



HAL
open science

Modélisation et calibration des sondes à impédance mutuelle : Application à la sonde MIP à bord de Rosetta et préparation de BepiColombo et JUICE

Nicolas Gilet

► **To cite this version:**

Nicolas Gilet. Modélisation et calibration des sondes à impédance mutuelle : Application à la sonde MIP à bord de Rosetta et préparation de BepiColombo et JUICE. Autre. Université d'Orléans, 2019. Français. NNT : 2019ORLE3020 . tel-03117657

HAL Id: tel-03117657

<https://theses.hal.science/tel-03117657v1>

Submitted on 21 Jan 2021

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ÉCOLE DOCTORALE ENERGIE, MATERIAUX, SCIENCES DE LA TERRE ET DE L'UNIVERS

Laboratoire de Physique et de Chimie de l'Environnement et de l'Espace
(LPC2E)

THÈSE présentée par :

Nicolas GILET

soutenue le : **02 décembre 2019**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'Université d'Orléans**

Discipline/ Spécialité : Sciences de l'Univers

**Modélisation et calibration des sondes à
impédance mutuelle**

Application aux missions spatiales Rosetta (RPC-MIP), BepiColombo
(PWI/AM²P) et JUICE (RPWI/MIME)

THÈSE dirigée et encadrée par :

Michel TAGGER (Directeur)

Directeur de recherche, LPC2E, Orléans

Pierre HENRI (Encadrant)

Chargé de recherche, LPC2E, Orléans

Orélien RANDRIAMBOARISON (Co-encadrant)

Maître de conférences, LPC2E, Orléans

RAPPORTEURS :

Karine ISSAUTIER

Directrice de recherche, LESIA, Paris-Meudon

Christian MAZELLE

Directeur de recherche, IRAP, Toulouse

JURY :

Thierry DUDOK DE WIT (Président)

Professeur, LPC2E, Orléans

Marina GALAND

Professeur, Imperial College, Londres

Pierre HENRI

Chargé de recherche, LPC2E, Orléans

Karine ISSAUTIER

Directrice de recherche, LESIA, Paris-Meudon

Christian MAZELLE

Directeur de recherche, IRAP, Toulouse

Orélien RANDRIAMBOARISON

Maître de conférences, LPC2E, Orléans

Table des matières

Table des matières	iii
Remerciements	1
Introduction	3
1 Les moyens expérimentaux des observations <i>in situ</i> dans les plasmas spatiaux	11
1.1 Les plasmas spatiaux	14
1.1.1 Qu'est-ce qu'un plasma?	14
1.1.2 L'émergence des observations liées aux plasmas spatiaux	16
1.2 Caractérisation des plasmas spatiaux : les moyens expérimentaux	22
1.2.1 Mesures des champs électromagnétiques	22
1.2.1.1 Mesure du champ électrique	22
1.2.1.2 Mesure du champ magnétique	22
1.2.2 Analyseurs à particules	24
1.2.2.1 Les sondes de Langmuir	24
1.2.2.2 Les analyseurs électrostatiques	25
1.2.3 Les capteurs d'ondes	27
1.2.3.1 Les sondes à relaxation	27
1.2.3.2 Les sondes de bruit thermique	28
1.2.4 Vers les sondes à impédance mutuelle	29
2 Les sondes à impédance mutuelle	31
2.1 Principes et mesures des sondes à impédance mutuelle	33
2.1.1 Principe électrique	33
2.1.2 Les spectres d'impédance mutuelle	35
2.2 Mesure des fréquences caractéristiques du plasma	37
2.2.1 Dans le régime non-magnétisé	37
2.2.2 Dans un plasma magnétisé	39
2.2.2.1 La fréquence hybride basse	39
2.2.2.2 La fréquence hybride haute	39
2.3 Historique des sondes à impédance mutuelle à bord des précédentes missions spatiales	40
2.4 Description des sondes à impédance mutuelle actuelles	45
2.4.1 RPC-MIP à bord du satellite <i>Rosetta</i>	45
2.4.1.1 La mission <i>Rosetta : A rendez-vous with a comet</i>	45
2.4.1.2 Mutual Impedance Probe (RPC-MIP)	47
2.4.2 PWI/AM ² P à bord de Mio/MMO de la mission <i>BepiColombo</i>	48

2.4.2.1	L'étude de l'environnement de Mercure : la mission <i>BepiColombo</i> . . .	48
2.4.2.2	Active Measurement of Mercury's Plasma (PWI/AM ² P)	52
2.4.3	RPWI/MIME à bord du satellite <i>JUICE</i>	53
2.4.3.1	La mission d'exploration du système jovien : <i>JUICE</i>	53
2.4.3.2	Mutual Impedance MEasurement (RPWI/MIME)	54
2.4.4	Les sondes à impédance mutuelle à bord de nano-satellites	56
2.4.4.1	La mission Comet Interceptor	56
2.4.4.2	Le projet R&D <i>COMIX</i>	58
2.4.5	Regroupement des instruments plasmas en consortium	58
2.5	Les nouveaux environnements planétaires explorés par les sondes à impédance mutuelle	63
2.5.1	Les environnements plasmas	63
2.5.1.1	Le vent solaire	63
2.5.1.2	Magnétosphères planétaires	64
2.5.1.3	Les ionosphères cométaires et planétaires	65
2.5.2	Les contraintes liées au satellite et à l'instrument	65
2.6	Conclusion	67
3	Modélisation du potentiel de l'onde électrostatique dans un plasma	69
3.1	Généralités sur la modélisation du potentiel des ondes électrostatiques H.F.	72
3.1.1	Cadre physique de la modélisation	72
3.1.2	Résolution du système Vlasov-Poisson linéarisé	72
3.1.3	Calcul de la constante diélectrique longitudinale	74
3.1.4	Prise en compte de la taille de l'émetteur	75
3.2	Modélisation du potentiel de l'onde électrostatique sur des modèles simplifiés	76
3.2.1	Modèle plasma froid	76
3.2.2	Modèle simple water-bag	77
3.2.3	Modèle multiple water-bag	78
3.2.4	Modèle Super Cauchy	78
3.3	Modélisation du potentiel de l'onde électrostatique dans un plasma Maxwellien	81
3.3.1	Expression de la constante diélectrique	81
3.3.2	Modes de Langmuir	82
3.3.3	Approximation Landau	83
3.3.4	Résolution du potentiel par la méthode de Mittag-Leffler	84
3.4	Modélisation du potentiel de l'onde électrostatique par intégration numérique	86
3.4.1	Expression du potentiel de l'onde électrostatique	86
3.4.2	Résolution par quadrature numérique	88
3.4.3	Validation de la méthode numérique dans le cas Maxwellien	89
3.5	Modélisation du potentiel de l'onde électrostatique hors équilibre thermodynamique	91
3.5.1	Approche linéaire	92
3.5.1.1	Pour un plasma modélisé par une somme de deux Maxwelliennes	92
3.5.1.2	Pour un plasma modélisé par au moins une fonction kappa	92
3.5.2	Validation de la méthode d'intégration pour des plasmas hors équilibre thermodynamique	93
3.5.2.1	Validation de la méthode numérique dans le cas d'une somme de deux fonctions Maxwellienne	94
3.5.2.2	Validation de la méthode dans le cas d'une fonction kappa	94

3.5.3	Modélisation du potentiel de l'onde électrostatique	96
3.5.3.1	Modélisation du potentiel dans un plasma modélisé par deux populations Maxwelliennes	97
3.5.3.2	Modélisation du potentiel dans un plasma modélisé par une fonction kappa	97
3.5.3.3	Modélisation du potentiel dans un plasma modélisé par une somme d'une fonction kappa et d'une Maxwellienne	99
3.6	Conclusion	101
4	Modélisation de la réponse instrumentale d'une sonde à impédance mutuelle	103
4.1	Modélisation de la réponse instrumentale par charge pulsante	106
4.1.1	Expression de la réponse instrumentale	106
4.1.2	Les configurations d'antennes	106
4.1.2.1	Configuration d'antenne de l'instrument embarquée sur <i>MARS 96</i>	107
4.1.2.2	Configuration d'antennes de l'expérience PWI/AM ² P sur Mio/MMO	107
4.1.3	Validation de la méthode de quadrature numérique pour un plasma à l'équilibre thermodynamique	108
4.1.4	Modélisation de la réponse instrumentale dans un plasma hors équilibre thermodynamique	109
4.1.4.1	Dans un plasma modélisé par une somme de deux Maxwelliennes	110
4.1.4.2	Influence de la population d'électrons chauds sur la réponse instrumentale	111
4.1.4.3	Dans un plasma modélisé par une fonction de distribution kappa simple	113
4.1.4.4	Dans un plasma modélisé par une kappa et une Maxwellienne	113
4.2	Modélisation de la réponse instrumentale en prenant en compte le satellite	115
4.2.1	Méthode de Discrétisation Surfaique de Charge (DSCD)	115
4.2.2	Application à la sonde à impédance mutuelle RPC-MIP	116
4.2.2.1	Schéma électrique de l'instrument	116
4.2.2.2	Réponse instrumentale dans le vide	117
4.2.2.3	Réponse instrumentale dans un plasma chaud	119
4.3	Prise en compte de l'effet de gaine autour d'un satellite	124
4.3.1	Théorie de l'effet de gaine	124
4.3.2	Modélisation du potentiel du satellite	124
4.3.3	Modélisation de la réponse instrumentale	125
4.3.4	Spectres d'impédance mutuelle simulés de RPC-MIP	127
4.4	Calibration des données d'impédance mutuelle de RPC-MIP	129
4.4.1	Calibration de la fréquence plasma sur les spectres	129
4.4.2	Impact des électrons froids sur la détection de la fréquence plasma	131
4.5	Conclusion	133
5	Caractérisation des électrons froids par RPC-MIP dans l'ionosphère de 67P/Churyumov-Gerasimenko	137
5.1	Aperçu de la mission spatiale <i>Rosetta</i>	140
5.2	Ionosphère de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko	141
5.2.1	Electrons suprathermiques	141
5.2.2	Electrons chauds	142
5.2.2.1	Processus de création des électrons chauds	142

5.2.2.2	Observations des électrons chauds	143
5.2.3	Electrons froids	144
5.2.3.1	Précédentes observations d'électrons froids dans un environnement cométaire	144
5.2.3.2	Dans l'environnement de 67P	145
5.3	Détection des électrons froids par RPC-MIP	145
5.3.1	Aperçu de la détection d'électrons froids par RPC-MIP sur toute la mission cométaire	146
5.3.2	Détection des électrons froids selon le mode d'opération de RPC-MIP	147
5.4	Observations des électrons froids dans l'ionosphère de 67P	149
5.4.1	En fonction de la latitude et de la longitude	149
5.4.2	En fonction de la distance héliocentrique de 67P	151
5.4.3	En fonction de la distance cométocentrique du satellite	153
5.4.4	Dans la cavité diamagnétique	155
5.4.4.1	Définition de la cavité diamagnétique	155
5.4.4.2	Observations d'électrons froids dans la cavité diamagnétique	156
5.5	Comparaison des observations des électrons froids avec RPC-LAP	158
5.5.1	Comparaison de la base de données de RPC-LAP et RPC-MIP	158
5.5.2	Comparaison des observations des électrons froids entre RPC-MIP et RPC-LAP	160
5.5.3	Résumé	162
5.6	Dynamique des électrons froids et chauds dans l'ionosphère de 67P	165
5.7	Conclusion	167
6	Préparation de PWI/AM²P (<i>BepiColombo</i>), de RPWI/MIME (<i>JUICE</i>) et adaptation aux nano- satellites (R&D <i>COMIX</i>, <i>Comet Interceptor</i>)	169
6.1	Modélisation de l'expérience d'impédance mutuelle PWI/AM ² P	172
6.1.1	Modélisation de la réponse instrumentale	172
6.1.2	Configuration d'antennes de PWI/AM ² P	172
6.1.3	Impédance mutuelle de PWI/AM ² P dans la magnétosphère de Mercure	173
6.1.4	Impédance mutuelle de PWI/AM ² P dans le vent solaire	173
6.2	Modélisation de la sonde à impédance mutuelle RPWI/MIME	176
6.2.1	Configurations instrumentales de la sonde à impédance mutuelle RPWI/MIME	176
6.2.2	Modèle ionosphérique 3D de Ganymède	177
6.2.3	Modélisation de l'impédance mutuelle de RPWI/MIME dans l'ionosphère de Ganymède	179
6.3	Modélisation de la réponse instrumentale dans le cadre du projet R&D <i>COMIX</i>	184
6.4	Conclusion	186
	Conclusions et perspectives	189
	Bibliographie	197
	Liste des contributions scientifiques	217
A	Articles scientifiques	I
A.1	Electrostatic Potential Radiated by a Pulsating Charge in a Two-Electron Tempera- ture Plasma (2017), Radio Science	I
A.2	Mutual impedance probe in collisionless unmagnetized plasmas with suprathermal electrons - Application to BepiColombo (2019), Frontiers	XIX

A.3	Observations of cold electrons by RPC-MIP at 67P/Churyumov-Gerasimenko, submitted to Astronomy & Astrophysics	XXXIII
B	Description du code de calcul de la méthode de Discrétisation Surfactive de Charge (DSCD)	LV
B.1	Prise en compte de la géométrie	LVI
B.2	Formation de la matrice de résolution	LVII
B.2.1	Définition des équations du système	LVII
B.3	Calcul du potentiel propre	LVIII
B.3.1	Pour un rectangle	LVIII
B.3.2	Pour un triangle	LVIII
C	Méthodes d'apprentissage automatique sur les spectres d'impédance mutuelle de RPC-MIP	LXI
C.1	Introduction	LXI
C.2	Application des méthodes de classification sur les spectres RPC-MIP	LXII
C.3	Perspectives	LXIV
D	L'interface graphique <i>MIPy</i>	LXVII
D.1	Modélisation du potentiel de l'onde électrostatique	LXVII
D.2	Modélisation de l'impédance mutuelle	LXVIII
D.3	Perspectives	LXIX
E	Modélisation du potentiel de l'onde électrostatique par équations intégrales	LXXI
E.1	Résolution par le noyau d'Abramowitz	LXXI
E.2	Résolution par la méthode de Lee & Soper	LXXII

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Pierre HENRI et Orélien RANDRIAMBOARISON qui m'ont si bien encadré tout au long de cette aventure. Ils m'ont fait partagé leurs connaissances, leurs formidables intuitions et la passion du métier de la recherche. Je retiens particulièrement leur extrême rigueur, leur disponibilité permanente (pourtant loin d'être facile !) et les nombreux encouragements qu'ils m'ont prodigués au cours de ces trois années de thèse.

Je remercie Gaëtan WATTIEAUX, sans l'influence duquel cette thèse n'aurait assurément pas été la même que ce soit au niveau des applications scientifiques ou de mes articles.

Un très grand merci à Michel TAGGER et Dominique DELCOURT, directeurs du Laboratoire de Physique et Chimie de l'Environnement et de l'Espace (LPC2E) pour m'avoir accueilli au sein de leurs équipes pendant ces trois années. Je remercie également tout le personnel du laboratoire qui m'a permis d'effectuer cette thèse dans les meilleures conditions.

Un très grand merci également à Karine ISSAUTIER et Christian MAZELLE pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant d'être rapporteurs de cette thèse. Je m'excuse par avance de vous donner autant de travail en étant aussi bavard dans ce manuscrit !

Merci également à Jean-Matthias GRIESSMEIER et Gisèle KRYSZTOFIK d'avoir veillé au bon déroulement de cette thèse.

