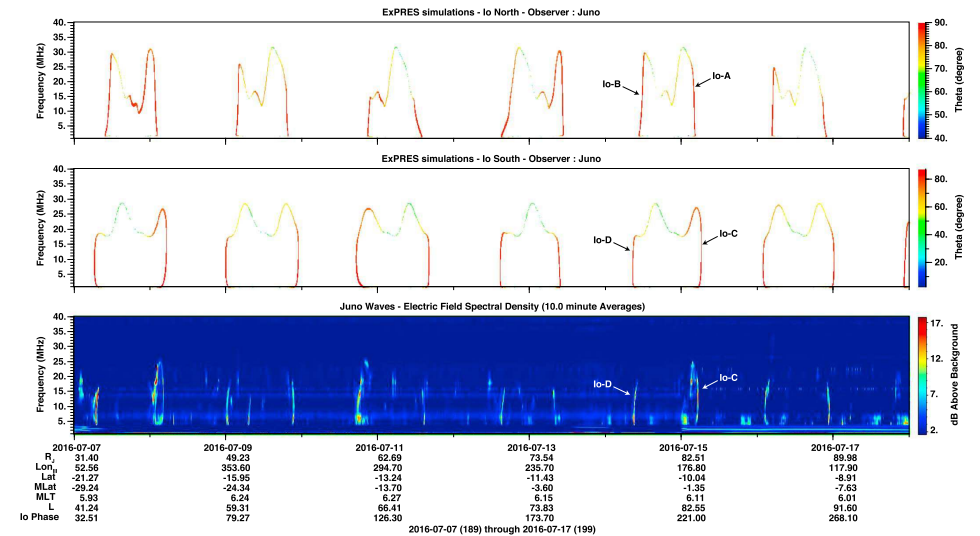


Figure 1. Juno/Waves observations (bottom panel) during 11 days after insertion into orbit, from latitudes between -30° and $+1^\circ$, compared to ExPRES simulations of Io-DAM arcs from the (middle panel) southern and (top panel) northern AFT footprints as seen from Juno. The color scale of simulation panels represents the value of the radio beaming angle $\theta = (\mathbf{k}, \mathbf{B})$ at the source. The scales below the plots provide the distance (R_J), system III longitude and latitude, magnetic latitude and local time, L-shell, and Io phase (from superior conjunction) of the Juno spacecraft. Examples of arcs corresponding to the “A,” “B,” “C,” and “D” nomenclature are indicated.

[Hess et al., 2008a] in spite of the fact that perpendicular emission should have larger growth rates [Hess et al., 2008b]. A possible explanation for the emission produced to escape from the source region was proposed by Mottez et al. [2010]. Another possibility is that perpendicular emission is refracted in/near the source to emerge at oblique angles, as found for the terrestrial kilometric radiation [Mutel et al., 2008], and is suspected for Saturn’s kilometric radiation [Lamy et al., 2011]. When simulating satellite-induced emission with ExPRES, the assumption of a single source field line is realistic: it corresponds to the magnetic flux tube along which electrons are accelerated by the satellite interaction with the Jovian field. In the case of Io, a «lead» angle exists between this active flux tube (hereafter AFT) and the instantaneous Io flux tube that is due to slow Alfvén wave propagation in the Io plasma torus combined with Jupiter’s rotation. The value of this lead angle can be approximated by a sine variation versus Io’s longitude [Hess et al., 2011].

In this paper, we compare ExPRES simulations of Io-Jupiter emissions with observations from the Juno/Waves experiment. Earth-based observations from the Nançay Decameter Array (NDA) and from the Waves experiment on board the Wind spacecraft help radio arc identification. The simulation and comparison methods are first presented (in section 2), followed by their application to the Juno data (section 3), and then the results are discussed and perspectives are drawn (section 4).

2. Methods

Figure 1 (bottom) shows 11 days of Juno/Waves survey mode data in the 1–40 MHz range where many radio arcs are visible.

We have produced ExPRES simulations of Io-Jupiter emissions as seen from the Juno spacecraft, for all existing Juno data. The simulations are based on the Jovian internal magnetic field model ISaAC (In Situ and Auroral Constraints [Hess et al., 2017]), an updated version of VIPAL [Hess et al., 2011] further constrained

by Europa and Ganymede UV footprints. The magnetospheric plasma density along the AFT is described by an ionosphere and a plasma torus. The ionosphere is modeled by $\rho_{iono} = \rho_0 e^{-(r-r_0)/H}$, with a peak density $\rho_0 = 350,000 \text{ cm}^{-3}$ and a topside scale height $H = 1600 \text{ km}$ [Hinson et al., 1998]. The torus is modeled by $\rho_{torus} = \rho_0 e^{-\sqrt{(\sqrt{x^2+y^2-r_0})^2+z^2}/H}$, with $\rho_0 = 2000 \text{ cm}^{-3}$ at the center of the torus, at $r_0 = 5.91$ Jovian radii (R_J), and a vertical scale height $H = 1 R_J$ [Bagenal, 1994]. The active field line leads the instantaneous Io field line by an angle modeled as $\delta = A + B * \cos(\lambda_{Io} - 20^\circ)$ with $A = 2.8^\circ$ and $B = -3.5^\circ$ in the northern hemisphere and $A = 4.3^\circ$ and $B = 3.5^\circ$ in the southern hemisphere [Hess et al., 2011] (equations in Hess et al. [2011] indicate erroneously $A + B * \cos(\lambda_{Io} - 20^\circ)$). The electron energy is set at 0.64 keV in the northern hemisphere and 3 keV in the southern one [Hess et al., 2008a]. With these energies, the loss cone-driven CMI predicts hollow emission cones with beaming angles θ between $\sim 50^\circ$ (at low frequencies) and $\sim 90^\circ$ (at high frequencies) along the arcs (see Figure 1). The cone wall thickness is fixed at 1° [Hess et al., 2008a; Kaiser et al., 2000]. Refraction along the raypath is neglected in this study; thus, the waves propagate in a straight line from the source to the observer. The maximum emission frequency f_{ce} is taken at the auroral peak altitude (650 km above the 1 bar level) that corresponds to a typical ionospheric limit of the loss cone, where electrons are lost by collisions.

The output of these simulations are dynamic spectra (t-f plots) where nonzero values indicate the times and frequency bins where the observer can detect CMI emission, based on the predicted geometry of the emission and the position of the observer. Additionally, the predicted polarization of the emission can be displayed (right-handed from the northern magnetic hemisphere of Jupiter, left-handed from the southern one for extraordinary mode emission), as well as the predicted radio beaming angle θ for each t-f bin. We have chosen to display t-f plots of the θ angle of predicted emissions, separately from the northern and from the southern footprints of the AFT.

Ground-based decameter observations are also conducted in support to Juno observations by a number of radio observatories grouped in a Juno.Ground.Radio collaboration [Ceccconi et al., 2017], including the NDA [Lamy et al., 2017]. In this paper, along with Juno/Waves data, we use NDA data in the range of 10–40 MHz complemented by Wind/Waves data in the range of 1–14 MHz [Bougeret et al., 1995].

For this study, we have used the Autoplot software for plotting data (<http://autoplot.org> [Faden et al., 2010]).

3. Results

Figure 1 presents ExPRES simulations of northern and southern Io-DAM, together with Juno/Waves data, for 11 days shortly after Juno's insertion in Jupiter's orbit in July 2016. The spacecraft latitude varied between 30°S and 1°N . We notice an almost one-to-one correspondence between the observed intense arcs and the modeled ones from the southern hemisphere. All southern arcs simulated by ExPRES are indeed observed, and simulated shapes match the observations quite well, within a few hours in time and a few MHz in frequency. Most of the intense arcs observed during this 11 day continuous interval can thus be attributed to southern Io-Jupiter emission, which is consistent with the spacecraft location in the southern hemisphere.

The predicted southern emission is actually observed only when $\theta \geq 70^\circ \pm 5^\circ$ (red-orange color), matching frequencies generally lower than 20–25 MHz. This may be because the emission is less intense for $\theta < 70^\circ$, in which case it may appear after deeper processing of the Juno/Waves data. However, the emission can also be less intense or absent for $\theta < 70^\circ$. Our simulations predict t-f bins where oblique emission (produced by loss cone driven CMI) should be observed, but they do not guarantee that the emission is indeed produced at every frequency along the AFT. This depends on the presence of unstable electron distributions, for which in situ Juno/JADE (Jovian Auroral Distributions Experiment) [McComas et al., 2013] measurements will be crucial. Another possibility is that emission displays apparent values of θ which significantly differ from those simulated, for instance with $\theta = 90^\circ$ (by ring/shell-driven CMI) and refracted to an apparent beaming $\theta \sim 70^\circ$ as observed far from the source. Measurements at various distances from the source and in situ Juno/Waves measurements will allow us to settle these questions.

The fast motion of Juno along its orbit and the high-latitude exploration result in shapes of observed arcs never seen previously, such as the nearly closed t-f loops at the beginning of 8 and 15 July 2016, which are identified as Io-Jupiter emissions and well represented by the simulations. For instance, on 8 July 2016

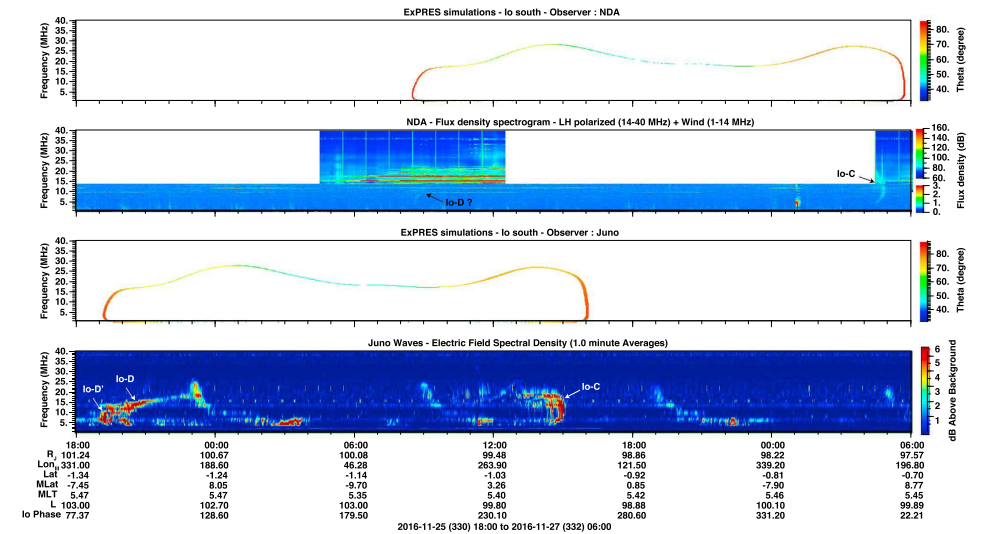


Figure 2. (bottom row) Similar to Figure 1, but for a duration of 36 h in-between 25 and 27 November 2016. In addition, (top rows) simultaneous observations from the NDA and Wind spacecraft and corresponding simulations for an Earth-based observer are shown. The Io arc observed by the NDA on 27 November 2016 at $\sim 04:30$ has dominant left-hand circular polarization. Two arcs are observed by Wind, an Io-D on 26 November 2016 at $\sim 08:30$ (very weak) and an Io-C on 27 November 2016 at $\sim 04:30$ (simultaneously with NDA).

the magnetic latitude λ_{mag} varied from -10° to -27° between 01:00 and 04:30. By contrast, the smaller geometrical variations that affect Earth-based observations result in Io-DAM arcs generally observed as opening (so-called vertex-early) or closing (vertex-late) parentheses [e.g., Marques et al., 2017, and references therein].

Northern arcs predicted by ExPRES are essentially not observed, although weaker parts of arcs may become visible after further data processing. This suggests that ExPRES simulations predict correctly the emissions originating from the hemisphere of the observer. The visibility of emission radiated from the other hemisphere is likely to be affected (or cancelled) by two main effects: (i) in/near source refraction (neglected here) that modifies the apparent θ for the emission coming from the observer's hemisphere and may cause the emission from the other hemisphere to be refracted away and result in lower apparent theta (refraction far from the source, e.g., in the Io torus, should not affect the highest frequency part of the emission); (ii) ExPRES assumes no azimuthal variation of the radio beaming angle around the magnetic field vector in the source yet, but the real beaming pattern is likely oblate, with a reduced value of θ toward the equator [Galopeau and Boudjada, 2016] (i.e., toward the hemisphere opposed to the source), making it not observable.

Figure 2 shows a 1.5 day interval of Juno observations and corresponding ExPRES simulations (bottom rows), for which simultaneous observations by the NDA (with circular polarization measurement) and Wind/Waves were available. They are displayed on the same panel, with corresponding ExPRES simulations above (top rows).

This close-in-view of 36 h confirms the good matching of simulations and observations of Io-DAM but shows an ~ 1 h discrepancy in the time of occurrence of the arcs. Such shifts in the time occurrence of the simulated arcs are expected due to the slow motion of Io around Jupiter: at $\sim 0.14^\circ/\text{min}$, an error of 10° in θ translates into a delay of 71 min in time. (i.e., $8.5^\circ/\text{h}$). The fact that the simulated Io-D arc is ~ 1 h before the observed one, and the simulated Io-C arc ~ 1 h after the observed one, with an ~ 20 h separation between the two

observed arcs, suggests that θ was overestimated by $\sim 10\%$ in the simulation. This overestimation could be due to a wrong estimation of the energy of the electrons. Indeed, the variation in the time position of the arcs for values between 0.5 and 15 keV is ~ 2 h. An alternate possibility is that the lead angle is not well modeled by the sinusoidal model, because it depends on the plasma conditions of the Io torus, variable in time. As said previously, an error of 1 h corresponds to an error of 8.5° .

Figure 2 confirms that predicted emission is actually observed only when $\theta \geq 70^\circ$ (red-orange color). The observed thickness of the arcs is consistent with a cone wall thickness $\sim 1^\circ$, as in the simulation, which is equivalent to an infinitely thin cone thickness convolved by a 1° wide in longitude source region.

Another arc is observed before the main Io-D arc (labeled Io-D'). This feature is often observed for Io-B arcs but rarely for Io-D ones [Quinnec and Zarka, 1998; Marques et al., 2017]. This can be interpreted by the multiple reflections of Alfvén waves between the Io torus and Jupiter's ionosphere that lead to multiple UV spots at AFT footprints [see, e.g., Bonfond et al., 2008]. It seems also to be the case for the Io-C arc.