Je tiens à faire un remerciement tout particulier à Xavier VALLIERES qui a pu m'éclairer dans ce monde (parfois fou) des plasmiciens. Merci pour ta gentillesse, ton professionnalisme mais également pour ton savoir-vivre qui m'ont profondément marqué et que je n'oublierai pas pour la suite de ma carrière. Je te remercie également du regard quasi-paternel (désolé du coup de vieux !) que tu as su me porter durant cette thèse et qui m'aura aidé à aller jusqu'au bout de cette aventure sans trop de séquelles !

Merci à Christian BEGHIN, personnage ô combien historique des sondes à impédance mutuelle, qui continue avec toujours autant de passion à suivre le développement et l'exploitation scientifique de ses "bébés". Merci pour ton accompagnement bienveillant et pour tes précieux conseils lors de la rédaction de mes articles scientifiques.

Merci à toute la *dream team* MIP dans laquelle j'ai pris un plaisir fou à travailler, notamment ceux que je n'ai pas encore cité : Jérôme, Rajkumar, Nima, Minna, Hugo et Luca ! Mes journées auront été rythmées au son des *Diocaaaaane*, des frustrations nées d'un certain logiciel

(essentiellement en fin de journée !) ou le fait de savoir où situer le Nord du Brésil. J'espère que les vents nous permettront de nous rencontrer à nouveau !

Many thanks to the RPC team for a wonderful and efficient working relationship, especially with the LAP team (Thank you Anders, Elias and Fredrik !) and also with Marina, Kévin, Arnaud and Cyril. It was a really great pleasure to attend the RPC meeting all around the Europe to share our knowledge for this (incredible !) Rosetta mission.

Merci à Claire et Jean-Yves, qui auront animé mes discussions du 2^{ème} étage tout au long de ces trois années, que ce soit sur le Water-Polo, le cinéma, les séries, Tesson, les chats et Python (je vous laisse reconnaître vos catégories respectives !)

Je remercie également mes collègues de passage ayant déjà vécu l'*après-LPC2E* : Alexandre, Gamil et Klet. Je n'oublierai pas de sitôt nos conversations littéraires, footballistiques, avec le plaisir de déguster du *kouign-amann* !

Bien évidemment, je ne pouvais pas faire de remerciements sans évoquer l'extraordinaire team *Overwatch* composée de Clémence (*aka Quality45/Batgirl*), Ousmane (*aka DexTeRous*), Luca (*aka Amulo*) et Germain (*aka PasPiedPain*). J'ai pris un plaisir fou à passer ces trois années à vos côtés. On dit souvent qu'un excellent travail n'est possible qu'avec des périodes de détentes efficaces, j'espère donc que cette thèse sera à la hauteur de ces moments partagés! Je n'oublierai pas nos longs débats sur les films (on est d'accord le meilleur c'est le 3 !), les séries, les jeux vidéo, l'art(-naque), Hermione Granger, sans oublier la directitude des choses !

Mes derniers remerciements (et non des moindres !) s'adressent à la partie immergée de l'iceberg : ma famille. Tout d'abord mes parents, Madeleine et Michel. J'aurais difficilement pu aller bien loin sans leur soutien sans faille tout au long de mes études. Tu vois Pierre, ils auront finalement tenu bon d'avoir hébergé un *Tanguy* durant trois années supplémentaires ! Mon frère Jean-Baptiste, qui m'a donné le goût de la science et du métier de la recherche et qui m'aura ouvert la voie ! Ma belle-soeur Aurore qui ne manquera pas de remarquer que d'avoir fait une thèse, c'est très *prout-prout*. Mon petit chat Cookie (et oui obligé !) de m'avoir arraché à ces longues nuits de rédaction. Sans lui, j'aurais très certainement basculé dans la folie ! Et puis, on dit souvent que derrière chaque homme se cache une femme : je remercie du fond du coeur Camille, ma fiancée, devenue ma petite femme au cours de cette thèse. Elle m'a aidé à prendre la décision de passer cette thèse, en sachant bien que nos vies n'allaient pas en être simplifiées durant tout ce temps (mais ne t'inquiète pas ma chérie, je reviens très vite !).

Introduction

LES sondes à impédance mutuelle sont des instruments spatiaux permettant de caractériser un environnement ionisé par la mesure de paramètres fondamentaux du plasma tels que la densité et la température des électrons [Chasseriaux et al., 1972]. Les sondes à impédance mutuelle se basent sur des mesures actives *in situ* du plasma en utilisant le principe de propagation des ondes longitudinales pour mesurer les fréquences caractéristiques du plasma environnant l'instrument à l'aide d'un couplage entre antennes électriques utilisées comme émetteurs et récepteurs.

Les sondes à impédance mutuelle ont accompagné le développement de l'ère spatiale dès les années 1960. En effet, ce type d'instruments a été embarqué dès 1965 à bord de *French Fr-1*, le deuxième satellite français à avoir été lancé dans l'espace [Storey et al., 1969]. Elles ont ensuite continué à être embarquées à bord de fusées ionosphériques et de satellites afin d'analyser les différentes couches de l'ionosphère et de la magnétosphère terrestres [Beghin et Debrie, 1972; Beghin et al., 1982; Décréau et al., 1978a].

La modélisation de la réponse instrumentale des sondes à impédance mutuelle a été utilisée dès le développement des premières sondes à impédance mutuelle dans les années 1960 [Beghin, 1995; Grard, 1969; Navet et al., 1971; Rooy et al., 1972]. Cette modélisation a permis de contraindre les configurations techniques des sondes et de caractériser les courbes d'impédance mutuelle pour identifier les fréquences caractéristiques et donc les paramètres plasmas ciblés par les mesures.

Du point de vue théorique, la modélisation de la réponse instrumentale passe tout d'abord par celle du potentiel de l'onde électrostatique générée par les émetteurs de l'instrument. En se plaçant dans des conditions idéalisées du plasma (isotrope, homogène, non-magnétisé, non-collisionnel), la propagation du potentiel peut être résolu à partir de la linéarisation du système d'équations Vlasov-Poisson. L'intégrande au sein de l'expression du potentiel dépend alors de l'inverse de la constante diélectrique [Chasseriaux et al., 1972]. La constante diélectrique étant une fonction du nombre d'onde ainsi que de la fréquence d'émission définie dans l'espace complexe, l'intégrale est déterminée à partir de la contribution des pôles de l'intégrande, correspondant ici aux zéros de la constante diélectrique. Dans la littérature, il existe deux approches différentes pour résoudre cette intégrale : (1) soit établir une méthode numérique de résolution directe de l'intégrale [Buckley, 1968], (2) soit passer par un développement analytique de l'intégrale en sommant la contribution des pôles (i.e. les zéros) de la constante diélectrique [Beghin, 1995]. Le nombre et la localisation des pôles du diélectrique dépendent de la fonction de distribution en vitesse des électrons. La constante diélectrique définie à partir de la fonction de distribution de type Maxwellienne, correspondant à un plasma qui serait à l'équilibre thermodynamique, possède un nombre infini de pôles. Le traitement analytique est alors difficile. Diverses solutions

ont été étudiées pour remédier à ce problème :

1. utiliser des fonctions de distribution approchant la fonction de distribution Maxwellienne tout en ayant un nombre de pôles finis [Rooy et al., 1972; Storey et al., 1969],
2. considérer la fonction de distribution Maxwellienne en ne prenant en compte que les pôles principaux ayant la plus forte contribution. Cette approche s'appelle l'approximation Landau [Chasseriaux et al., 1972].

La première méthode peut être satisfaisante dans certaines limites mais la propagation des ondes électrostatiques du plasma est sensible aux électrons de haute énergie. Les fonctions approchant la fonction de distribution Maxwellienne possèdent soit trop, soit pas assez de ces électrons.

La deuxième méthode est valable dans la limite où la longueur de Debye est largement inférieure à la distance entre les émetteurs et les récepteurs [Beghin, 1995; Chasseriaux et al., 1972], limite qui était vérifiée la plupart du temps dans les plasmas de l'environnement terrestre (ionosphère et magnétosphère).

Cependant, depuis quelques années, les sondes à impédance mutuelle ont été sélectionnées pour être embarquées à bord de différentes missions interplanétaires et planétaires pour lesquelles les conditions plasmas diffèrent de celles des plasmas de l'environnement terrestre.

Ce type de sonde a été embarqué à bord du satellite *Rosetta* (RPC-MIP, Mutual Impedance Probe, [Trotignon et al., 2006]), mission de l'Agence Spatiale Européenne (ESA). Cette sonde a eu pour but de caractériser l'environnement ionisé de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko (appelée dans la suite 67P) durant plus de deux ans d'août 2014 à septembre 2016 après un voyage de près de 10 ans pour rejoindre la comète [Glassmeier et al., 2007a]. Ce type d'expérience est actuellement à bord du satellite Mio/MMO (Mercury Magnetospheric Orbiter) de la mission *BepiColombo* (PWI/AM²P - Plasma Wave Investigator/Active Measurement of Mercury's Plasma, [Trotignon et al., 2006]), conjointement organisée par l'ESA et l'Agence d'Exploration Aérospatiale Japonaise (JAXA). Cette mission a pour but de caractériser l'environnement de Mercure, planète étant la seule du système solaire à posséder une magnétosphère mais pas d'atmosphère [Benkhoff et al., 2010]. Elle a été lancée avec succès le 19 octobre 2018 depuis Kourou en Guyane et devrait arriver dans l'environnement de la planète Mercure en décembre 2025. Le satellite Mio/MMO effectuera des orbites permettant de caractériser les différentes régions de la magnétosphère ainsi que le vent solaire.

Une expérience d'impédance mutuelle RPWI/MIME (Radio & Plasma Waves Investigation/Mutual Impedance MEasurement) sera également présente sur la mission *JUICE* (JUperiter ICy moons Explorer) de l'ESA. Cette mission a pour but de caractériser l'environnement de Jupiter et de ses lunes glacées [Grasset et al., 2013]. Le lancement du satellite est prévu en 2022 pour une arrivée autour de 2029 dans l'environnement jovien. La mission s'attardera sur l'étude de Ganymède, seule lune du système solaire à posséder sa propre magnétosphère. Le satellite *JUICE* se placera en orbite autour de cette lune durant la dernière partie des opérations et devrait effectuer des révolutions à une altitude basse de 500 km dans l'ionosphère de Ganymède.

Enfin, avec le développement de plus en plus conséquent des plateformes nano-satellites et la volonté des agences spatiales internationales d'utiliser ce type de plateforme, les sondes à impédance mutuelle devraient être montées sur des nano-satellites durant la prochaine décennie avec notamment la prochaine mission cométaire *Comet Interceptor* dont le lancement initial est prévu pour 2028. De plus, un projet R&D appelé *COMIX* (Cubesat Oriented Mutual Impedance Experiment) a été lancé au laboratoire LPC2E en novembre 2018 afin de miniaturiser les sondes à impédance mutuelle dans le but de les adapter sur nano-satellite.

Les précédentes méthodes de modélisation de la réponse instrumentale des sondes à impédance mutuelle ne sont plus valables pour ces récentes missions interplanétaires et planétaires. En effet, dans le plasma cométaire de 67P, la longueur de Debye était fréquemment de l'ordre de la distance entre les émetteurs et les récepteurs de RPC-MIP [Odelstad et al., 2015]. Les précédentes missions planétaires et les modèles ionosphériques et magnétosphériques ont montré que ces conditions devraient être similaires dans l'environnement de Mercure et de Ganymède [Carnielli et al., 2019; Christon, 1987]. L'approximation Landau, valide dans l'ionosphère terrestre dense, ne peut donc plus être utilisée pour la modélisation de ces sondes. De plus, les fonctions de distribution en vitesse des électrons devraient être fortement éloignées du comportement des électrons à l'équilibre thermodynamique. Dans le vent solaire, les électrons suprathermiques ne sont pas négligeables [Pierrard et al., 2016; Štverák et al., 2009]. De plus, dans les plasmas ionosphériques, plusieurs populations électroniques peuvent co-habiter dans certaines régions, telles que les électrons issus d'une récente ionisation et les électrons thermalisés par les particules neutres. Par exemple, Eriksson et al. [2017] a utilisé un mélange de deux populations Maxwelliennes pour expliquer les mesures des sondes de Langmuir. D'autre part, la théorie et les modèles ont montré que dans la limite où la longueur de Debye est de l'ordre ou plus grande que la distance entre les émetteurs et les récepteurs, l'effet des charges électriques réparties sur le corps du satellite et de l'instrument lui-même n'est pas négligeable. En effet, un satellite spatial se charge électriquement (positivement ou négativement) dans l'espace, puisqu'il est directement en contact avec un plasma ambiant. Cela génère une région autour du satellite et de l'instrument dans laquelle certaines espèces chargées vont être repoussées et d'autres attirées. L'homogénéité des électrons n'est donc plus respectée, ce qui influence directement la mesure d'impédance mutuelle.

Avant le lancement du satellite *Rosetta*, Beghin [1995] avait développé un calcul du potentiel quasi-statique valide dans la limite où la longueur de Debye est de l'ordre de la distance émetteur-récepteur. D'autre part, une modélisation tenant compte du corps du satellite a été développée [Béghin et Kolesnikova, 1998; Geiswiler et al., 2001] utilisant un modèle de potentiel de l'onde électrostatique valide dans la limite où la longueur de Debye est de l'ordre de la distance émetteur-récepteur et dans le cas d'une fonction de distribution Maxwellienne [Beghin, 1995]. Cependant, ces modélisations ont tenu compte du plasma de la comète cible initiale 46P/Wirtanen pour laquelle la gamme de longueur de Debye (du mm à la dizaine de cm) aurait dû être plus faible que dans l'environnement de 67P (dizaines de cm à 1 m). Ces travaux nécessitent donc d'être adaptés à de telles conditions plasmas pour permettre la compréhension des données de RPC-MIP, ainsi que la préparation des futures opérations et des traitements de PWI/AM²P et de RPWI/MIME.

Par conséquent, avec les missions spatiales interplanétaires et planétaires où les conditions des plasmas sont différentes de celles rencontrées dans les plasmas de l'environnement terrestre par le même type d'instruments, il est essentiel de développer de nouvelles modélisations.

L'objectif de cette thèse est donc de développer des nouvelles méthodes de modélisation de la réponse instrumentale valides dans les plasmas rencontrés par les sondes à impédance mutuelle RPC-MIP (*Rosetta*), PWI/AM²P (*BepiColombo*), RPWI/MIME (*JUICE*) afin de comprendre (i) les spectres d'impédance mutuelle et (ii) le plasma environnant l'instrument.

Pour réaliser cet objectif, il est nécessaire que ces nouvelles méthodes de modélisation de la réponse instrumentale prennent en compte :

1. Les effets des conditions plasmas (longueur de Debye, électrons suprathermiques, présence de plusieurs populations électroniques) sur (i) la propagation du potentiel de l'onde électrostatique émis par les émetteurs des sondes à impédance mutuelle, (ii) les spectres d'im-

pédance mutuelle.

2. Les effets inhérents des éléments conducteurs sur le satellite et sur l'instrument ainsi que l'inhomogénéité du plasma se formant dans le voisinage de l'instrument sur la mesure des spectres d'impédance mutuelle.