Figure S1 in the supporting information (zoom in the beginning of Figure 1) presents the nearly closed loops on 8 July 2016 (previously discussed, see Figure 1). The same correspondence between observations and simulations as in Figure 2 is observed, with the same ~ 1 h accuracy, and the same conclusions about θ and/or the lead angle can be drawn. As in Figure 2, the Io-D arc seen by Juno is multiple. The time separation of the arcs should match the longitudinal shift between multiple UV spots at AFT footprints. We should be able to confirm this with Juno by comparing Waves and UV measurements.

Comparison with NDA and Wind/Waves Earth-based observations brings additional information: the arc observed by the NDA on 27 November 2016 at $\sim 04:30$, observed simultaneously by Wind at low frequencies, has a dominant left-handed circular polarization, indicating an origin in Jupiter's southern hemisphere, which supports the conclusions drawn from Juno-ExPRES comparison. The arcs observed by Juno on 25 November 2016 at $\sim 19:30 \pm 00:30$ and on 26 November 2016 at $\sim 15:00$ are observed ~ 13 h later by Wind for the first one and both the NDA and Wind for the second one. Juno being about at 5.4 h LT, and Earth about 12.5 h LT, the expected delay for a source moving with Io at $\sim 8.5^\circ/\text{h}$ is $(12.5 - 5.4) \times 15/8.5 \approx 12.5$ h, consistent with the observed ~ 13 h delay. This constitutes an independent proof of the Io-Jupiter origin of this arc, making unambiguous its identification by the simulation. It also shows that Io-Jupiter arcs last and have a stable shape over many hours. Taken with Figure 1, Figure 2 supports that the Io-Jupiter emission is essentially permanent.

The simulated Io-C arc occurs ~ 1 h after the time of its actual observation, both by Juno and by Wind + NDA. As explained previously, this may be due to an overestimation of the AFT delay (i.e., of the lead angle), an error on the magnetic field topology, or a small error on θ .

Figure 3 displays Juno/Waves data (bottom row), ExPRES simulations as seen from Juno (middle rows), and NDA data (top row) around periJove #1. Two Io-DAM arcs are unambiguously identified by comparing Juno/ExPRES data (labeled "Io"), on 25 August 2016 at $\sim 18:00$ – $19:00$ for the northern AFT footprint (labeled "Io-B"), when Juno was in the northern hemisphere, and on 28 August 2016 at $\sim 11:00$ – $12:00$ for the southern AFT footprint (labeled "Io-C"), when Juno was in the southern hemisphere. Two additional Io-DAM arcs with unusual shape (labeled "Io?") are tentatively identified just before (27 August 2016 at $\sim 10:00$ – $12:00$) and just after (27 August 2016 at $\sim 14:00$ – $16:00$) periJove#1 when Juno was at high latitudes. They are further discussed below.

All other observed emissions are likely to be associated with the main auroral oval (simulations made for other Galilean satellites showed no correspondence). One of them can be identified as an auroral emission comparing Juno and NDA data: the arc seen on 26 August 2016 at $\sim 08:00$ by Juno is detected by the NDA at $\sim 10:30$. This 2.5 h delay is consistent with the time needed for a source co-rotating with Jupiter (at a period ~ 10 h) to cover the ~ 6 h LT difference between Juno and NDA. Contrary to Io-Jupiter emission, the shape of the arc seems to have changed during this time interval (it does not reach as high frequencies). The difference in the covered frequencies may also be related to the different latitudes of the observers (Earth and Juno) and to the oblateness of the emission cone. Further ExPRES simulations based on the field lines of auroral UV hot spots seen by UVs should allow us to identify most of the individual radio arcs and constrain source field lines and radio beaming angles.

Figure S2 is a zoom of Figure 3 (bottom rows), for ~ 13 h around periJove #1. The high-latitude passes of Juno above both Jovian poles provide a totally new geometry of observation, in which Io-Jupiter arcs take unusual

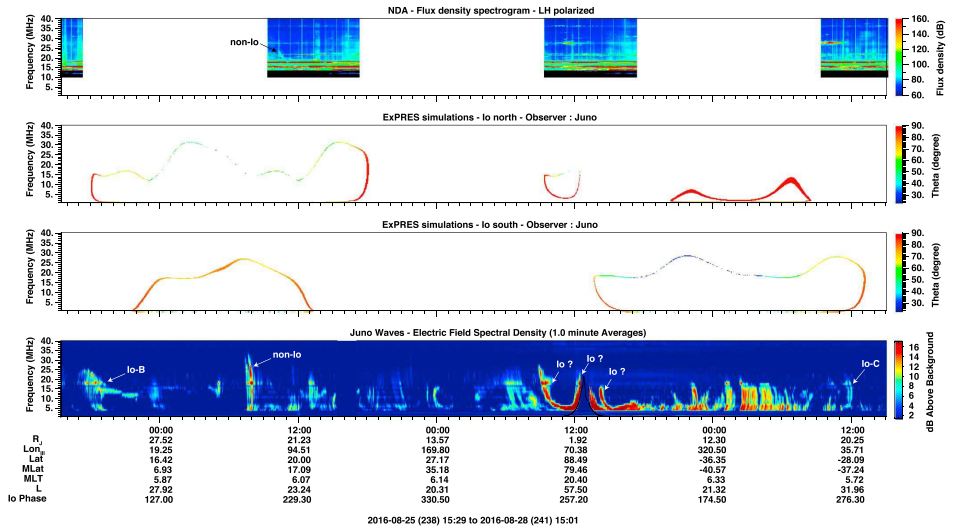


Figure 3. Juno/Waves observations (bottom row) for ~ 3 days around periJove #1 that occurred on 27 August 2016 at $\sim 13:00$ compared to (middle rows) ExPRES simulations of the arcs from the southern and northern AFT footprints as seen from Juno (same format as Figure 1) and to (top row) simultaneous NDA observations. Emissions identified by comparisons Juno/ExPRES or Juno/NDA are labeled.

bowl shapes in the t-f plane. Northern and southern Io-DAM arcs are tentatively identified in Juno observations based on ExPRES simulations. They are likely superimposed with auroral (non-Io) emissions. The start of the arc between 09:00 and 10:00 is certainly the high-latitude equivalent of an Io-B arc. Its end (around 12:00) seems to be superimposed with auroral emission that tangents the local f_{ce} , suggesting a radio source crossing by the spacecraft [Kurth et al., 2017]. The source crossed cannot be an Io-DAM source, as the phase of Io was far from 180° at that time. Quantitative studies based on the detailed magnetic field topology will permit further investigation. JADE observations will provide electron energies and distribution functions in/near the sources [Louam et al., 2017; Alegriani et al., 2017]. After periJove#1, when Juno was at high southern latitudes, a southern Io-Jupiter arc is predicted by ExPRES and falls in between two observed arcs. For the same reasons as above, we tend to identify it to the arc starting at $\sim 14:15$, while we interpret the emission just after periJove#1 as an auroral emission (again with in situ source crossings). We notice that Io-Jupiter emissions are observed from high latitudes over ranges of Io phases much broader than those determined from Earth-based near equatorial observations [Marques et al., 2017]. This strongly suggests that the restricted ranges of Io phases, in which Io-Jupiter emissions are detected from Earth, mainly result from visibility effects.