Afin de prendre en compte et de comprendre les effets liés aux conditions plasmas, j'ai développé une méthode d'intégration numérique directe du potentiel de l'onde électrostatique. Avec les moyens de calculs actuels, il est possible de modéliser le potentiel de l'onde électrostatique en explorant un espace de paramètres plasmas plus large. Cette méthode permet de calculer le potentiel de l'onde électrostatique : (i) dans la limite où la longueur de Debye est de l'ordre de la distance émetteur-récepteur, (ii) dans des plasmas où les électrons ne sont pas à l'équilibre thermodynamique (électrons suprathermiques et/ou présence de plusieurs populations électroniques). Grâce à ces méthodes, il a donc été possible de modéliser la réponse instrumentale pour des fonctions de distribution en vitesse des électrons observées par les instruments dans le vent solaire [Maksimovic et al., 2005; Pierrard et al., 2016] et dans les environnements ionisés cométaires [Engelhardt et al., 2018; Meyer-Vernet et al., 1986a]. En collaboration avec G. Wattieaux (laboratoire LAPLACE, Univ. Toulouse), j'ai réimplémenté la méthode de Discrétisation Surfactive de Charge [Béghin et Kolesnikova, 1998] en tenant compte des effets liés aux charges électriques du satellite et de l'instrument. De plus, pour modéliser l'inhomogénéité du plasma autour de l'instrument due à ces charges, G. Wattieaux a ajouté une gaine ionique à cette modélisation [Wattieaux et al., 2019].

Ces travaux de thèse sur la modélisation du potentiel électrostatique et de la réponse instrumentale ont alors permis :

1. D'accéder à des observables non-prévus initialement sur les données de RPC-MIP. En effet, grâce à la caractérisation des effets de la présence de plusieurs populations électroniques sur les réponses instrumentales, il a été possible de déterminer sur les mesures de RPC-MIP, la présence d'un mélange de deux populations électroniques dans l'environnement de 67P [Gilet et al., 2017], notamment une population ayant été refroidie par collisions avec les molécules neutres provenant du dégazage du noyau de la comète. Ces observations ont confirmé la présence de cette population déterminée par les sondes de Langmuir par une technique indépendante [Edberg et al., 2019; Engelhardt et al., 2018; Eriksson et al., 2017; Odelstad et al., 2018] et apporté de nouvelles informations sur ces électrons thermalisés grâce à la cadence de mesure plus élevée de RPC-MIP [Gilet et al., submitted].
2. De comprendre les différences de mesures observées entre les modes d'opérations de RPC-MIP durant toute la phase cométaire de la mission [Gilet et al., submitted; Myllys et al., submitted] et d'optimiser la localisation des fréquences caractéristiques menant à une détermination plus précise de la densité électronique.
3. De caractériser les effets inhérents des charges électriques du satellite *Rosetta* et de l'instrument sur la mesure de la réponse instrumentale dans le cas de RPC-MIP [Wattieaux et al., 2019].
4. De préparer l'analyse des futurs spectres d'impédance mutuelle mesurés par PWI/AM²P en modélisant les effets des électrons suprathermiques sur la réponse instrumentale dans le vent solaire et dans la magnétosphère de Mercure [Gilet et al., 2019].
5. De sélectionner les configurations instrumentales de RPWI/MIME permettant d'accéder plus facilement aux fréquences caractéristiques en modélisant la réponse instrumentale attendue dans l'ionosphère de Ganymède.

6. De contraindre les configurations géométriques et de valider les tests expérimentaux menés en laboratoire concernant les études menées pour adapter les sondes à impédance mutuelle sur plateforme nano-satellite.

Ce manuscrit présente en détail ces travaux de thèse sur les techniques de modélisation des sondes à impédance mutuelle et s'attarde sur les applications que ces travaux ont permis de réaliser.

Il est organisé de la façon suivante :

Le chapitre 1 présente le contexte physique et expérimental de cette thèse. Les sondes à impédance mutuelle font partie d'une gamme plus large d'instruments plasmas permettant de caractériser les milieux spatiaux ionisés que ce soit les espèces chargées (électrons, ions) ou les champs électromagnétiques. Ces instruments plasmas, de plus en plus constitués sous forme de *consortium* au sein des missions spatiales, sont utilisés pour comprendre les phénomènes physiques au sein des plasmas spatiaux, dont les interactions entre le vent solaire et les corps du système solaire ainsi que la structure et la dynamique des ionosphères et des magnétosphères (induites et intrinsèques) planétaires.

Le chapitre 2 décrit en détail le principe et le fonctionnement des sondes à impédance mutuelle. Nous donnons également un aperçu historique depuis la toute première sonde embarquée à bord du satellite *French FR-1* en 1965. Nous détaillons les spécificités techniques et les objectifs scientifiques des différentes sondes à impédance mutuelle que nous considérons dans cette étude : RPC-MIP (*Rosetta*), PWI/AM²P (*BepiColombo*), RPWI/MIME (*JUICE*) ainsi que sur les futurs projets de sonde à impédance mutuelle sur plateforme nano-satellite dont le projet R&D *COMIX* et la future mission spatiale de l'ESA : *Comet Interceptor*. Nous montrons en détail les nouvelles conditions plasmas rencontrées par ces différentes missions spatiales d'exploration planétaire et la nécessité de développer et de réadapter des méthodes de modélisation de la réponse instrumentale des sondes à impédance mutuelle.

Le chapitre 3 présente la modélisation du potentiel de l'onde électrostatique émis par les sondes à impédance mutuelle dans un plasma. Nous détaillons les précédents modèles mis en place avant cette thèse. Nous discutons de leurs limites pour les nouvelles conditions plasmas rencontrées par les sondes à impédance mutuelle considérées dans ces travaux. Puis, nous présentons en détail les méthodes de modélisation du potentiel de l'onde électrostatique que j'ai développé durant cette thèse, permettant de (i) retrouver le potentiel de l'onde électrostatique modélisé par les précédentes méthodes et de (ii) généraliser à des fonctions de distribution en vitesse des électrons observées communément dans le vent solaire ou dans les ionosphères planétaires et cométaires.

Le chapitre 4 présente les méthodes de modélisation de la réponse instrumentale des sondes à impédance mutuelle à partir du potentiel de l'onde électrostatique calculé pour les différentes fonctions de distribution prises en compte dans cette étude, notamment celles à l'équilibre thermodynamique.

Dans un premier temps, nous détaillons la modélisation de la réponse instrumentale sur des géométries simplifiées en considérant les émetteurs comme des charges pulsantes. Cette modélisation permet d'isoler les effets des différentes fonctions de distribution sur la mesure de l'impédance mutuelle. Dans un deuxième temps, nous détaillons la modélisation de la réponse instrumentale par la méthode de Discrétisation Surfactive de Charge menée en collaboration

avec G. Wattieaux. Nous discutons de l'effet des charges électriques réparties sur le satellite et l'instrument ainsi que de l'inhomogénéité de plasma que ces charges génèrent autour de ces structures conductrices.

Le chapitre 5 présente mon étude sur l'observation des électrons froids par l'instrument RPC-MIP dans l'environnement de la comète 67P. Cette étude est une application directe de la modélisation de la réponse instrumentale mise en place durant cette thèse. En effet, à l'aide de la modélisation de la réponse instrumentale de RPC-MIP, il est possible de déterminer et de caractériser la présence de deux populations électroniques dans l'ionosphère de la comète tout au long de la phase opérationnelle de la mission *Rosetta*, notamment des électrons thermalisés par les molécules neutres provenant du dégazage du noyau de la comète 67P. Ces électrons sont appelés électrons froids dans le contexte de *Rosetta*. Ce chapitre donne alors un aperçu de la détection et des observations de cette population électronique sur toute la phase opérationnelle de *Rosetta* grâce aux spectres d'impédance mutuelle mesurés par RPC-MIP dans l'ionosphère de 67P. Cette population électronique ayant également été observée par les sondes de Langmuir, nous proposons une comparaison des observations entre les deux instruments.

Le chapitre 6 présente tout d'abord mon étude préliminaire sur la modélisation de la réponse instrumentale des futures sondes à impédance mutuelle PWI/AM²P et RPWI/MIME à bord respectivement du satellite Mio/MMO (*BepiColombo*) et *JUICE*. Dans un premier temps, nous présentons les spectres d'impédance mutuelle de PWI/AM²P attendus dans l'environnement de Mercure que ce soit dans le vent solaire ou dans la magnétosphère de la planète. Dans un second temps, nous détaillons les spectres d'impédance mutuelle attendus dans l'environnement de Ganymède en couplant nos modélisations instrumentales de RPWI/MIME à un modèle de l'ionosphère de Ganymède développé à l'Imperial College de Londres. Ces simulations numériques m'ont permis d'identifier les configurations d'antennes menant aux mesures les plus précises de la fréquence plasma électronique. Enfin, ce chapitre présente l'intérêt des simulations numériques de la réponse instrumentale développées au cours de cette thèse pour l'adaptation des sondes à impédance mutuelle sur les plateformes nano-satellites. En guise d'exemple, nous présentons les résultats de ces modélisations réalisées par N. Gadi à l'aide des codes de calcul de la méthode de Discrétisation Surfactive de Charge que j'ai développée durant cette thèse.

Enfin, nous présentons les conclusions de cette thèse ainsi que les perspectives pour les futures études de la modélisation et de l'exploitation des réponses instrumentales des sondes à impédance mutuelle.

En résumé, le chapitre 1 et le chapitre 2 présentent le contexte scientifique et technique de cette thèse, tandis que le chapitre 3, le chapitre 4 et le chapitre 5 représentent le coeur des travaux de thèse. Le chapitre 6 présente un travail préliminaire.

Les différents travaux menés tout au long de cette thèse ont fait l'objet de deux articles publiés et d'un article soumis en tant que premier auteur. Le premier article publié dans *Radio Science* en 2017 présente la méthode d'intégration numérique pour modéliser le potentiel de l'onde électrostatique ainsi que la modélisation de la réponse instrumentale des sondes à impédance mutuelle dans le cas d'un plasma à deux populations électroniques [Gilet et al., 2017]. Le second article, publié dans *Frontiers* en 2019, étend la modélisation du potentiel de l'onde électrostatique et des spectres d'impédance mutuelle à des fonctions de distribution contenant

des électrons suprathermiques [Gilet et al., 2019]. Le troisième article soumis dans *Astronomy & Astrophysics* présente l'étude des électrons froids observés par RPC-MIP, dont le traitement des données a été effectué à partir de la modélisation de la réponse instrumentale [Gilet et al., submitted]. Ces trois articles premier auteur sont placés en annexe A de ce manuscrit. Ces études menées au cours de cette thèse ont également conduit à de nombreuses collaborations qui ont abouti à des articles scientifiques auxquels j'ai participé en tant que co-auteur. Tout d'abord, j'ai collaboré avec G. Wattieaux afin d'adapter la méthode de Discrétisation Surfactive de Charge dans les conditions instrumentales de RPC-MIP et dans les conditions ionosphériques cométaires de 67P. Ces travaux sont détaillés dans Wattieaux et al. [2019]. Puis, la méthode de détection des électrons froids sur les mesures de RPC-MIP développée au cours de cette thèse a permis d'apporter une expertise sur l'étude de Engelhardt et al. [2018] concernant la présence d'électrons froids observés de manière indépendante par RPC-LAP. De plus, l'observation des électrons froids par RPC-MIP dans la cavité diamagnétique a été utilisée par Hajra et al. [2018] ainsi que Odelstad et al. [2018] pour comprendre les phénomènes physiques au sein de cette région non-magnétisée autour de la comète 67P. L'étude de la dépendance des électrons froids en fonction du champ électrique convectif du point de vue de RPC-MIP a permis de valider les observations réalisées par RPC-LAP [Edberg et al., 2019]. De plus, la présence des électrons froids sur les spectres de RPC-MIP a permis de comprendre la différence de densités des électrons issus d'une récente ionisation des molécules neutres déterminées par RPC-IES et RPC-MIP [Myllys et al., 2019]. Enfin, mes simulations numériques de la réponse instrumentale ont permis de comprendre la différence de détection de la fréquence plasma électronique entre le mode passif et le mode actif de RPC-MIP [Myllys et al., submitted]. Ces différents articles scientifiques seront régulièrement cités tout au long de ce manuscrit. Ils démontrent l'impact direct de mes travaux de modélisation de la réponse de l'instrument RPC-MIP sur de nombreuses études issues de différents instruments embarqués sur *Rosetta*.

Durant mes travaux de thèse, j'ai développé et adapté des codes numériques amenés à être exploités pour les différents projets à venir impliquant les sondes à impédance mutuelle. Ces codes, la plupart écrits en FORTRAN 90, ont été versionnés, documentés et placés sur la forge du LPC2E. Ces codes sont les suivants :

- *Potential* : Cette série de codes permettent de calculer le potentiel de l'onde électrostatique pour les différentes fonctions de distribution que nous allons introduire dans ce manuscrit. Certains de ces codes ont été parallélisés en OpenMP pour en améliorer la performance et ceci pour les mêmes fonctions de distribution.
- *Impedance* : Ces codes permettent de calculer la réponse instrumentale sur des géométries pour lesquelles les émetteurs sont vus comme des simples charges pulsantes, et ceci pour les différentes fonctions de distribution.
- *DSCD* : Ces codes contiennent différentes versions de la méthode de Discrétisation Surfactive de Charge dans le cas de RPC-MIP : (i) dans le vide, (ii) dans le plasma sans gaine, (iii) dans le plasma avec gaine. La version avec gaine est une adaptation en Fortran 90 du code développé initialement par G. Wattieaux.

De plus, durant cette thèse, j'ai encadré V. Savreux qui a développé, durant son stage de DUT, une interface graphique appelée *MIPy*. Cette interface permet d'effectuer la modélisation, l'affichage et l'exploitation direct du potentiel de l'onde électrostatique et des spectres d'impédance mutuelle. Cette interface graphique permet notamment d'effectuer la modélisation des spectres d'impédance mutuelle sur une gamme de configurations instrumentales de l'instrument

RPWI/MIME. Cela permettra de contraindre le choix des modes d'opération dans l'environnement de Ganymède. Cette interface est présentée en détail en annexe D. L'interface graphique est également versionnée, documentée et placée sur la forge du LPC2E.

Que ces différents codes et l'interface graphique puissent être utilisés sans retenue!

Enfin, j'ai animé lors de ma dernière année de thèse un groupe de travail au LPC2E portant sur l'application des méthodes d'apprentissage automatique (*Machine Learning, Deep Learning*) pour traiter les données spatiales (sonde à impédance mutuelle RPC-MIP, sonde à relaxation CLUSTER/WHISPER). Ces travaux menés sur les spectres d'impédance de RPC-MIP ont pour but d'étudier la faisabilité d'appliquer de telles méthodes pour le traitement sol des spectres d'impédance mutuelle pour les prochaines missions *BepiColombo* et *JUICE*. Pour cela, j'ai notamment co-encadré V. Savreux, qui durant son contrat de CDD, a mis en place des réseaux de neurones pour classifier le type de spectres de RPC-MIP (bruit, simple résonance, double-résonance) dans l'optique de repérer automatiquement la fréquence plasma électronique sur toute la base de données de RPC-MIP. Ces travaux sont résumés en Annexe C.

Nous profitons également des annexes pour détailler l'implémentation numérique de la Discrétisation Surfactive de Charge (DSCD) (Annexe B). Nous présentons la création de la géométrie, la mise en place du système linéaire à résoudre et au calcul du potentiel propre dépendant du type de maillage utilisé (rectangulaire ou triangulaire). De plus, nous présentons la modélisation du potentiel de l'onde électrostatique par la résolution d'une équation intégrale (Annexe E). Ces méthodes sont présentées ici dans un plasma homogène et constituent des travaux préliminaires pour modéliser ce potentiel dans un plasma inhomogène.