4. Summary and Discussion

The dynamic spectra of Jupiter's decametric radio emissions are rich and complex, and Juno provides new observations with a unique geometry. ExPRES is a very valuable tool for simulating and interpreting such observations. The simulations allow us to identify the hemisphere of origin of the observed arcs, independent of any polarization or direction-finding measurement from the spacecraft. Most of the intense arcs observed from low latitudes are due to the Io-Jupiter interaction, and all Io-DAM arcs predicted by ExPRES from the source located in the same hemisphere as the observer are observed and identified (as tested over a continuous interval of 11 days). Emissions originating from the other hemisphere are probably less visible or not visible at all due to radio beam oblateness and/or in/near-source refraction effects. Simulated radio arcs

match the observations, within 1–2 h in time and a few MHz in frequency. The observed thickness of the arcs is consistent with a cone wall thickness $\sim 1^\circ$. The unique geometry of the Juno orbit allows Juno to observe lo-DAM arcs with a shape different from that usually observed from the Earth. The longer duration and broader phase intervals covered by many arcs observed by Juno suggest that the absence of lo-Jupiter emission at lo phases close to $\sim 180^\circ$ as seen from Earth is a mere visibility effect. The predicted emission is actually observed only when the radio beaming angle $\theta = (k_B) \geq 70^\circ \pm 5^\circ$, providing new remote constraints on the generation of the decametric emission by the Cyclotron Maser Instability. These remote constraints will be compared to those provided by in situ particle measurements [Louarn et al., 2017], which will help to simulate non-lo emissions in future work. Comparison to ground-based decametric observations confirms the identification of lo arcs via ExPRES simulations and based on the time delay between observations of the same arc by Juno and from the Earth. It also shows that lo-Jupiter emission is essentially permanent. By contrast with the situation near the equator, radio emissions observed from high magnetic latitudes around periJove #1 are likely mostly associated with the main auroral oval.

These results obtained for the lo-Jupiter emission suggest that we are reaching a good understanding of the radio emission generation. They also provide us directions for further improvements of ExPRES: (i) using optical images of aurorae to constrain the instantaneous position of the AFT footprints (instead of an average sine variation of the lead angle) and of hot spots along the auroral oval for identifying instantaneously active field lines hosting radio sources, (ii) using an updated internal magnetic field model, and (iii) incorporating beam oblateness and in/near-source refraction effects, we should achieve a better fitting of individual lo and non-lo radio arcs, eliminate or reduce the uncertainty of its predictions (~ 1 – 2 h and a few MHz), and thus derive accurate beaming angles and in turn assess the CMI-unstable electrons. Performing quantitative parametric fittings at various distances from the sources and comparing the results with in situ waves, magnetic field, and particle measurements (using Waves, MAG, and JADE experiments, respectively) will enable us to determine the intrinsic radio beaming angle at the source and its evolution (with refraction) toward the apparent radio beaming angle far from the source. This will also allow us to distinguish between a shell-driven emission refracted at oblique angles and a loss cone-driven emission.

The combination of Juno/Waves observations, ExPRES simulations, and Earth-based radio observations should similarly allow us to identify radio emission induced by the other Galilean satellites. Finally, when combined together, ground-based observations from the world-wide Juno.Ground.Radio collaboration will provide a quasi-continuous time coverage, enabling the identification of individual arcs and the investigation of the time variability of Jupiter's decametric emissions stereoscopically observed from Juno and the Earth, high-resolution dynamic spectra from, e.g., the NDA, and a flux calibration reference for Juno/Waves data [Zarka et al., 2004].

Acknowledgments

The authors thank the Juno mission team, especially the staff of the Juno Waves instrument, the CNES (Centre National d'Etudes Spatiales), the CNRS (Centre National de la Recherche Scientifique), the LESIA Wind/WAVES team, and the CDPD (Centre de Données de la Physique des Plasmas) for the provision of the Wind/WAVES data. The NDA, ExPRES, and Wind/Waves data used in this paper are reachable from the MASER (Measuring, Analysing and Simulating Emissions in Radio frequencies) website (<http://maser.lesia.obspm.fr/>), under the Data Access section. The Juno/Waves data used in this paper are reachable from the Planetary Data System (PDS) at <http://pds.nasa.gov/>. The research at the University of Iowa was supported by NASA through contract 699041X with the Southwest Research Institute. This work has been done within the LABEX Plas@par project and received financial state aid managed by the Agence Nationale de la Recherche, as part of the program "Investissements d'Avenir" under the reference ANR-11-IDEX-0004-02.

References

Allegrini, F., et al. (2017), Electron beams and loss cones in the auroral regions of Jupiter, *Geophys. Res. Lett.*, *44*, 7131–7139, doi:10.1002/2017GL073180.

Bagenal, F. (1994), Empirical model of the lo plasma torus: Voyager measurements, *J. Geophys. Res.*, *99*, 11,043–11,062, doi:10.1029/93JA02908.

Bagenal, F., et al. (2014), Magnetospheric science objectives of the Juno mission, *Space Sci. Rev.*, doi:10.1007/s11214-014-0036-8.

Bonfond, B., D. Grodent, J.-C. Gérard, A. Radioti, J. Saur, and S. Jacobsen (2008), UV lo footprint leading spot: A key feature for understanding the UV lo footprint multiplicity?, *Geophys. Res. Lett.*, *35*, L05107, doi:10.1029/2007GL032418.

Bougeret, J.-L., et al. (1995), WAVES: The radio and plasma wave investigation on the WIND spacecraft, *Space Sci. Rev.*, *71*, 231–265.

Carr, T. D., M. D. Desch, and J. K. Alexander (1983), Phenomenology of magnetospheric radio emissions, in *Physics of the Jovian Magnetosphere*, Cambridge Planet. Sci. Ser., vol. 3, edited by A. J. Dessler, pp. 226–284, Cambridge Univ. Press, New York.

Cecconi, B., et al. (2012), Natural radio emission of Jupiter as interferences for radar investigations of the icy satellites of Jupiter, *Planet. Space Sci.*, *61*, 32–45.

Cecconi, B., et al. (2017), *JUNO-Ground-Radio Observation Support, Planetary Radio Emissions VIII*, edited by G. Fischer et al., Austrian Acad. Press, Vienna.

Faden, J., R. S. Weigel, J. Merka, and R. H. W. Friedel (2010), Autoplot: A browser for scientific data on the web, *Earth Sci. Inform.*, *3*, 41–49, doi:10.1007/s12145-010-0049-0.

Galopeau, P. M. H., and M. Y. Boudjada (2016), An oblate beaming cone for lo-controlled Jovian decameter emission, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *121*, 3120–3138, doi:10.1002/2015JA021038.

Hess, S., B. Cecconi, and P. Zarka (2008a), Modeling of lo-Jupiter decameter arcs, emission beaming and energy source, *Geophys. Res. Lett.*, *35*, L13107, doi:10.1029/2008GL033656.

Hess, S., F. Mottez, P. Zarka, and T. Chust (2008b), Generation of the Jovian radio decametric arcs from the lo flux tube, *J. Geophys. Res.*, *113*, A03209, doi:10.1029/2007JA012745.

Hess, S. L. G. and P. Zarka (2011), Modeling the radio signature of the orbital parameters, rotation, and magnetic field of exoplanets, *Astron. Astrophys.*, *531*, A29, 9.