Chapitre 1

Les moyens expérimentaux des observations *in situ* dans les plasmas spatiaux

Sommaire

1.1 Les plasmas spatiaux	14
1.1.1 Qu'est-ce qu'un plasma?	14
1.1.2 L'émergence des observations liées aux plasmas spatiaux	16
1.2 Caractérisation des plasmas spatiaux : les moyens expérimentaux	22
1.2.1 Mesures des champs électromagnétiques	22
1.2.2 Analyseurs à particules	24
1.2.3 Les capteurs d'ondes	27
1.2.4 Vers les sondes à impédance mutuelle	29

LES plasmas spatiaux sont régis par une multitude de phénomènes complexes encore largement méconnus aujourd'hui. Bien que certains phénomènes aient été observés depuis des millénaires, notamment avec les aurores boréales, ce n'est qu'à partir du début du XX^{ème} siècle puis avec l'avènement de l'ère spatiale dans les années 1960 que l'on a commencé à comprendre les mécanismes physiques associés à ces plasmas. L'étude des plasmas spatiaux comprend l'étude des flux de plasma provenant du Soleil, appelés vent solaire, ainsi que de l'interaction de ces flux avec certaines régions localisées autour des corps du système solaire que ce soit autour des planètes, des lunes, ou de plus petits objets tels que les comètes. Certains de ces corps possèdent une région magnétisée intrinsèque ou induite. Ces régions, appelées *magnétosphères*, se structurent autour de ces corps par l'interaction avec le vent solaire. De plus, lorsque ces corps possèdent une atmosphère, aussi fine soit-elle, la haute couche de cette atmosphère interagit également avec le vent solaire. Les particules neutres de l'atmosphère sont ionisées par différents processus tels que la photo-ionisation ou l'ionisation par les particules à haute énergie du vent solaire. La haute couche de l'atmosphère devient alors une région conductrice électriquement, appelée *ionosphère*. Un couplage particulaire (transport de particules) et électromagnétique (dynamique globale des deux régions) a lieu entre l'ionosphère et la magnétosphère. Ces différents couplages entre la magnétosphère et l'ionosphère ainsi que leurs interactions respectives avec le vent solaire sont à la base de la plupart des observations *in situ* réalisées par les satellites spatiaux. La compréhension des milieux ionisés tels que les ionosphères, les magnétosphères (propres ou induites) et le vent solaire nécessite l'observation des paramètres fondamentaux du plasma c'est-à-dire des espèces (neutres ou chargées) ainsi que des champs électromagnétiques constituant ces milieux. C'est donc pour comprendre ces différents phénomènes physiques que les satellites et les fusées spatiales ont embarqué des moyens expérimentaux permettant de réaliser des mesures *in situ* et de caractériser ainsi bien les particules que les champs électromagnétiques dans les plasmas spatiaux.

Bien que les premières fusées et les premiers satellites spatiaux ont été dédiés à l'étude des différentes couches de l'ionosphère et de la magnétosphère terrestre, les missions spatiales se sont très vite tournées vers les autres corps du système solaire tels que les planètes telluriques (missions *Mariner*) ou les planètes gazeuses (missions *Pioneer*, *Voyager*) où les conditions se sont avérées sensiblement différentes à celle de la Terre et surtout uniques à chaque corps (absence de magnétosphère et/ou d'ionosphère, magnétisation, effet du vent solaire, ...). Il faut attendre le milieu des années 1980 pour que des missions spatiales (*ICE*, *Giotto*, ...) s'aventurent dans les environnements cométaires de 1P/Halley et 21P/Giacobini-Zinner.

Bien que les principes des moyens expérimentaux soient restés sensiblement les mêmes au fil des décennies, les missions spatiales planétaires et interplanétaires se sont montrées de plus en plus ambitieuses pour étendre les connaissances scientifiques sur les interactions entre le vent solaire et les corps du système solaire en profitant des améliorations des techniques de voyage spatiale (assistance gravitationnelle, masse de la charge utile, télémétrie, ...).

Afin de comprendre les interactions entre le vent solaire et les différentes régions des corps du système solaire (magnétosphère, ionosphère), ces différentes missions spatiales ont embarqués ou embarqueront des instruments dédiés à l'étude de ces plasmas. Les instruments plasmas peuvent être classés suivant différents types. Les analyseurs à particules (sonde de Langmuir, analyseurs à électrons & ions) sont des instruments fondés sur des mesures des particules chargées. Les capteurs électromagnétiques (antenne électrique, magnétomètre) sont dédiés à la mesure de la direction et de l'amplitude des champs électriques et magnétiques. Les capteurs d'ondes (bruit thermique, sonde à impédance mutuelle) réalisent des mesures à partir du comportement global du plasma. Comme la physique associée aux plasmas est un couplage entre le mouvement

des particules chargées et de la variation des champs électromagnétiques, les mesures effectuées par les différents types d'instruments plasma sont fortement corrélées entre elles. Ces moyens expérimentaux sont donc de plus en plus constitués sous forme de *consortium plasma* au sein des missions spatiales afin de regrouper les données observées. Les sondes à impédance mutuelle, ayant pour but de déterminer la densité et la température des électrons à partir des fréquences caractéristiques du plasma, font partie intégrante de ces regroupements d'instruments plasma.

Afin de présenter le contexte scientifique et technique de l'utilisation des sondes à impédance mutuelle à bord des satellites spatiaux, ce chapitre d'introduction est consacré à donner un aperçu des enjeux scientifiques et techniques des observations réalisées *in situ* au sein des différents types de plasmas spatiaux (vent solaire, magnétosphère, ionosphère). Pour cela, nous donnons tout d'abord un historique des observations des phénomènes dus aux interactions entre le vent solaire et les différentes couches de l'ionosphère et de la magnétosphère terrestres (section 1.1). Nous donnons ensuite un résumé des missions spatiales héliosphériques, planétaires et interplanétaires ayant permis de rehausser la compréhension des phénomènes physiques au sein des plasmas spatiaux à l'aide de mesures *in situ*.

Le contexte scientifique des expériences d'impédance mutuelle ne se limite pas aux conditions plasmas et aux mesures réalisées au sein des plasmas spatiaux. En effet, les sondes à impédance mutuelle interagissent fortement avec les autres types d'instruments plasma que ce soit de manière instrumentale et technique (partage d'une même antenne, ...), en terme de traitement de données (calibration entre instruments) ou scientifique (regroupement de données).

Pour comprendre ce contexte, nous donnons dans la deuxième partie de ce chapitre, un aperçu des principaux instruments de mesures *in situ* présents à bord des satellites spatiaux permettant de caractériser les particules chargées et les champs électromagnétiques au sein des plasmas (section 1.2).

1.1 Les plasmas spatiaux

Pour qu'un gaz neutre devienne un gaz ionisé, appelé plasma, il doit subir généralement des contraintes qui ne peuvent que se réaliser naturellement dans l'espace ou par des machines en laboratoire. Ces deux types de plasmas, appelés respectivement plasmas spatiaux et plasmas de laboratoire, constituent un état de la matière à part entière. Nous nous focalisons dans cette thèse aux plasmas spatiaux.

Dans cette section, nous rappelons la définition d'un plasma (section 1.1.1) avant de donner un aperçu des observations des phénomènes inhérents aux plasmas spatiaux (section 1.1.2) depuis les observations au sol effectuées depuis plusieurs milliers d'années jusqu'aux observations *in situ* réalisées par les fusées et les satellites spatiaux.

1.1.1 Qu'est-ce qu'un plasma?

La matière constituant notre environnement proche se présente essentiellement sous forme solide, liquide ou gazeuse. Dans les conditions usuelles, un gaz ne permet pas la conduction de l'électricité. Un gaz pur est généralement considéré comme un isolant parfait car il ne contient aucune particule chargée libre (électron, ion). Cependant, lorsque ce gaz est soumis à certaines contraintes physiques (champ électromagnétique de longueur d'onde inférieure à 100 nm, température suffisamment élevée, ...) ou s'il est bombardé de particules à haute énergie, des électrons et des ions se créent dans ce gaz. Ce processus est appelé ionisation d'un gaz. Si cette ionisation est assez importante, le gaz devient conducteur. Ce gaz est alors appelé un *plasma*. Ce terme a été introduit à la fin des années 1920 par les physiciens I. Langmuir et L. Tonks suite à des expériences en laboratoire sur les dispositifs à décharges dans les gaz [Langmuir, 1928].

Si le champ électrique ou le champ magnétique appliqué n'a qu'un effet négligeable sur la dynamique des particules neutres, il change radicalement celle des particules chargées (électrons et ions). De plus, les mouvements des particules chargées influencent les champs électromagnétiques leur donnant naissance. On conçoit, en conséquence, que la dynamique d'un plasma est régie par l'interaction auto-consistante du mouvement de ses particules chargées et de la variation des champs électromagnétiques appliqués. Ce couplage est illustré en figure 1.1. L'étude d'un plasma requiert alors de connaître un maximum d'informations sur les particules chargées (densité, vitesse, température, distribution statistique) ainsi que sur les champs électromagnétiques (amplitude, direction) pour pouvoir comprendre les phénomènes associés à ce plasma.

F. Chen définit un plasma comme un gaz *quasi-neutre* constitué de particules chargées (et contenant éventuellement des particules neutres) ayant un comportement collectif [Chen, 1974]. Le terme *gaz quasi-neutre* provient du fait que, vu dans son ensemble, un plasma est électriquement neutre, c'est-à-dire qu'il contient autant de charges négatives que de charges positives en son sein. Cependant, à petite échelle, il peut exister une accumulation de charges local, aboutissant à des écarts à la quasi-neutralité. Cette échelle est caractérisée par la longueur de Debye :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (1.1)$$

où ϵ_0 est la constante diélectrique du vide, k_B la constante de Boltzmann, T_e la température électronique, n_e la densité électronique et e la charge électronique.

Tout excès local de charge crée un champ électrique qui interagit lui-même avec les particules voisines. Des oscillations d'électrons libres se forment alors naturellement dans le plasma. Ces

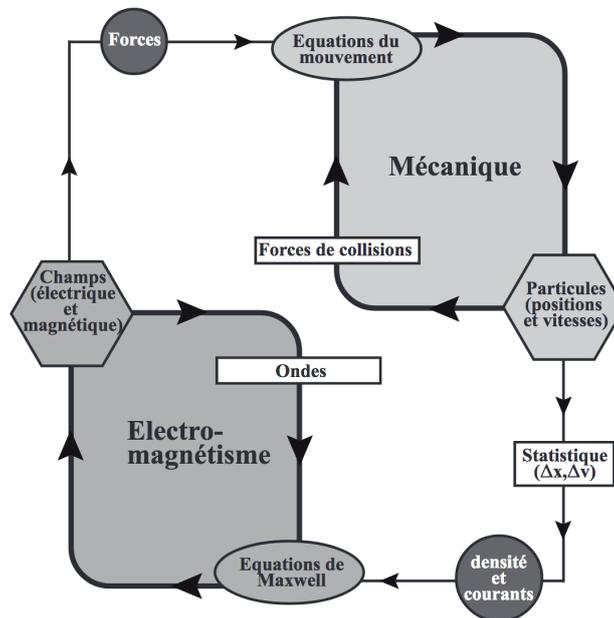


FIGURE 1.1 – Schéma représentant le couplage entre la partie mécanique (mouvement des particules) et la partie électromagnétique (variations du champ électrique et du champ magnétique) dans un plasma. D’après le cours M2 *Plasmas Astrophysiques* de Philippe Savoini.

oscillations sont caractérisées par la pulsation plasma :

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (1.2)$$

où m_e est la masse de l’électron. Si l’on cherche à décrire ces oscillations dans la gamme haute fréquence (HF), les ions beaucoup plus massifs sont considérés immobiles. Seuls les électrons de faible inertie oscillent collectivement à la fréquence plasma (Eq. 1.2). L’agitation thermique et les collisions jouent un rôle négligeable.

La longueur de Debye et l’oscillation plasma définissent respectivement une échelle spatiale et temporelle permettant de classer les différents types de plasmas en fonction de la densité des électrons (déterminée à partir de la pulsation plasma) et en fonction de la température des électrons (déterminée à partir de la longueur de Debye et de la pulsation plasma). Un exemple des différents types de plasma selon leur densité et leur température électronique est montré en figure 1.2.

Dans ce qu’on appelle conditions normales de pression et de température, les plasmas à l’état naturel sont très rares. Ils sont généralement créés artificiellement dans les laboratoires et interviennent notamment dans le contrôle de la fusion nucléaire dans les tokamaks ou dans les tubes néons [Chen, 1974]. Il faut s’élever au dessus des basses couches de l’atmosphère terrestre pour commencer à observer des plasmas à l’état naturel (ionosphère, magnétosphère). Ces différentes régions sont constituées de plasmas interagissant fortement avec le flux de plasma provenant du Soleil, appelé vent solaire. Ces plasmas à l’état naturel sont alors appelés plasmas spatiaux. De multiples phénomènes physiques, attestant la présence de plasmas spatiaux sont observés dans l’environnement terrestre ou planétaire et dans l’Univers tout entier. Dans la section suivante, nous donnons un aperçu des observations de ces phénomènes depuis les premières observations au sol par des phénomènes spectaculaires (aurores boréales) jusqu’aux observations *in situ* me-

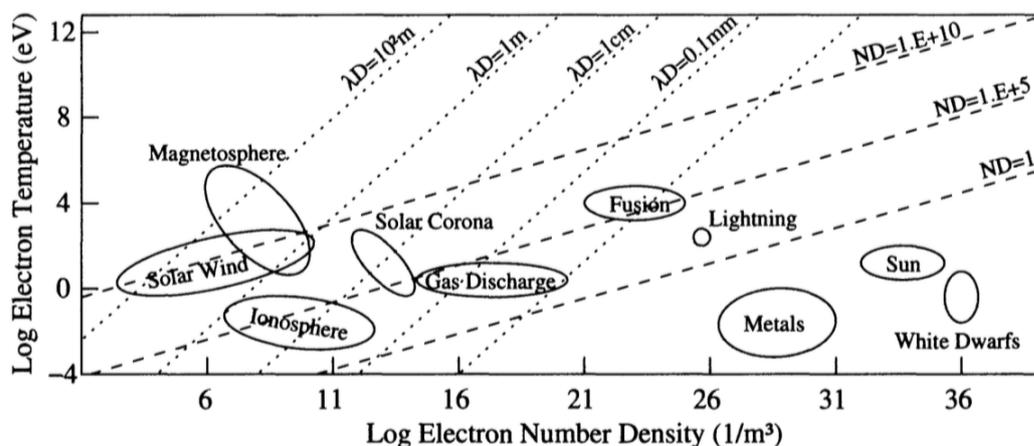


FIGURE 1.2 – Les différents types de plasmas dans l’Univers suivant la densité électronique n_e , la température électronique T_e , la longueur de Debye λ_D et le nombre N_D de particules dans une sphère de rayon λ_D , appelée sphère de Debye. Adaptée de [Kallenrode \[2004\]](#).

nées par les engins spatiaux dans toutes les régions visitées du système solaire.

1.1.2 L’émergence des observations liées aux plasmas spatiaux

Bien que la théorie associée à la physique des plasmas soit relativement jeune (début du XX^{ème} siècle) et que les données spatiales *in situ* ne soient disponibles que depuis la fin des années 1950 avec le lancement de fusées et de satellites spatiaux dans les milieux plasmas, les observations des phénomènes associés aux plasmas spatiaux remontent à quelques millénaires.

En effet, les aurores boréales consistent en une manifestation observable de l’interaction entre le vent solaire et des couches magnétosphérique et ionosphérique. Les aurores boréales étant facilement visibles (à hautes latitudes), ce sont les premières observations qui ont pu être cataloguées dans l’histoire de l’humanité. Les premières traces d’aurores boréales datent de plus de 30 000 ans par des peintures rupestres laissant penser à des représentations d’aurores boréales (figure 1.3-(a)) [[Eather, 1980](#)]. Cette période coïncide avec la migration de l’*homo-sapiens* à de très hautes latitudes, où les aurores boréales sont plus communes.

Des traces d’aurores boréales auraient également été retrouvées dans la littérature européenne chez les grecs ou dans l’ancien testament (*Livre d’Ezéchiel*, premier verset). Le philosophe Xenophane (-600 av JC.) décrit les aurores boréales comme une accumulation de nuages brûlants (figure 1.3-(b)) [[Stothers, 1979](#)]. La littérature chinoise fait également référence à des possibles aurores boréales dès 2000 av. JC. (*Book of Mountains and Seas*, [[Wang et Siscoe, 1995](#)]). Comme l’origine de ces événements était inconnue, ils inspirèrent beaucoup de craintes et de superstitions. Ils étaient souvent pris pour des manifestations des divinités. Il faudra attendre le XVII^{ème} siècle pour commencer à l’élaboration des théories scientifiques pour comprendre les phénomènes liés aux aurores boréales. Galilée émet l’hypothèse que les aurores boréales ont été causées par l’air qui s’élevait de l’ombre de la terre jusqu’à l’endroit où elles pouvaient être illuminées par la lumière du Soleil. L’astronome E. Halley est le premier à suggérer que ces phénomènes dépendent de la direction d’un champ magnétique généré par la Terre [[Halley, 1716](#)].

Entre 1645 et 1715, due à la faible activité solaire (minimum de Maunder), l’observation d’aurores boréales en est drastiquement réduite [[Maunder, 1894](#)]. En 1731, le philosophe français de Mairan est le premier à penser que les aurores boréales sont fortement liées à l’activité solaire [[de Mairan](#)



FIGURE 1.3 – Illustration des différentes observations de phénomènes liés aux plasmas spatiaux. Sur la colonne de gauche, les observations des aurores boréales. Sur la colonne de droite, les observations de la comète 1P/Halley. (a) *Macaronis*, peinture rupestre datant de -30 000 av. JC, (b) Dessin d'aurores boréales (1570) vues comme des bougies dans les nuages (Crédit : Crawford Library, Royal Observatory, Edinburgh), (c) Photographie d'aurores boréales en Terre Adélie (Crédit : Jean-Baptiste GILET) , (d) Observation d'aurores boréales aux pôles de Jupiter (Crédit : télescope Hubble, NASA, ESA, and J. Nichols (University of Leicester)) (e) Tapisserie de Bayeux (1066), (f) Tableau *L'adoration des mages* de Giotto (1305) (g) Photographie de la comète lors de son passage en 1910 (Crédit : E.E. Barnard, Yerkes Observatory, Wisconsin) , (h) Photographie du noyau de la comète par le satellite Giotto en 1986 (Crédit : ESA/MPS)

et al., 1754]. Grâce aux progrès techniques et scientifiques durant le XIX^{ème} siècle et le début du XX^{ème} siècle, les scientifiques tels que Celsius, Becquerel ou Birkeland commencent à affiner les liens entre le vent solaire, l'ionosphère et la magnétosphère pour avoir une explication sur le processus de création des aurores boréales [Birkeland, 1901]. Il faudra attendre les mesures *in situ* des satellites spatiaux pour comprendre que les aurores boréales n'apparaissent pas seulement dans le domaine du visible et permettent de caractériser les nombreux couplages entre le vent solaire et les régions plasmas de la Terre menant à l'apparition des aurores boréales [Frank et Craven, 1988; Gurnett et Inan, 1988]. Un aperçu des couplages et des phénomènes physiques entrant en jeu dans la création des aurores boréales est illustré en figure 1.4. Les satellites spatiaux planétaires

ont montré que ces phénomènes n'étaient pas limités à l'environnement terrestre. Des observations d'aurores boréales sur d'autres planètes du système solaire (par exemple Jupiter ou Saturne) ont été réalisées. Un exemple d'une image d'aurore boréale reconstituée par le satellite Hubble est illustré en figure 1.3-(d).

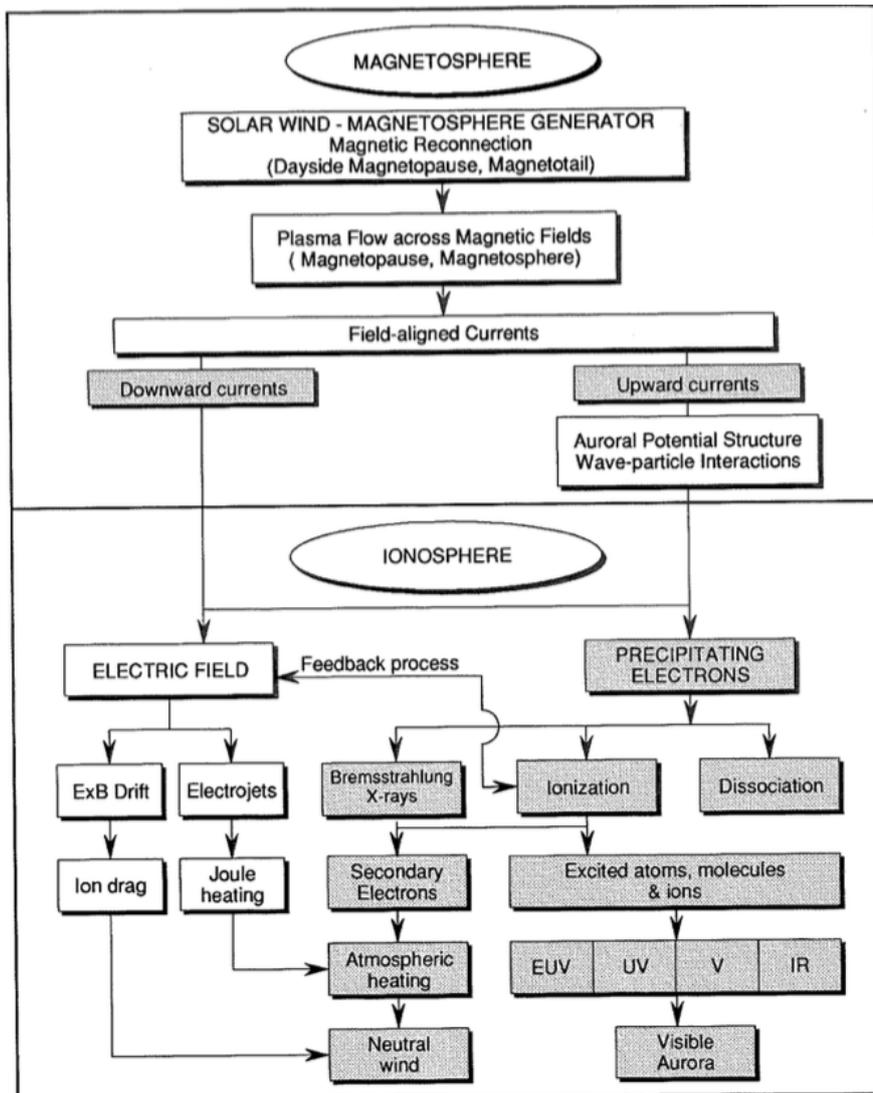


FIGURE 1.4 – Aperçu des phénomènes et des différents couplages menant à la création des aurores boréales. Adaptée de Akasofu [1991].

Les autres observations liées aux plasmas spatiaux sont les passages de comètes dans le voisinage terrestre. En effet, la queue cométaire est fortement impactée par le vent solaire. C'est ce que conclura Biermann en 1951 pour prouver l'existence d'un flux de plasma provenant du Soleil puisque la direction de la queue cométaire semblait toujours être dirigée dans le sens opposé au Soleil [Biermann, 1951]. L'observation des queues cométaires remonte également à plusieurs millénaires avec notamment le passage régulier de la comète 1P/Halley. La tapisserie de Bayeux (1066-1082) fait référence au passage de cette comète en 1066 (Fig.1.3-(e)). De nombreux artistes vont s'inspirer de ces larges traînées de poussières parfois visibles en plein jour sur Terre, tels que Giotto auquel une mission cométaire rendra hommage en étant baptisée à son nom (Fig 1.3-(f)).

Concernant l'existence d'une ionosphère terrestre, il faut attendre le début du XX^{ème} siècle avec le début des transmissions radio inter-continentales (menée par G. Marconi) pour émettre l'idée de la présence de cette couche de la haute-atmosphère [Joly, 1902]. En effet, la réflexion des ondes radio est due à l'existence d'une couche fortement conductrice électriquement comme le prédisent les physiciens Kennelly et Heaviside en 1902. C'est en 1925 que les physiciens Appleton et Barnett caractériseront les différentes couches de l'ionosphère terrestre telles que nous les connaissons aujourd'hui [Appleton et Barnett, 1925].

C'est au cours de cette même période que la théorie associée aux plasmas prend son essor avec l'utilisation et le contrôle des plasmas dans les laboratoires scientifiques [Langmuir, 1928]. Le domaine des plasmas spatiaux moderne a débuté avec le développement des satellites et des fusées spatiales à la fin des années 1950. Des mesures *in situ* ont alors pu être effectuées dans différentes couches de l'ionosphère et de la magnétosphère terrestre. En 1958, quelques mois après le lancement de *Sputnik-1*, la sonde américaine *Explorer-1* avec à son bord un compteur geiger a permis de mettre en évidence la présence de la ceinture de radiation appelée aujourd'hui ceinture de Van Allen [van Allen et Frank, 1959]. Cette ceinture définit une zone toroïdale de la magnétosphère terrestre contenant une grande densité de particules à haute énergie provenant du vent solaire, particules en partie responsables des aurores boréales en interagissant avec les molécules de l'ionosphère terrestre en cas de sous-orages magnétiques. En 1961, le satellite *Explorer-10* est le premier satellite à effectuer des mesures dans les différentes régions de la magnétosphère. En étant le premier à s'affranchir de l'attraction terrestre, le satellite russe *Luna-1* est le premier à mesurer directement les particules du vent solaire. Avec les progrès de l'aérospatial, les satellites spatiaux se mettent à explorer les environnements planétaires et interplanétaires. Le programme spatial *Mariner* (1960-1975) a été chargé d'explorer l'environnement des planètes telluriques (Mercure, Vénus et Mars). Les programmes *Pioneer* et *Voyager* ont été menés pour explorer l'environnement des planètes gazeuses (Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune). Certains de ces satellites continuent encore aujourd'hui à observer les confins du système solaire [Dialynas et al., 2019; Gurnett et al., 2013] mais également au plus près de notre Soleil. Récemment, le satellite *Parker Solar Probe* [Fox et al., 2016] s'est approché à environ 0.04 UA du Soleil. Les premiers résultats scientifiques devraient permettre d'en savoir plus sur l'état du vent solaire à une telle proximité de notre étoile. Dans les années 1980, avec le passage des comètes 21P/Giacobini-Zinner et 1P/Halley, différents satellites tels que *Giotto*, *ICE* ou *VEGA* ont analysé pour la première fois l'environnement ionisé d'une comète [Reinhard, 1987; Zwickl et al., 1986]. Avec les progrès de l'exploration spatiale en profitant notamment de l'assistance gravitationnelle des planètes, les satellites ont commencé petit à petit à se mettre en orbite autour des planètes pour réaliser des cartographies précises des régions ionisées et magnétisées des différentes planètes du système solaire. Par exemple, la mission *Cassini-Huygens* s'est mise en orbite autour de Saturne pendant près de 13 ans (2004-2017) [Matson et al., 2002]. Le satellite *Juno* est actuellement en orbite autour de Jupiter [Bolton et al., 2017]. Un résumé non-exhaustif des missions spatiales ayant visité les différents corps du système solaire est proposé en table 1.1.

Le vent solaire influençant les ionosphères et les magnétosphères des corps du système solaire, les processus physiques inhérents dans l'interaction entre ces différentes régions sont différents selon l'environnement plasma autour des corps du système solaire. Barabash [2012] a référencé différentes classes d'interaction des corps du système solaire selon la masse totale des gaz neutres (atmosphère ou dégazage des comètes) et l'amplitude moyenne du champ magnétique. On peut constater que de nombreux phénomènes physiques proviennent de l'interaction possible entre le

TABLEAU 1.1 – Aperçu non-exhaustif des missions spatiales ayant visité les différents corps du système solaire. En *italique*, les missions n’ayant réalisé qu’un ou plusieurs survols. En **rouge**, les missions terminées. En **bleu**, les missions en cours de préparation. En normal, les missions en cours. En **gras**, les missions qui seront détaillées dans cette étude.

Corps du système solaire	Exemple de missions spatiales
Soleil	Helios-1 & 2 , ISEE , Ulysses , WIND, SoHo, ACE, Stereo-A & B Parker Solar Probe, Solar Orbiter
Mercure	<i>Mariner-10</i> , Messenger, BepiColombo
Venus	<i>Mariner-2, 5 & 10</i> , Pioneer Venus Orbiter, Venus Express, Akatsuki
Terre	Spoutnik, Arcad-3, Cluster, THEMIS, MMS
- Lune	missions Luna, missions Apollo, missions Lunar Orbiter, LRO, Chang’e 4
Mars	<i>Mariner-4, 6, 7</i> , Mariner-8, Viking-1 & 2, Mars-5, 6, Mars Global Surveyor, Mars Express, Curiosity, MAVEN, Mars Orbiter Mission, InSight, ExoMars 2020
Comètes	<i>VEGA-1,2</i> , <i>Suisei</i> , <i>Sakigake</i> (1P/Halley), <i>ICE</i> (21P/Giacobini-Zinner), <i>Giotto</i> (1P/Halley & 26P/Grigg-Skjellerup), Deep Space-1 (19P/Borrelly), Stardust (81P/Wild), Rosetta (67P/Churyumov-Gerasimenko), Comet Interceptor
Astéroïdes	Shoemaker (433-Eros), Hayabusa (25143-Itokawa), Hayabusa-2 (162173-Ryugu) <i>New Horizons</i> (486958-Ultima Thulé), OSIRIS-REx (101955-Bénou)
Jupiter	<i>Pioneer-10 & 11</i> , <i>Voyager-1 & 2</i> , Galileo , Juno, JUICE , Europa Clipper
- Io	Galileo
- Europe	Galileo , JUICE , Europa Clipper
- Ganymède	Galileo , JUICE
- Callisto	Galileo , JUICE
Saturne	<i>Pioneer-11</i> , <i>Voyager-1 & 2</i> , Cassini-Huygens
- Titan	Cassini-Huygens
Uranus	<i>Voyager-2</i>
Neptune	<i>Voyager-2</i>
Pluton	<i>New Horizons</i>
Heliopause	<i>Pioneer-11</i> , <i>Voyager-1 & 2</i> , <i>New Horizons</i> ,

vent solaire et les plasmas générés au voisinage des objets et des planètes du système solaire. C'est pour cela que les satellites spatiaux ont l'ambition de visiter les différents corps du système solaire afin de caractériser ces interactions à l'aide de mesures *in situ*.

Par exemple, les missions *Cluster-II* [Escoubet et al., 1997], *MMS* [Fuselier et al., 2016] ou *THEMIS* [Angelopoulos, 2008] étudient actuellement les différentes régions de la magnétosphère terrestre suivant l'activité solaire. Les magnétosphères d'Uranus et Neptune ont été étudiées par les satellites *Pioneer* et *Voyager*. La magnétosphère de Mercure a été observée par le satellite *Mariner-10* et plus récemment par le satellite *MESSENGER* [Johnson et al., 2012].