Hess, S. L. G., B. Bonfond, P. Zarka, and D. Grodent (2011), Model of the Jovian magnetic field topology constrained by the lo auroral emissions, *J. Geophys. Res.*, *116*, A05217, doi:10.1029/2010JA016262.

Hess, S. L. G., et al. (2017), *IsAAC Model, Planetary Radio Emissions VIII*, edited by G. Fischer et al., Austrian Acad. Press, Vienna.

Hinson, D. P., J. D. Twicken, and E. T. Karayel (1998), Jupiter's ionosphere: New results from Voyager 2 radio occultation measurements, *J. Geophys. Res.*, *103*, 9505–9520, doi:10.1029/97JA03689.

Kaiser, M. L., P. Zarka, W. S. Kurth, G. B. Hospodarsky, and D. A. Gurnett (2000), Cassini and Wind stereoscopic observations of Jovian nonthermal radio emissions: Measurement of beam widths, *J. Geophys. Res.*, *105*, 16,053–16,062, doi:10.1029/1999JA000414.

Kurth, W. S., et al. (2017), A new view of Jupiter's auroral radio spectrum, *Geophys. Res. Lett.*, *44*, 7114–7121, doi:10.1002/2017GL072889.

Lamy, L., P. Zarka, B. Cecconi, S. Hess, and R. Prangé (2008), Modeling of Saturn kilometric radiation arcs and equatorial shadow zone, *J. Geophys. Res.*, *113*, A10213, doi:10.1029/2008JA013464.

Lamy, L., B. Cecconi, P. Zarka, P. Canu, P. Schippers, W. S. Kurth, R. L. Mutel, D. A. Gurnett, J. D. Menietti, and P. Louarn (2011), Emission and propagation of Saturn kilometric radiation: Magneto-ionic modes, beaming pattern and polarization state, *J. Geophys. Res.*, *116*, A04212, doi:10.1029/2010JA016195.

Lamy, L., R. Prangé, W. Pryor, J. Gustin, S. V. Badman, H. Melin, T. Stallard, D. G. Mitchell, and P. C. Brandt (2013), Multispectral simultaneous diagnosis of Saturn's aurorae throughout a planetary rotation, *J. Geophys. Res. Space Physics*, *118*, 4817–4843, doi:10.1002/jgra.50404.

Lamy, L., P. Zarka, B. Cecconi, L. Klein, S. Masson, L. Denis, A. Coffre, and C. Viou (2017), 1977–2017: 40 years of Decametric observations of Jupiter and the Sun with the Nancy Decameter Array, *Planetary Radio Emissions VIII*, edited by G. Fischer et al., Austrian Acad. Press, Vienna.

Louarn, P., et al. (2017), Generation of the Jovian hectometric radiation: First lessons from Juno, *Geophys. Res. Lett.*, *44*, 4439–4446, doi:10.1002/2017GL072923.

Louis, C., K. L. Lamy, P. Zarka, B. Cecconi, and S. Hess (2017), Detection of Jupiter decametric emissions controlled by Europa and Ganymede with Voyager/PRA and Cassini/RPWS, *J. Geophys. Res. Space Physics*, doi:10.1002/2016JA023779, in press.

Marques, M. S., P. Zarka, E. Echer, V. B. Ryabov, M. V. Alves, L. Denis, and A. Coffre (2017), Statistical analysis of 26 years of observations of decametric radio emissions from Jupiter, *Astron. Astrophys.*, doi:10.1051/0004-6361/201630025.

McComas, D. J., et al. (2013), The Jovian Auroral Distributions Experiment (JADE) on the Juno mission to Jupiter, *Space Sci. Rev.*, *1*–97, doi:10.1007/s11214-013-9990-9.

Mottez, F., S. L. G. Hess, and P. Zarka (2010), Explanation of dominant oblique radio emission at Jupiter and comparison to the terrestrial case, *Planet. Space Sci.*, *58*, 1414–1422.

Mutel, R., L. W. Christopher, and J. S. Pickett (2008), Cluster multispacecraft determination of AKR angular beaming, *Geophys. Res. Lett.*, *35*, L07104, doi:10.1029/2008GL033377.

Queindec, J., and P. Zarka (1998), lo-controlled decameter arcs and lo-Jupiter interaction, *J. Geophys. Res.*, *103*, 26,649–26,666, doi:10.1029/98JE02435.

Zarka, P. (1998), Auroral radio emissions at the outer planets: Observations and theories, *J. Geophys. Res.*, *103*, 20,159–20,194, doi:10.1029/98JE01323.

Zarka, P. (2004), Fast radio imaging of Jupiter's magnetosphere at low frequencies with LOFAR, *Planet. Space Sci.*, *52*, 1455–1467.

Zarka, P., B. Cecconi, and W. S. Kurth (2004), Jupiter's low frequency radio spectrum from Cassini/RPWS absolute flux density measurements, *J. Geophys. Res.*, *109*, A09S15, doi:10.1029/2003JA010260.

Bibliographie

- Adriani A., et al., 2017, JIRAM, the Jovian Infrared Auroral Mapper, *Space Science Reviews*, *213*, 393
- Appleton E. V., 1932, Wireless Studies of the Ionosphere, in *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, pp 257–265
- Bagenal F., 1994, Empirical model of the Io plasma torus : Voyager measurements, *Journal of Geophysics Research*, *99*, 11043
- Bhattacharyya D., Clarke J. T., Montgomery J., Bonfond B., Gérard J.-C., Grodent D., 2018, Evidence for Auroral Emissions From Callisto's Footprint in HST UV Images, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *123*, 364
- Bigg E. K., 1964, Influence of the Satellite Io on Jupiter's Decametric Emission, *Nature*, *203*, 1008
- Boischot A., et al., 1980, A new high-gain, broadband, steerable array to study Jovian decametric emission, *Icarus*, *43*, 399
- Bonfond B., Grodent D., Gérard J.-C., Radioti A., Saur J., Jacobsen S., 2008, UV Io footprint leading spot : A key feature for understanding the UV Io footprint multiplicity ?, *Geophysical Research Letters*, *35*, L05107
- Bonfond B., Grodent D., Gérard J.-C., Radioti A., Dols V., Delamere P. A., Clarke J. T., 2009, The Io UV footprint : Location, inter-spot distances and tail vertical extent, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *114*, A07224
- Bonfond B., Hess S., Bagenal F., Gérard J.-C., Grodent D., Radioti A., Gustin J., Clarke J. T., 2013a, The multiple spots of the Ganymede auroral footprint, *Geophysical Research Letters*, *40*, 4977
- Bonfond B., et al., 2013b, Evolution of the Io footprint brightness I : Far-UV observations, *Planetary Space Science*, *88*, 64
- Bonfond B., Grodent D., Badman S. V., Saur J., Gérard J.-C., Radioti A., 2017, Similarity of the Jovian satellite footprints : Spots multiplicity and dynamics, *Icarus*, *292*, 208
- Bougeret J.-L., et al., 1995, Waves : The Radio and Plasma Wave Investigation on the Wind Spacecraft, *Space Science Reviews*, *71*, 231
- Carr T. D., Desch M. D., Alexander J. K., 1983, Phenomenology of magnetospheric radio emissions, in *Physics of the Jovian Magnetosphere*, ed. Dessler, A. J., pp 226–284