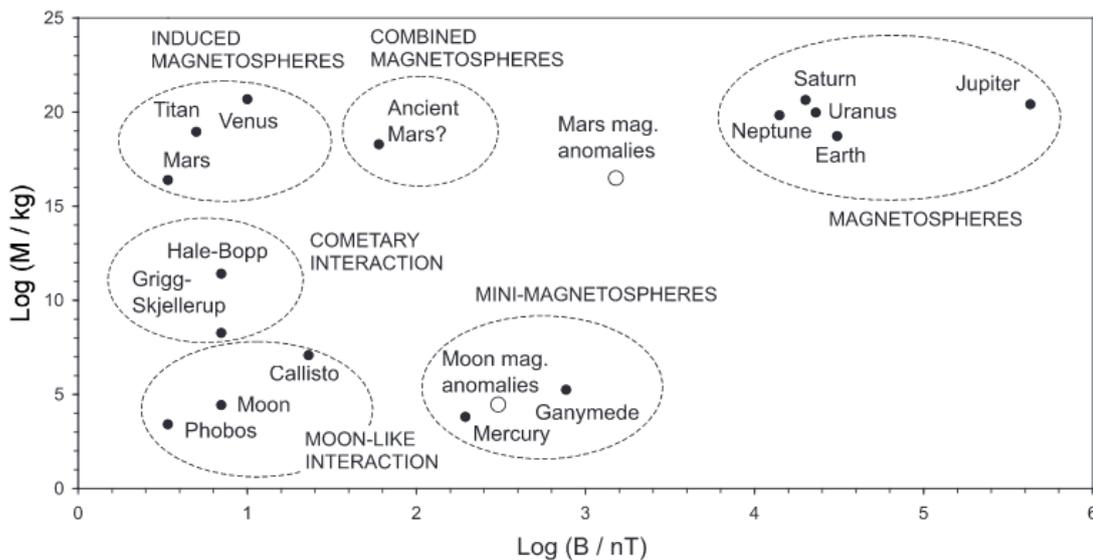


FIGURE 1.5 – Classification des interactions des corps du système solaire en fonction de la masse totale des gaz neutres au sein des atmosphères, des exosphères ou des activités de dégazage cométaire ainsi que l'amplitude moyenne du champ magnétique au voisinage de ces corps. Adaptée de Barabash [2012].

C'est dans ce contexte que les missions *Rosetta* (comète 67P/Churyumov-Gerasimenko) et *Bepi-Colombo* (Mercure) ont été sélectionnées respectivement au sein des programmes Horizon 2000 et Horizon 2000+ au milieu des années 1990. La mission *Rosetta* qui s'est terminée en septembre 2016 a pour la première fois accompagné une comète pendant plus de deux ans en permettant l'analyse de l'ionosphère de la comète 67P dans différentes conditions d'activités du noyau [Glassmeier et al., 2007a]. Concernant la mission *Bepi-Colombo*, sous responsabilité conjointe de l'ESA et la JAXA, elle a été lancée avec succès le 19 octobre 2018 et devrait se mettre en orbite autour de Mercure à la fin de l'année 2025 [Benkhoff et al., 2010]. Composée de deux satellites distincts, la mission a pour but d'étudier l'interaction du vent solaire avec la magnétosphère de Mercure alors que cette planète ne possède pas d'ionosphère. De plus, lors du programme Cosmic-Vision 2015-2025, l'ESA a sélectionné la mission *JUICE* (Jupiter Icy Moons Explorer), une mission ayant pour objectif l'étude du système jovien et plus particulièrement de Ganymède, une des principales lunes de la planète gazeuse [Grasset et al., 2013]. Cette lune est unique puisqu'elle est à ce jour la seule lune connue du système solaire à posséder sa propre magnétosphère intrinsèque. La mission est programmée pour un lancement en 2022 et arrivera dans le système jovien dans le courant de l'année 2029. Au vu du succès de la mission *Rosetta*, la mission *Comet Interceptor*, sélectionnée par l'ESA en juin 2019, retournera dans l'environnement d'une comète. Composée d'un satellite principal et de deux nano-satellites filles, la mission réalisera alors une étude de la composition et de

la structure du noyau d'une comète entrant pour la première fois dans le système solaire interne, ainsi que des mesures multi-points visant à caractériser la dynamique des phénomènes ayant lieu dans l'environnement cométaire.

Pour effectuer des mesures *in situ* au sein des plasmas spatiaux afin de comprendre les phénomènes physiques et les différentes interactions qui s'y manifestent, les satellites spatiaux embarquent des instruments permettant la mesure des particules chargées (électrons, ions) ainsi que des champs électromagnétiques. Nous introduisons ces moyens expérimentaux dans la section suivante.

1.2 Caractérisation des plasmas spatiaux : les moyens expérimentaux

Dans cette section, nous présentons les instruments permettant de mesurer les champs électromagnétiques (section 1.2.1). Puis, nous présentons les analyseurs à particules (section 1.2.2). Enfin, nous présentons les instruments utilisant la détection des ondes des plasmas pour déterminer les caractéristiques du plasma (section 1.2.3).

Dans cette étude, nous nous focalisons sur les instruments étant en relation avec les sondes à impédance mutuelle. Pour un aperçu plus complet des instruments plasmas embarqués à bord de satellites spatiaux, le lecteur pourra se référer aux livres suivants : [Huddleston et Leonard \[1965\]](#); [Pfaff et al. \[1998a,b\]](#).

1.2.1 Mesures des champs électromagnétiques

Dans cette section, nous présentons les différents instruments permettant de réaliser des mesures du champ électrique (section 1.2.1.1) et du champ magnétique (section 1.2.1.2). Comme un satellite spatial a tendance à se charger électriquement, il génère lui-même un champ électrique et un champ magnétique. Il perturbe alors le plasma environnant et donc les champs électromagnétiques du milieu ionisé. Afin d'éviter ces effets perturbateurs sur les mesures des champs, ces instruments sont montés sur des bras des satellites et sont éventuellement conçus sous forme d'antennes pouvant aller jusqu'à plusieurs dizaines de mètres [[Kallenrode, 2004](#)].

1.2.1.1 Mesure du champ électrique

Le champ électrique \mathbf{E} peut être caractérisé par ses composantes (E_x, E_y, E_z) ou par son amplitude. La mesure de ces grandeurs se réalise généralement avec des antennes électriques suffisamment éloignées du corps du satellite. Le principe de cette mesure consiste à déterminer la différence de potentiel électrique entre deux points (senseurs). Un exemple de mesures du champ électrique réalisées à bord du satellite *CLUSTER-II* par différents instruments est illustré en figure 1.6.

La mesure du potentiel peut être effectuée par différents instruments tels que les sondes de Langmuir (section 1.2.2.1) ou les antennes électriques. Une liste non-exhaustive d'instruments destinés à mesurer le champ électrique est disponible dans le tableau 1.2.

Pour plus de détails techniques sur les mesures du champ électrique, le lecteur pourra se référer à la bibliographie : [Paschmann et al. \[1998\]](#); [Pedersen et al. \[1998\]](#).

1.2.1.2 Mesure du champ magnétique

Le champ magnétique \mathbf{B} peut être décrit par les trois composantes (B_x, B_y, B_z) ou bien par le couple direction et amplitude. Ces mesures peuvent être réalisées par des magnétomètres. Il existe

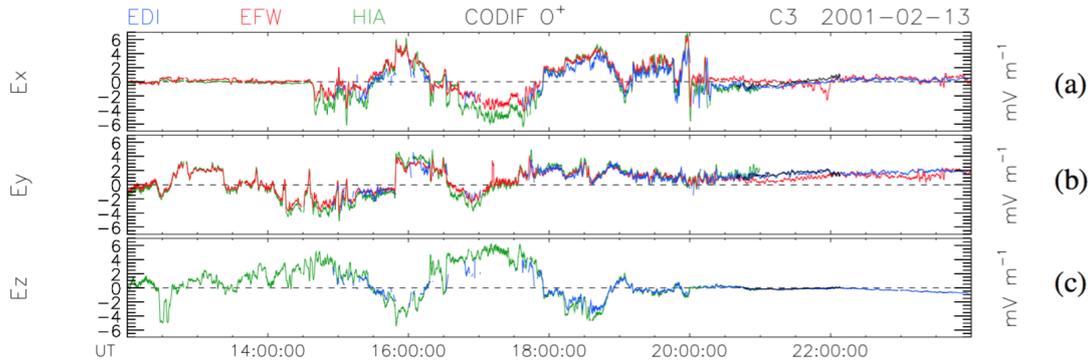


FIGURE 1.6 – Exemple de données du vecteur de champ électrique (E_x , E_y , E_z) mesurées par les instruments EDI (double-probes, bleue), EFW (Electron drift, rouge) et déduites de l'instrument CIS HIA (spectromètre ion, verte) et de CODIF (spectromètre, noire) sur une période de 12h à bord du satellite *Cluster-II*. Adaptée de Eriksson et al. [2006].

TABLEAU 1.2 – Liste non-exhaustive des instruments permettant de mesurer le champ électrique

Instrument	Mission	Référence
EDI, EFW	CLUSTER-II	[Gustafsson et al., 1997; Paschmann et al., 1997]
RPC-LAP	Rosetta	[Eriksson et al., 2007]
MEFISTO	BepiColombo	[Blomberg et al., 2006]
GANDALF	JUICE	[Grasset et al., 2013]

différents types de magnétomètres tel que le magnétomètre fluxgate, le magnétomètre à induction magnétique ou le magnétomètre SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) [Snare, 1998]. Un exemple de mesures du champ magnétique réalisé par le magnétomètre RPC-MAG à bord du satellite *Rosetta* [Glassmeier et al., 2007b] est présenté en figure 1.7. La valeur et la direction du champ magnétique permettent de caractériser les différentes régions de la magnétosphère créée autour des corps du système solaire et les interactions entre le champ magnétique du vent solaire et les différentes régions plasmas (ionosphère, magnétosphère). Une liste non-exhaustive d'instruments destinés à mesurer le champ magnétique est disponible dans le tableau 1.3.

TABLEAU 1.3 – Liste non-exhaustive des instruments permettant de mesurer le champ magnétique à bord de différentes missions spatiales

Instrument	Mission	Référence
MAG	Cassini-Huygens	[Dougherty et al., 2004]
RPC-MAG	Rosetta	[Glassmeier et al., 2007b]
Fluxgate magnetometers	Parker Solar Probe	[Bale et al., 2016]
FIELDS	Parker Solar Probe	[Bale et al., 2016]
MERMAG	BepiColombo	[Baumjohann et al., 2010]
J-MAG	JUICE	[Dougherty, 2014]

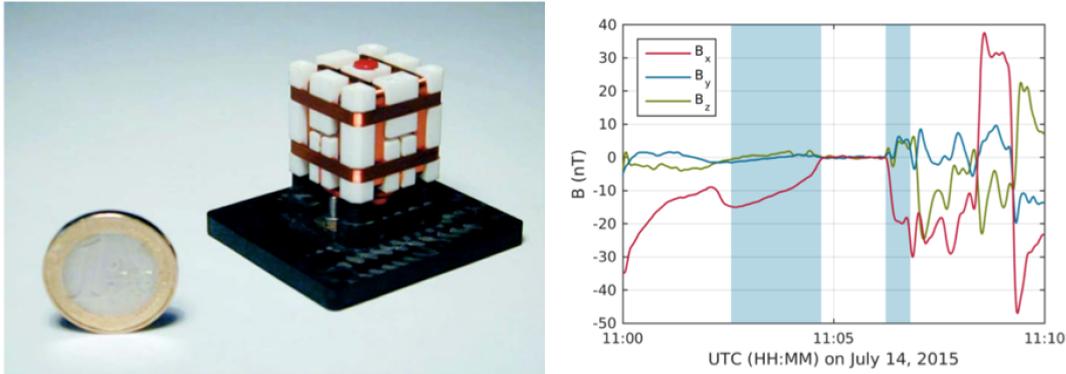


FIGURE 1.7 – (a) Exemple du magnétomètre RPC-MAG embarqué à bord du satellite *Rosetta* (Adaptée de [Glassmeier et al. \[2007b\]](#)), (b) Exemple de mesures du champ magnétique par RPC-MAG dans l'ionosphère de la comète 67P sur un intervalle de 10 minutes suivant les trois axes du champ magnétique (B_x, B_y, B_z). Adaptée de [Goetz et al. \[2016b\]](#).

1.2.2 Analyseurs à particules

Les instruments particules à bord des fusées et des satellites spatiaux sont utilisés pour mettre en évidence la présence des particules neutres ainsi que les particules chargées (ions et électrons). Une bonne caractérisation de ces différentes populations consiste à déterminer leur densité respective, leur vitesse propre, leur température ainsi que leur fonction de distribution en vitesse. Différents instruments permettent de mesurer ces paramètres.

1.2.2.1 Les sondes de Langmuir

Les sondes de Langmuir sont constitués d'une ou plusieurs électrodes immergées dans le plasma. Les caractéristiques courant-tension de ces sondes permettent d'accéder aux différents paramètres du plasma environnant tels que la densité des électrons et des ions, la température des électrons, ou encore le potentiel du satellite. En appliquant une tension de polarisation sur la sonde, le courant électrique est collecté par l'instrument. En faisant varier la tension, une courbe tension-courant (I-V) est alors construite comme celle présentée en figure 1.8.

L'interprétation de ces courbes dépend des conditions sur le plasma et le choix de l'électrode collectrice de courant. Par exemple, dans les conditions de la mission *Rosetta*, en considérant un plasma Maxwellien, le courant d'électrons I_e recueilli par la sonde est exprimé par :

$$I_e = A n_e e \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}} \left(1 + \frac{eU}{k_B T_e} \right) \quad (1.3)$$

où $A = 4\pi a^2$ est la surface du collecteur de la sonde de rayon a et $U = V_b - V_s$ est le potentiel de la sonde par rapport au plasma avec V_b est la tension de polarisation, V_s est le potentiel du vaisseau spatial. Ensuite, la dérivée du courant d'électrons (*electron slope*) par rapport au potentiel de la sonde est :

$$\frac{dI_e}{dU} = a^2 n_e e^2 \sqrt{\frac{8\pi}{m_e k_B T_e}} \quad (1.4)$$

Par conséquent, la pente de la courbe I-V dépend de la densité et de la température des électrons. Lorsque la densité des électrons est mesurée par un autre instrument, il est possible de déterminer la température des électrons. De plus, les sondes de Langmuir peuvent mesurer le potentiel

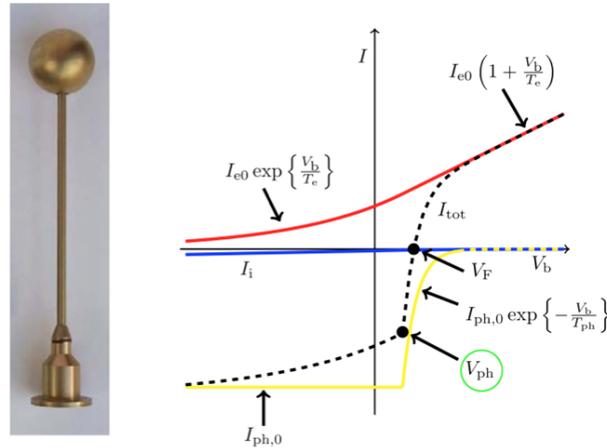


FIGURE 1.8 – Exemple d’une des deux sondes de Langmuir à bord du satellite *Rosetta* (RPC-LAP, [Eriksson et al., 2007]) ainsi qu’une courbe idéalisée de courant-tension (I-V) d’une sonde de Langmuir (Adaptée de Odelstad et al. [2017]).