- Cecconi B., 2004, Etude Goniopolarimétrique des Emissions Radio de Jupiter et Saturne à l'aide du Récepteur Radio de la sonde Cassini, *PhD thesis, Université de Paris VII – Denis Diderot*
- Cecconi B., et al., 2012, Natural radio emission of Jupiter as interferences for radar investigations of the icy satellites of Jupiter, *Planetary Space Science*, *61*, 32
- Cecconi B., Pruvot A., Lamy L., Zarka P., Louis C., Hess S. L. G., Evans D. R., Boucon D., 2017, Refurbishing Voyager 1 & 2 Planetary Radio Astronomy (PRA) Data, *preprint*, ([arXiv:1710.10471](https://arxiv.org/abs/1710.10471))
- Clarke J. T., 1998, Hubble space telescope imaging of jupiter's uv aurora during the galileo orbiter mission, *Journal of Geophysical Research: Planets*, *103*, 20217
- Clarke J. T., et al., 2002, Ultraviolet emissions from the magnetic footprints of Io, Ganymede and Europa on Jupiter, *Nature*, *415*, 997
- Clarke J. T., et al., 2009, Response of Jupiter's and Saturn's auroral activity to the solar wind, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *114*, A05210
- Connerney J. E. P., Satoh T., 2000, The H_3^+ ion : a remote diagnostic of the jovian magneto sphere, in *Astronomy, physics and chemistry of H^+_3* , pp 2359–2559, doi:10.1098/rsta.2000.0661
- Connerney J. E. P., Acuna M. H., Ness N. F., 1981, Modeling the Jovian current sheet and inner magnetosphere, *Journal of Geophysics Research*, *86*, 8370
- Connerney J. E. P., Baron R., Satoh T., Owen T., 1993, Images of Excited H_3^+ at the Foot of the Io Flux Tube in Jupiter's Atmosphere, *Science*, *262*, 1035
- Connerney J. E. P., Acuña M. H., Ness N. F., Satoh T., 1998, New models of Jupiter's magnetic field constrained by the Io flux tube footprint, *Journal of Geophysics Research*, *103*, 11929
- Connerney J. E. P., et al., 2017a, The Juno Magnetic Field Investigation, *Space Science Reviews*, *213*, 39
- Connerney J. E. P., et al., 2017b, Jupiter's magnetosphere and aurorae observed by the Juno spacecraft during its first polar orbits, *Science*, *356*, 826
- Connerney J. E. P., et al., 2018, A New Model of Jupiter's Magnetic Field From Juno's First Nine Orbits, *Geophysical Research Letters*, *45*, 2590
- Cowley S. W. H., Nichols J. D., Bunce E. J., 2002, Distributions of current and auroral precipitation in Jupiter's middle magnetosphere computed from steady-state Hill-Pontius angular velocity profiles : solutions for current sheet and dipole magnetic field models, *Planetary Space Science*, *50*, 717
- Desch M. D., 1983, Radio emission signature of saturn immersions in jupiter's magnetic tail, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *88*, 6904
- Ergun R. E., Carlson C. W., McFadden J. P., Delory G. T., Strangeway R. J., Pritchett P. L., 2000, Electron-Cyclotron Maser Driven by Charged-Particle Acceleration from Magnetic Field-aligned Electric Fields, *Astrophysical Journal*, *538*, 456

- Faden J. B., Weigel R. S., Merka J., W. F. R. H., 2010, Autoplot : a browser for scientific data on the web, *Earth. Sci. Inform.*, *3*, 41
- Galopeau P. H. M., Boudjada M. Y., 2016, An oblate beaming cone for Io-controlled Jovian decameter emission, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *121*, 3120
- Gautier A.-L., 2013, Etude de la propagation des ondes radio dans les environnements planétaires, *PhD thesis, Observatoire de Paris*
- Genova F., Zarka P., Barrow C. H., 1987, Voyager and Nancay observations of the Jovian radio-emission at different frequencies - Solar wind effect and source extent, *Astronomy & Astrophysics*, *182*, 159
- Gérard J.-C., Saglam A., Grodent D., Clarke J. T., 2006, Morphology of the ultraviolet Io footprint emission and its control by Io's location, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *111*, A04202
- Gérard J.-C., et al., 2014, Mapping the electron energy in Jupiter's aurora : Hubble spectral observations, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *119*, 9072
- Gladstone G. R., et al., 2017, The Ultraviolet Spectrograph on NASA's Juno Mission, *Space Science Reviews*, *213*, 447
- Gurnett D. A., Goertz C. K., 1981, Multiple Alfvén wave reflections excited by Io Origin of the Jovian decametric arcs, *Journal of Geophysical Research*, *86*, 717
- Gurnett D. A., et al., 2004, The Cassini Radio and Plasma Wave Investigation, *Space Science Reviews*, *114*, 395
- Hess S. L. G., Zarka P., 2011, Modeling the radio signature of the orbital parameters, rotation, and magnetic field of exoplanets, *Astronomy & Astrophysics*, *531*, A29
- Hess S., Cecconi B., Zarka P., 2008, Modeling of Io-Jupiter decameter arcs, emission beaming and energy source, *Geophysical Research Letters*, *35*, L13107
- Hess S. L. G., Pétin A., Zarka P., Bonfond B., Cecconi B., 2010a, Lead angles and emitting electron energies of Io-controlled decameter radio arcs, *Planetary Space Science*, *58*, 1188
- Hess S. L. G., Delamere P., Dols V., Bonfond B., Swift D., 2010b, Power transmission and particle acceleration along the Io flux tube, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *115*, A06205
- Hess S. L. G., Delamere P. A., Dols V., Ray L. C., 2011a, Comparative study of the power transferred from satellite-magnetosphere interactions to auroral emissions, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *116*, A01202
- Hess S. L. G., Bonfond B., Zarka P., Grodent D., 2011b, Model of the Jovian magnetic field topology constrained by the Io auroral emissions, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *116*, A05217
- Hess S. L. G., Echer E., Zarka P., 2012, Solar wind pressure effects on Jupiter decametric radio emissions independent of Io, *Planetary Space Science*, *70*, 114
- Hess S. L. G., Bonfond B., Chantry V., Gérard J.-C., Grodent D., Jacobsen S., Radioti A., 2013, Evolution of the Io footprint brightness II : Modeling, *Planetary Space Science*, *88*, 76