TABEAU 1.4 – Liste non-exhaustive des sondes de Langmuir embarquées sur différentes missions spatiales

Instrument	Mission	Référence
APV-V	VEGA	[Grard et al., 1985]
RPC-LAP	Rosetta	[Eriksson et al., 2007]
LPW	MAVEN	[Andersson et al., 2015]
MEFISTO	BepiColombo	[Kasaba et al., 2010]
GANDALF	JUICE	[Grasset et al., 2013]

propre du satellite. Ce potentiel est relié à la variation des électrons issus d’une récente ionisation. Il est donc possible d’obtenir des informations essentielles sur la population électronique à partir des sondes de Langmuir [Odelstad et al., 2017]. Pour plus de détails techniques et les mesures effectuées dans d’autres conditions plasmas, le lecteur peut se référer aux articles suivant : Chen et al. [1968]; Pedersen et al. [1998]. Une liste non-exhaustive des sondes de Langmuir embarquées sur différentes missions spatiales est disponible dans le tableau 1.4.

Cependant, les sondes de Langmuir peuvent être perturbées par les photo-électrons ainsi que par le potentiel du satellite. De plus, comme mentionné plus haut, les mesures des sondes de Langmuir dépendent de plusieurs grandeurs physiques du plasma. Par exemple, le courant I_e (Eq. (1.3)) dépend de la température et de la densité des électrons. Par conséquent, pour déduire la température des électrons à partir de la courbe tension-courant, il est essentiel qu’un autre instrument puisse déterminer alternativement la densité électronique de manière absolue.

1.2.2.2 Les analyseurs électrostatiques

Les analyseurs électrostatiques sont des instruments permettant de caractériser les électrons et les ions à haute énergie en mesurant les fonctions de distribution en vitesse ou en énergie en trois dimensions. La connaissance de ces fonctions de distribution permet de calculer les moments d’ordre successif de la fonction de distribution, c’est-à-dire la densité (ordre 0), la vitesse

TABLEAU 1.5 – Liste non-exhaustive d’analyseurs électrostatiques à bord des satellites

Instrument	Mission	Référence
SWOOPS	Ulysses	[Bame et al., 1992]
RPC-IES	Rosetta	[Burch et al., 2007]
RPC-ICA	Rosetta	[Nilsson et al., 2007]
MEA-1 & 2	BepiColombo (MPO)	[Saito et al., 2010]
MIA	BepiColombo (Mio/MMO)	[Saito et al., 2010]
EAS	Solar Orbiter	

moyenne (ordre 1), ou encore l’énergie cinétique moyenne (ordre 2) des particules chargées. Ces instruments mesurent le nombre de particules pour une direction spatiale pour une certaine énergie cinétique. La figure 1.9 présente un exemple d’analyseur à électrons et à ions (RPC-IES) présent à bord de la mission *Rosetta* [Burch et al., 2007]. Un exemple de fonction de distribution des électrons mesurée par cet analyseur dans l’ionosphère de 67P est également illustré. Ce type d’instrument sert à mettre en évidence la présence de différentes populations électroniques au sein d’un plasma, plus particulièrement les électrons à haute-énergie. Une liste non-exhaustive de ces instruments est disponible dans le tableau 1.5.

L’analyseur électronique est cependant influencé par le potentiel du satellite. Lorsque le potentiel du satellite est négatif comme c’est le cas sur *Rosetta*, le coeur de la fonction de distribution est difficile à mesurer par ce type d’instrument. Le calcul des moments n’est alors plus accessible. Pour avoir un aperçu de tous les types d’électrons, il est nécessaire de coupler ce type d’instrument avec des instruments mesurant la contribution du coeur de la fonction de distribution des électrons. Par exemple, un couplage avec les capteurs d’ondes présentés dans la section suivante peut constituer une solution pour observer une large gamme d’électrons dans le plasma environnant le satellite.

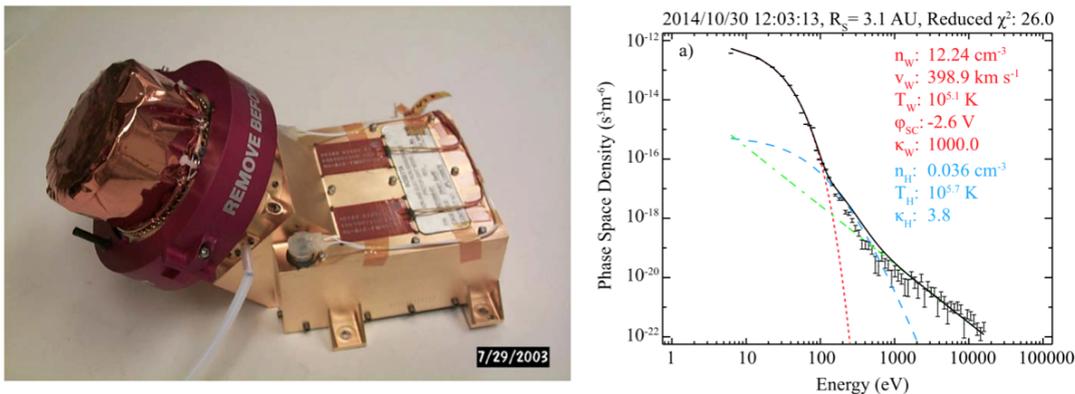


FIGURE 1.9 – (a) Analyseur à électrons et ions (RPC-IES) présent à bord du satellite *Rosetta* (Adaptée de Burch et al. [2007]), (b) Exemple de fonction de distribution en énergie des électrons mesurée par l’analyseur RPC-IES à bord de *Rosetta* (Adaptée de Broiles et al. [2016b]). Elle est ici interpolée par une somme de deux fonctions de distribution analytiques (fonctions kappa), permettant d’avoir accès aux paramètres des électrons (densité, température).

1.2.3 Les capteurs d'ondes

Les capteurs d'ondes sont des instruments permettant, à partir des spectres mesurés, de déduire les fréquences caractéristiques des plasmas. Ces fréquences étant liées aux paramètres fondamentaux du plasma tels que la densité des électrons ou la valeur du champ magnétique, ces instruments sont des mesures indirectes des paramètres des particules chargées. Nous présentons une méthode active (les sondes à relaxation) et une méthode passive (méthode de bruit thermique).

1.2.3.1 Les sondes à relaxation

Les sondes à relaxation sont des instruments destinés à mesurer les composantes électriques des ondes plasmas afin de déterminer la densité des électrons par sondage du plasma [Décréau et al., 1997].

Ces sondes sont généralement composées d'une antenne active et d'une antenne passive. Le senseur actif émet des impulsions sur toute une gamme de fréquences autour des fréquences caractéristiques du plasma pour exciter les résonances du plasma environnant le satellite. Le sondeur passif reçoit alors ces impulsions sur cette gamme de fréquences pour détecter les échos. A partir de ces mesures et plus spécifiquement à partir des résonances et anti-résonances présentes sur les spectres, il est possible d'identifier les fréquences caractéristiques du plasma se trouvant dans la gamme de fréquences de l'instrument. Un exemple de spectre mesuré par la sonde à relaxation WHISPER (Waves of High frequency Sounder for Probing the Electron density by Relaxation) à bord du satellite *CLUSTER-II* ([Décréau et al., 1997]) est illustré en figure 1.10. Une liste de sondes à relaxation embarquées à bord des satellites est présentée dans le tableau 1.6.

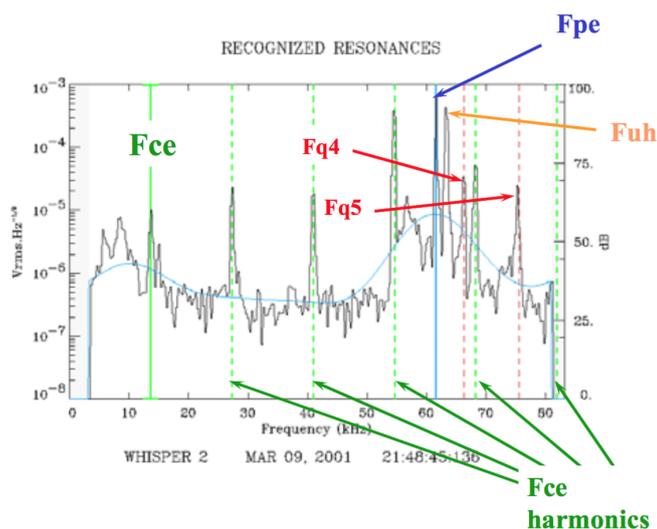


FIGURE 1.10 – Exemple d'un spectre mesuré par la sonde à relaxation WHISPER à bord de *CLUSTER-II* dans la magnétogaine terrestre. Les fréquences caractéristiques sont localisées par les résonances (i.e. maximum) présentes sur le spectre. Ces fréquences sont introduites en section 2.2. Adaptée de Trotignon et al. [2001].

TABLEAU 1.6 – Exemple de méthode de sondes à relaxation à bord de satellites

Instrument	Mission	Référence
S-301	GEOS-1 & 2	[Décréau et al., 1978b]
WHISPER	CLUSTER-II	[Décréau et al., 1997]

1.2.3.2 Les sondes de bruit thermique

Contrairement aux sondes à relaxation, la méthode de bruit thermique est une mesure passive des ondes se propageant dans le plasma environnant le satellite [Issautier et al., 1998]. Ce type de méthodes permet de déterminer la densité et la température électronique en déterminant les fréquences caractéristiques du plasma à l'aide d'un récepteur sensible aux extrémités d'une antenne électrique.

Dans un plasma non-magnétisé, les spectres mesurés par la méthode de bruit thermique présentent un *cut-off* à cette fréquence si cette fréquence se situe dans la gamme de fréquences en réception de l'instrument. Il faut noter que cela n'est possible que si la longueur de Debye associée au plasma ne dépasse pas la taille de l'antenne. Dans un plasma magnétisé, il est également possible de mesurer la fréquence hybride haute et les harmoniques de la gyrofréquence (cyclotron-électronique) comme pour les sondes à relaxation.

En dessous de la fréquence plasma, les spectres mesurés par les sondes de bruit thermique présente un plateau dû à une impulsion de tension induit par les électrons environnant l'antenne électrique. La modélisation de la réponse instrumentale permet, par une comparaison directe avec les observations, d'accéder aux différents paramètres de la fonction de distribution prise en compte dans le modèle (densité, température). Il est également possible de mesurer les électrons suprathermiques [Chateau et Meyer-Vernet, 1991; Le Chat et al., 2009].

Un exemple de spectre mesuré par l'instrument URAP à bord du satellite *Ulysses* est illustré en figure 1.11 dans un plasma non-magnétisé. Cette mesure a été faite dans le vent solaire par l'instrument de bruit thermique à bord du satellite *Ulysses*. Une liste non-exhaustive des méthodes de bruit thermique à bord des satellites spatiaux est disponible dans le tableau 1.7.

Ces mesures présentent plusieurs avantages. Le fait que celles-ci soient réalisées en mode passif ne perturbe pas le plasma environnant le satellite. De plus, ces instruments utilisent de longues antennes électriques. Cela permet d'effectuer des mesures sur un large volume de plasma où les effets tels que le potentiel du satellite et les perturbations dues aux photo-électrons sont alors négligeables. Comme les sondes à relaxation, ce type d'instrument permet de réaliser des mesures directes des fréquences caractéristiques localisées par les extremums sur les spectres de tension.

Cependant, cette méthode possède un rapport signal-sur-bruit pouvant être faible. C'est pourquoi ce type d'instrument peut être associés à des techniques de mesures actives pour analyser le plasma, telles que les sondes à impédance mutuelle ou les sondes de Langmuir. De plus, la méthode de bruit thermique n'effectue généralement pas une mesure locale du plasma en analysant les ondes naturelles se propageant dans le plasma autour du satellite. Pour avoir une mesure locale du plasma, il est possible d'utiliser les mesures actives tels que les sondes à impédance mutuelle. Pour plus de détails sur la technique de mesure de bruit thermique, le lecteur pourra se référer à l'article Meyer-Vernet et al. [2017].

TABLEAU 1.7 – Exemple de méthodes de mesure du bruit thermique à bord de satellites

Instrument	Mission	Référence
SBH	ISEE-3	[Knoll et al., 1978]
URAP	Ulysses	[Stone et al., 1992]
RPWS	Cassini	[Moncuquet et al., 2005]
FIELD	Parker Solar Probe	[Bale et al., 2016]
SORBET	BepiColombo	[Moncuquet et al., 2006]

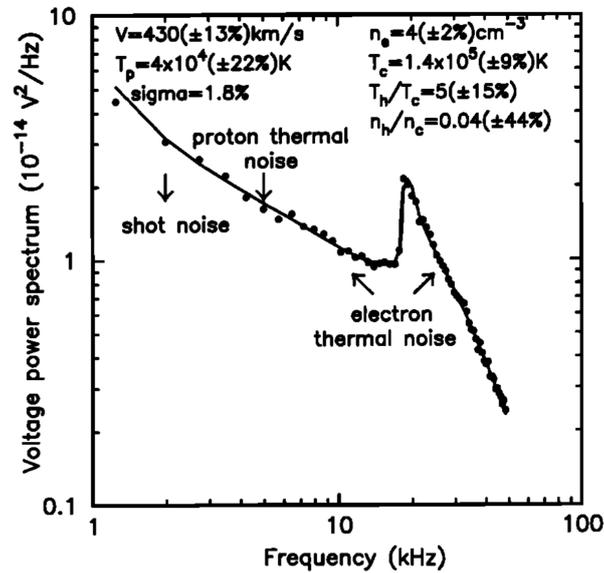


FIGURE 1.11 – Exemple d'un spectre mesuré par la méthode de bruit thermique (instrument URAP) dans le vent solaire à bord du satellite *Ulysses*. La fréquence plasma est repérée par le pic d'amplitude. Le spectre a été interpolé par un spectre analytique, permettant d'avoir accès aux paramètres des électrons. Adaptée de Issautier et al. [1998].

1.2.4 Vers les sondes à impédance mutuelle

Dans la section 1.2, nous avons détaillé quelques instruments permettant d'analyser le plasma par la mesure des particules chargées (électron, ion) et les champs électromagnétiques. Cependant, nous avons vu que les différents instruments pouvaient présenter certaines limitations (perturbation du satellite, photo-électrons, rapport signal-sur-bruit faible) ou ne couvrir qu'une certaine gamme de paramètres insuffisante pour caractériser entièrement le plasma environnant le satellite.

Une solution possible pour s'affranchir au maximum de ces limitations est de coupler les mesures des instruments plasmas entre eux. Les sondes à impédance mutuelle étant une mesure active et absolue de la densité et de la température des électrons à basse énergie, elles représentent l'avantage d'un couplage intéressant avec les différents types d'instruments présentés ci-dessus.

Premièrement, un couplage avec les analyseurs à électrons donne, ou bien, est susceptible de donner accès à une large gamme de populations électroniques (thermalisée, issue d'une récente ionisation ou suprathermique).

Deuxièmement, un couplage avec les sondes de Langmuir ouvre une voie accès à d'autres types de paramètres à partir des mesures effectuées par les sondes de Langmuir à l'aide de la densité et de la température mesurées par les sondes à impédance mutuelle.

De plus, vue leur caractéristique de mesure active, ce type d'instruments possède un rapport signal-sur-bruit élevé permettant de calibrer les résultats d'autres instruments [Bucciantini \[2019\]](#). Enfin, le principe de base d'une sonde à impédance mutuelle est la détermination d'une différence de potentiel quasistatique entre les récepteurs. Des instruments comme la sonde de Langmuir ou plus généralement des antennes électriques sont susceptibles d'être utilisés pour effectuer la mesure de la différence de potentiel. Par conséquent, les expériences d'impédance mutuelle peuvent être facilement couplées instrumentalement avec les sondes de Langmuir ou la méthode de bruit thermique.