- Hess S. L. G., Bonfond B., Bagenal F., Lamy L., 2017, A model of the Jovian internal field derived from in-situ and auroral constrains, *in Planetary Radio Emissions VIII, edited by G. Fisher et al., Austrian Academy of Sciences Press, Vienna*, pp 157–167
- Hess S. L. G., Zarka P., Cecconi B., Lamy L., Louis C., 2018, ExPRES a tool to simulate planetary and exoplanetary radio emissions, *Astronomy & Astrophysics, in prep.*,
- Higgins C. A., 2007, Satellite control of Jovian 2-6 MHz radio emission using Voyager data, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *112*, A05213
- Higgins C. A., Carr T. D., Reyes F., 1996, A new determination of Jupiter's radio rotation period, *Geophysical Research Letters*, *23*, 2653
- Higgins C. A., Menietti J. D., Christopher I. W., 2006, Europa control of Jovian radio emission : A Galileo study, *Geophysical Research Letters*, *33*, L14110
- Hilgers A., 1992, The auroral radiating plasma cavities, *Geophysical Research Letters*, *19*, 237
- Hill T. W., Dessler A. J., Michel F. C., 1974, Configuration of the Jovian magnetosphere, *Geophysical Research Letters*, *1*, 3
- Hinson D. P., Twicken J. D., Karayel E. T., 1998, Jupiter's ionosphere : New results from Voyager 2 radio occultation measurements, *Journal of Geophysics Research*, *103*, 9505
- Hospodarsky G. B., Christopher I. W., Menietti J. D., Kurth W. S., Gurnett D. A., Averkamp T. F., Groene J. B., Zarka P., 2001, Control of Jovian Radio Emissions by the Galilean Moons as Observed by Cassini and Galileo, *in Planetary Radio Emissions V, eds Rucker, H. O. and Kaiser, M. L. and Leblanc, Y.*, p. 155
- Huff R. L., Calvert W., Craven J. D., Frank L. A., Gurnett D. A., 1988, Mapping of auroral kilometric radiation sources to the aurora, *Journal of Geophysics Research*, *93*, 11445
- Imai M., Kurth W. S., Hospodarsky G. B., Bolton S. J., Connerney J. E. P., Levin S. M., 2017, Direction-finding measurements of Jovian low-frequency radio components by Juno near Perijove 1, *Geophysical Research Letters*, *44*, 6508
- Imai M., Greathouse T. K., Kurth W. S., Randall G., Louis C. K., Zarka P., Bolton S. J., Connerney J. E. P., 2018, Probing Jovian broadband kilometric radio sources tied to the ultraviolet main auroral oval with Juno, *Geophysical Research Letters, in prep.*,
- Kaiser M. L., Zarka P., Kurth W. S., Hospodarsky G. B., Gurnett D. A., 2000, Cassini and Wind stereoscopic observations of Jovian nonthermal radio emissions : Measurement of beam widths, *Journal of Geophysics Research*, *105*, 16053
- Kurth W. S., et al., 2005, An Earth-like correspondence between Saturn's auroral features and radio emission, *Nature*, *433*, 722
- Kurth W. S., et al., 2017a, A new view of Jupiter's auroral radio spectrum, *Geophysical Research Letters*, *44*, 7114
- Kurth W. S., et al., 2017b, The Juno Waves Investigation, *Space Science Reviews*, *213*, 347

- Ladreiter H. P., Zarka P., Lacacheux A., 1994, Direction finding study of Jovian hectometric and broadband kilometric radio emissions : Evidence for their auroral origin, *Planetary Space Science*, *42*, 919
- Lamy L., 2009, Etude des émissions radio aurorales de Saturne, modélisation et aurores UV, *PhD thesis, Observatoire de Paris*
- Lamy L., Zarka P., Cecconi B., Prangé R., Kurth W. S., Gurnett D. A., 2008a, Saturn kilometric radiation : Average and statistical properties, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *113*, A07201
- Lamy L., Zarka P., Cecconi B., Hess S., Prangé R., 2008b, Modeling of Saturn kilometric radiation arcs and equatorial shadow zone, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *113*, A10213
- Lamy L., Cecconi B., Prangé R., Zarka P., Nichols J. D., Clarke J. T., 2009, An auroral oval at the footprint of Saturn's kilometric radio sources, colocated with the UV aurorae, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *114*, A10212
- Lamy L., et al., 2011, Emission and propagation of Saturn kilometric radiation : Magneto-ionic modes, beaming pattern, and polarization state, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *116*, A04212
- Lamy L., et al., 2013, Multispectral simultaneous diagnosis of Saturn's aurorae throughout a planetary rotation, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *118*, 4817
- Lamy L., Zarka P., Cecconi B., Klein L.-K., Masson S., Denis L., Coffre A., Viou C., 2017, 1977-2017 : 40 years of decametric observations of Jupiter and the Sun with the Nancy Decameter Array, *preprint*, ([arXiv:1709.03821](https://arxiv.org/abs/1709.03821))
- Lamy L., et al., 2018, The low frequency source of Saturn's Kilometric Radiation, *Science*,
- Leblanc Y., Bagenal F., 1990, Can we explain the Jovian decametric arc pattern with the multiple reflection Alfvén wave model?, *Advances in Space Research*, *10*, 49
- Leblanc Y., de La Noe J., Genova F., Gerbault A., Lecacheux A., 1981, A catalogue of Jovian decametric radio observations from January 1978 to December 1979, *Astronomy & Astrophysics*, *46*, 135
- Lecacheux A., Konovalenko A. A., Rucker H. O., 2004, Using large radio telescopes at decametre wavelengths, *Planetary Space Science*, *52*, 1357
- Louarn P., Le Quéau D., 1996, Generation of the Auroral Kilometric Radiation in plasma cavities - I. Experimental study, *Planetary Space Science*, *44*, 199
- Louarn P., et al., 2017, Generation of the Jovian hectometric radiation : First lessons from Juno, *Geophysical Research Letters*, *44*, 4439
- Louis C. K., Lamy L., Zarka P., Cecconi B., Hess S. L. G., Bonnin X., 2017a, Simulating Jupiter-satellite decametric emissions with ExPRES : a parametric study, in *Planetary Radio Emissions VIII*, edited by G. Fisher et al., Austrian Academy of Sciences Press, Vienna, pp 59–72
- Louis C. K., et al., 2017b, Io-Jupiter decametric arcs observed by Juno/Waves compared to ExPRES simulations, *Geophysical Research Letters*, *44*, 9225

- Louis C. K., Lamy L., Zarka P., Cecconi B., Hess S. L. G., 2017c, Detection of Jupiter decametric emissions controlled by Europa and Ganymede with Voyager/PRA and Cassini/RPWS, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *122*, 9228
- Louis C. K., Lamy L., Zarka P., Prangé R., Imai M., Kurht W. S., 2018, Localisation of auroral radio sources using Juno/Waves data and comparison to the UV emissions of the main oval, *Geophysical Research Letters*, *in prep.*,
- Marques M. S., Zarka P., Echer E., Ryabov V. B., Alves M. V., Denis L., Coffre A., 2017, Statistical analysis of 26 yr of observations of decametric radio emissions from Jupiter, *Astronomy & Astrophysics*, *604*, A17
- Maxwell J. C., 1865, A dynamical theory of the electromagnetic field, *Royal Society Transactions*, *155*, 459
- McComas D. J., et al., 2017, The Jovian Auroral Distributions Experiment (JADE) on the Juno Mission to Jupiter, *Space Science Reviews*, *213*, 547
- McIlwain C. E., 1966, Magnetic Coordinates, *Space Science Reviews*, *5*, 585
- Menietti J. D., Gurnett D. A., Kurth W. S., Groene J. B., 1998a, Control of Jovian radio emission by Ganymede, *Geophysical Research Letters*, *25*, 4281
- Menietti J. D., Gurnett D. A., Kurth W. S., Groene J. B., Granroth L. J., 1998b, Galileo direction finding of Jovian radio emissions, *Journal of Geophysics Research*, *103*, 20001
- Menietti J. D., Gurnett D. A., Christopher I., 2001, Control of Jovian radio emission by Callisto, *Geophysical Research Letters*, *28*, 3047
- Menietti J. D., Mutel R. L., Christopher I. W., Hutchinson K. A., Sigwarth J. B., 2011, Simultaneous radio and optical observations of auroral structures : Implications for AKR beaming, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *116*, A12219
- Neubauer F. M., 1980, Nonlinear standing Alfvén wave current system at Io - Theory, *Journal of Geophysics Research*, *85*, 1171
- Nichols J., Cowley S., 2004, Magnetosphere-ionosphere coupling currents in Jupiter's middle magnetosphere : effect of precipitation-induced enhancement of the ionospheric Pedersen conductivity, *Annales Geophysicae*, *22*, 1799
- Prangé R., Rego D., Southwood D., Zarka P., Miller S., Ip W., 1996, Rapid energy dissipation and variability of the Io-Jupiter electrodynamic circuit, *Nature*, *379*, 323
- Prangé R., et al., 1993, Correlated variations of UV and radio emissions during an outstanding Jovian auroral event, *Journal of Geophysics Research*, *98*, 18
- Queinnec J., Zarka P., 1998, Io-controlled decameter arcs and Io-Jupiter interaction, *Journal of Geophysics Research*, *103*, 26649
- Ray L. C., Hess S., 2008, Modelling the Io-related DAM emission by modifying the beaming angle, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *113*, A11218
- Reiner M. J., Fainberg J., Stone R. G., 1993, Source characteristics and locations of hectometric radio emissions from the northern Jovian hemisphere, *Geophysical Research Letters*, *20*, 321

- Saur J., 2004, A model of Io's local electric field for a combined Alfvénic and unipolar inductor far-field coupling, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *109*, A01210
- Servillat M., Boisson C., Lefaucheur J., Kosack K., Sanguillon M., Louys M., Bonnarel F., 2018, Provenance as a requirement for large-scale complex astronomical instruments, *preprint*, (arXiv:1806.00447)
- Smith E. J., Davis Jr. L., Jones D. E., 1976, Jupiter's magnetic field and magnetosphere., in *Jupiter*, pp 788–829
- Stix T. H., 1962, The Theory of Plasma Waves, in *The Theory of Plasma Waves*, New York : McGraw-Hill, 1962
- Treumann R. A., 2006, The electron-cyclotron maser for astrophysical application, *Astronomy & Astrophysics*, *13*, 229
- Warwick J. W., Pearce J. B., Peltzer R. G., Riddle A. C., 1977, Planetary radio astronomy experiment for Voyager missions, *Space Science Reviews*, *21*, 309
- Wilkinson M. H., 1989, Io-related Jovian decametric arcs, *Journal of Geophysics Research*, *94*, 11777
- Wu C. S., 1985, Kinetic cyclotron and synchrotron maser instabilities - Radio emission processes by direct amplification of radiation, *Space Science Reviews*, *41*, 215
- Yoshikawa I., et al., 2017, Volcanic activity on Io and its influence on the dynamics of the Jovian magnetosphere observed by EXCEED/Hisaki in 2015, *Earth, Planets, and Space*, *69*, 110
- Zarka P., 1998, Auroral radio emissions at the outer planets : Observations and theories, *Journal of Geophysics Research*, *103*, 20159
- Zarka P., 2004, Radio and plasma waves at the outer planets, *Advances in Space Research*, *33*, 2045
- Zarka P., Queinnec J., Cray F. J., 2001, Low-frequency limit of Jovian radio emissions and implications on source locations and Io plasma wake, *Planetary Space Science*, *49*, 1137
- Zarka P., Cecconi B., Kurth W. S., 2004, Jupiter's low-frequency radio spectrum from Cassini/Radio and Plasma Wave Science (RPWS) absolute flux density measurements, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *109*, A09S15
- Zarka P., Marques M. S., Louis C., Ryabov V. B., Lamy L., Echer E., Cecconi B., 2017, Radio emission from satellite-Jupiter interactions (especially Ganymede), in *Planetary Radio Emissions VIII*, edited by G. Fisher et al., Austrian Academy of Sciences Press, Vienna, pp 45–58
- Zarka P., Marques M. S., Louis C., Ryabov V. B., Lamy L., Echer E., Cecconi B., 2018, Jupiter radio emission induced by Ganymede and consequences for the radio detection of exoplanets, *A&A*, *618*, A84

Résumé

La thèse a porté sur l'étude des émissions radio aurorales de Jupiter, produites proche de la fréquence cyclotron électronique locale par l'Instabilité Maser Cyclotron alimentée par des électrons résonants de quelques keV, accélérés le long des lignes de champ magnétique de haute latitude.

J'ai tout d'abord repris, validé et étendu le code de simulation SERPE (Simulateur d'Emissions Radio Planétaire et Exoplanétaire) développé au LESIA, qui permet de produire des spectres dynamiques des émissions radio aurorales visibles pour un observateur donné. J'ai effectué une étude paramétrique des simulations des émissions radio induites par Io afin de quantifier le rôle des paramètres libres du code.

À l'aide de ce code, j'ai réalisé des simulations au long cours des émissions radio induites par Io, et de celles attendues pour Europe, Ganymède et Callisto. En comparant ces simulations à plusieurs années d'observations de Jupiter enregistrées avec les instruments Voyager/PRA et Cassini/RPWS (ponctuellement complétées par celles du réseau décimétrique de Nançay et de Wind/Waves), j'ai prouvé l'existence d'émissions radio induites par Europe et Ganymède. L'étude statistique de ces émissions m'a permis d'établir leurs propriétés moyennes. Ce résultat ouvre un nouveau champ d'étude à distance, et au long cours, des interactions planète-satellites autres que Io-Jupiter.

La comparaison de ces simulations avec les observations Juno/Waves m'a permis d'identifier sans ambiguïté les émissions radio induites par Io, ainsi que leur hémisphère d'origine, pour un observateur proche de l'équateur (cas de la Terre) et à des latitudes plus hautes.

Enfin, une étude statistique de la distribution spatiale des sources radio aurorales traversées par la sonde Juno m'a permis de montrer qu'elles étaient co-localisées avec l'ovale auroral principal.

Mots Clés

Processus auroraux, Observations, Simulations, Jupiter, Juno, Cassini, Voyager

Abstract

This thesis focused on the study of Jupiter's auroral radio emissions, produced close to the local electronic cyclotron frequency by the Maser Cyclotron instability powered by resonant electrons of a few keV, accelerated along high magnetic field lines at high latitude.

I first took over, validated and extended the simulation code ExPRES (Exoplanetary and Planetary Radio Emissions Simulator) developed at LESIA, which allows us to produce dynamic spectra of auroral radio emissions visible for a given observer. I performed a parametric study of the simulations of radio emissions induced by Io in order to quantify the role of ExPRES free parameters.

Using this code, I produced long-term simulations of radio emissions induced by Io and those expected for Europa, Ganymede and Callisto. Comparing these simulations with several years of Jupiter observations recorded with the Voyager/PRA and Cassini/RPWS instruments (punctually supplemented by those of the Nançay decameter array and Wind/Waves), I proved the existence of radio emissions induced by Europa and Ganymede. The statistical study of these signatures allowed me to measure their average properties. This result opens a new field of study of planet-satellite interactions other than Io-Jupiter.

The comparison of these simulations with the Juno / Waves observations allowed me to unambiguously identify the radio emissions induced by Io, as well as their hemisphere of origin, for an observer close to the equator (case of the Earth) and at higher latitude.

Finally, a statistical study of the spatial distribution of auroral radio sources traversed by the Juno probe allowed me to show that they are colocated with the main auroral oval.

Keywords

Auroral processes, Observations, Simulations, Jupiter, Juno, Cassini, Voyager