Dans cette thèse, nous allons nous focaliser sur les réponses des sondes à impédance mutuelle. Ces méthodes sont utilisées pour déduire la densité électronique à partir de la caractérisation des fréquences caractéristiques du plasma servant à (i) connaître localement l'environnement plasma autour du satellite d'une part et (ii) à calibrer d'autres instruments plasmas d'une seconde part. La compréhension des spectres d'impédance mutuelle est donc un enjeu essentiel pour déterminer correctement la localisation de la fréquence plasma. C'est pourquoi il est nécessaire de devoir effectuer des simulations numériques des spectres d'impédance mutuelle pour pouvoir caractériser les effets du plasma environnant l'instrument ainsi que l'influence du satellite sur la mesure. Nous introduisons les techniques associées aux sondes à impédance mutuelle dans le chapitre suivant et nous présenterons les méthodes de modélisation de la réponse instrumentale à partir du chapitre 3.

Chapitre 2

Les sondes à impédance mutuelle

Sommaire

2.1 Principes et mesures des sondes à impédance mutuelle	33
2.1.1 Principe électrique	33
2.1.2 Les spectres d'impédance mutuelle	35
2.2 Mesure des fréquences caractéristiques du plasma	37
2.2.1 Dans le régime non-magnétisé	37
2.2.2 Dans un plasma magnétisé	39
2.3 Historique des sondes à impédance mutuelle à bord des précédentes missions spatiales	40
2.4 Description des sondes à impédance mutuelle actuelles	45
2.4.1 RPC-MIP à bord du satellite <i>Rosetta</i>	45
2.4.2 PWI/AM ² P à bord de Mio/MMO de la mission <i>BepiColombo</i>	48
2.4.3 RPWI/MIME à bord du satellite <i>JUICE</i>	53
2.4.4 Les sondes à impédance mutuelle à bord de nano-satellites	56
2.4.5 Regroupement des instruments plasmas en consortium	58
2.5 Les nouveaux environnements planétaires explorés par les sondes à impédance mutuelle	63
2.5.1 Les environnements plasmas	63
2.5.2 Les contraintes liées au satellite et à l'instrument	65
2.6 Conclusion	67

LES sondes à impédance mutuelle font partie d'une gamme d'instruments plasmas embarquée sur des satellites spatiaux. Ces sondes permettent de déterminer certaines caractéristiques fondamentales des plasmas telles que la densité et la température des électrons par des mesures actives *in situ* [Chasseriaux et al., 1972]. Elles utilisent le principe de résonance pour mesurer les fréquences caractéristiques du plasma [Storey et al., 1969]. Provenant de l'héritage d'un instrument mesurant la résistivité d'un sol [Schlumberger, 1920], les sondes à impédance mutuelle ont été embarquées à bord de fusées et de satellites spatiaux dès le début de l'ère spatiale, dans les années 1960, afin de réaliser des mesures *in situ* des milieux spatiaux ionisés. Jusque dans les années 1990, les sondes à impédance mutuelle ont caractérisé la densité et la température des électrons dans les différentes couches de l'ionosphère et de la magnétosphère terrestres [Beghin, 1971; Beghin et al., 1982]. Puis à partir des années 2000, ces instruments ont été montés à bord de satellites planétaires et interplanétaires pour notamment caractériser l'ionosphère de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko (instrument RPC-MIP [Trotignon et al., 2007]) ou la haute couche de l'atmosphère de Titan, une des lunes de Saturne [Hamelin et al., 2007]. Ce type d'expérience d'impédance mutuelle est actuellement embarqué sur la mission *BepiColombo* (instrument PWI/AM²P [Trotignon et al., 2006]) pour étudier le couplage entre le vent solaire et la magnétosphère de Mercure. Cette mission a été lancée avec succès le 20 octobre 2018 pour une arrivée dans l'environnement de Mercure en décembre 2025. Enfin, ce type d'expérience sera à bord du satellite *JUICE* (instrument RPWI/MIME) pour étudier l'environnement de Jupiter et l'ionosphère de Ganymède, une des lunes de Jupiter. Le lancement du satellite est prévu pour 2022 et une arrivée 7 ans plus tard dans l'environnement Jovien [Grasset et al., 2013]. Enfin, une sonde à impédance mutuelle est proposée pour la mission cométaire *Comet Interceptor*, la nouvelle mission de l'ESA acceptée récemment en juin 2019. Cette mission constituée d'un satellite principal et de deux sous-satellites filles, a pour but d'étudier une comète en effectuant des mesures multi-points. La mission devrait être lancée en 2028. Actuellement, des études sont menées pour adapter ce type d'instrument sur plates-formes nano-satellites (projet R&D COMIX).

Dans ce chapitre, nous décrivons tout d'abord le principe et le type de mesure effectué par les sondes à impédance mutuelle (section 2.1). Puis, nous décrivons les différents paramètres mesurés et déterminés par ces instruments (section 2.2). Ensuite, nous donnons un aperçu de l'historique des sondes à impédance mutuelle depuis la toute première expérience d'impédance mutuelle à bord du satellite *French Fr-1* (1965) (section 2.3). Nous détaillons ensuite les caractéristiques des sondes à impédance mutuelle sur lesquelles la thèse va se focaliser : RPC-MIP (*Rosetta*), PWI/AM²P (*BepiColombo*) et RPWI/MIME (*JUICE*). Nous introduisons également le projet d'adapter les expériences d'impédance mutuelle sur des plateformes nano-satellites (projet R&D COMIX) ainsi que la mission *Comet Interceptor*. Nous profitons de ce chapitre pour décrire les objectifs scientifiques de ces différentes missions spatiales (section 2.4). Nous discutons ensuite l'intérêt du regroupement des instruments plasmas complémentaires sous forme de *consortium* au sein des missions spatiales. Enfin, nous présentons les nouveaux environnements plasmas rencontrés par les sondes à impédance mutuelle RPC-MIP, PWI/AM²P et RPWI/MIME. Nous verrons la nécessité de développer de nouveaux algorithmes de modélisation de la réponse instrumentale, constituant ainsi l'objectif principal de mes travaux de thèse (section 2.5).

2.1 Principes et mesures des sondes à impédance mutuelle

Dans cette section, nous présentons le principe et les mesures effectuées par les sondes à impédance mutuelle. Dans un premier temps, nous présentons le principe électrique des sondes à impédance mutuelle dans la section 2.1.1. Dans un deuxième temps, nous détaillons les mesures effectuées par les sondes à impédance mutuelle dans la section 2.1.2.

2.1.1 Principe électrique

Les sondes à impédance mutuelle sont inspirées des techniques d'instruments électriques permettant de mesurer la résistivité des sols au début du XX^{ème} siècle [Schlumberger, 1920; Wenner, 1915]. Ces instruments sont constitués de quatre électrodes plongées dans le sol. La figure 2.1 illustre ce type d'instruments.

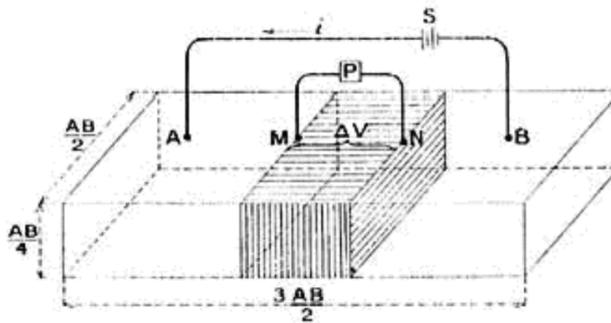


FIGURE 2.1 – Illustration du principe de mesure de la résistivité d'un sol par la méthode de Schlumberger à l'aide de quatre électrodes électriques. Adaptée de Schlumberger [1920].

Afin de mesurer la résistivité d'un sol, un courant électrique est injecté dans le sol avec une intensité I connue entre deux électrodes (A et B sur la figure 2.1). La différence de potentiel créée entre les deux électrodes (M et N sur la figure 2.1) est alors mesurée. La résistivité du sol, notée ρ , s'exprime alors par :

$$\rho = k \frac{\Delta V}{I} \quad (2.1)$$

où ΔV est la différence de potentiel entre les deux électrodes M et N, I l'intensité du courant et k un facteur dépendant de la géométrie de l'instrument.

Ce type d'instruments a été adapté aux plasmas spatiaux dès les débuts de l'ère spatiale dans les années 1960 par l'équipe scientifique de L.R.O. Storey [Storey et al., 1969]. Le principe des sondes à impédance mutuelle est inspiré de ces expériences par l'utilisation d'un double-dipôle en émission/réception (mesure d'impédance mutuelle) à la place d'un simple dipôle émetteur-récepteur (mesure d'impédance propre). Les configurations double-dipôles permettent de négliger certains effets inhérents à l'instrument. En effet, tout corps conducteur se charge électriquement lorsqu'il est immergé dans un plasma. Cela a pour effet de repousser les électrons lorsque cette charge électrique est négative. Les électrodes sont alors entourées d'une gaine où la densité des électrons est beaucoup plus faible, voire nulle. L'impédance propre mesurée par un récepteur est impactée par cette inhomogénéité de plasma se formant autour de l'instrument. En considérant un double-dipôle et en calculant l'impédance entre les récepteurs, ces effets ont tendance à se compenser et à être négligeables [Balmain, 1966; Storey et al., 1969]. Les mesures de résistivité du sol ont également été impactées par ces effets, obligeant alors à effectuer des mesures sur des configurations

double-dipôles. C'est pour cela que de telles configurations ont été embarquées sur les satellites et fusées spatiales pour mesurer l'impédance du plasma.

Il est tout de même nécessaire de faire deux remarques à ces effets de la charge de l'instrument. Premièrement, cet effet est ici considéré dans un plasma dense dans lequel la taille de la gaine est beaucoup plus petite que la taille de l'instrument. Lorsque la taille de la gaine devient de l'ordre de la taille de l'instrument, l'effet de gaine va également impacter les mesures d'impédance mutuelle (section 4.3). Deuxièmement, les mesures en simple dipôle, appelées impédance propre, sont également réalisées par les sondes à impédance mutuelle. Nous verrons que l'expérience d'impédance mutuelle PWI/AM²P à bord du satellite Mio/MMO de *BepiColombo* pourra opérer dans ce mode. Dans cette thèse, nous allons nous concentrer sur les mesures d'impédance mutuelle.

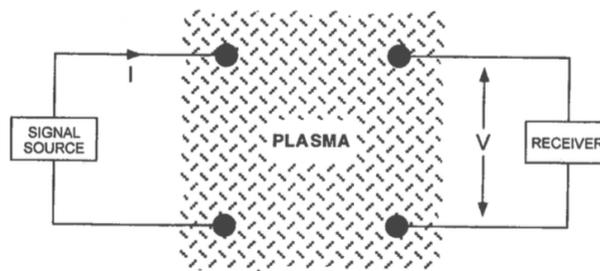


FIGURE 2.2 – Illustration d'une sonde quadripolaire immergée dans un plasma dans une configuration dite symétrique. Adaptée de Storey et al. [1969].

Le principe des sondes à impédance mutuelle est de mesurer les fréquences caractéristiques du plasma en entrant en résonance avec ces fréquences. Pour cela, une paire d'électrodes émettrices est excitée par une source de courant alternative à très haute impédance. Ces électrodes injectent un courant oscillant $I(\omega)$ à une certaine fréquence ω tandis que les électrodes réceptrices mesurent l'amplitude (complexe) du potentiel électrique $V(\omega)$ à la même fréquence. L'impédance mutuelle $Z(\omega) = \Delta V(\omega)/I(\omega)$ est alors calculée grâce à la différence du potentiel électrique reçue par les deux récepteurs. Les propriétés diélectriques du plasma déterminent la réponse de la sonde en impédance mutuelle. En faisant varier la fréquence du courant émis et en s'approchant des fréquences caractéristiques du plasma, le circuit électrique entre en résonance. A bord du satellite, le signal reçu par les récepteurs est traité par une analyse de Fourier. Un spectre, appelé spectre d'impédance mutuelle, est alors construit en balayant la gamme de fréquences autour des fréquences caractéristiques attendues du plasma. L'impédance étant une valeur complexe, les spectres peuvent s'exprimer par l'amplitude, généralement exprimée en dB, ou par la phase, exprimée en degré.

Un exemple de spectre d'impédance mutuelle en amplitude est montré en figure 2.3 lorsqu'une des fréquences caractéristiques se situe dans la gamme de fréquences de l'instrument. Ce spectre a été mesuré par la sonde à impédance mutuelle ISOPROBE-3 à bord du satellite *ARCAD-3* dans la magnétosphère terrestre [Beghin et al., 1982]. La position des résonances et des anti-résonances sur le spectre d'impédance mutuelle permet alors la déduction des paramètres du plasma thermique, comme la densité et la température électroniques, comme nous le verrons dans la section 2.2.

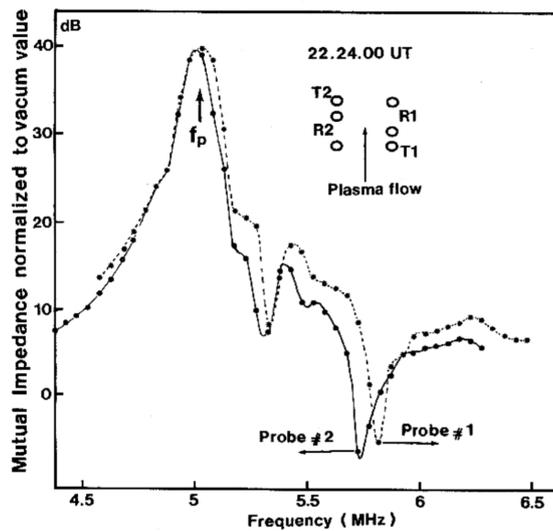


FIGURE 2.3 – Exemple de spectre d'impédance mutuelle en amplitude mesurée par la sonde ISOPROBE-3 sur ARCAD-3 dans la magnétosphère terrestre. La fréquence plasma électronique est localisée autour du maximum d'amplitude. Adaptée de [Beghin et al. \[1982\]](#).

2.1.2 Les spectres d'impédance mutuelle

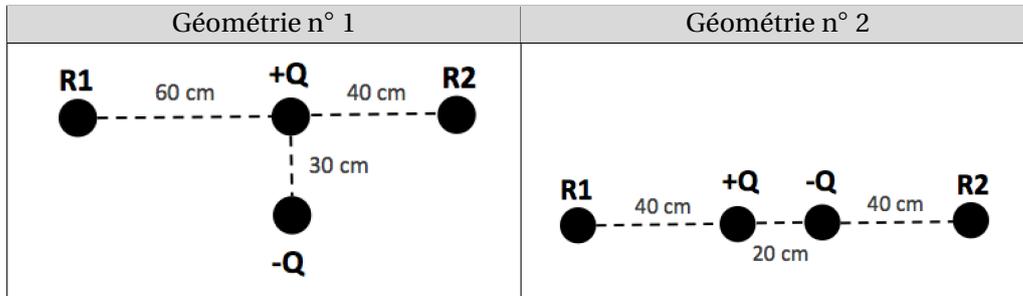
Un spectre d'impédance mutuelle est construit par la mesure de la différence de potentiel reçue par les récepteurs en faisant varier la fréquence d'émission dans une gamme de fréquences, autour des fréquences caractéristiques du plasma environnant l'instrument. Les spectres d'impédance mutuelle dépendent de deux paramètres : (i) la configuration géométrique de l'instrument et (ii) le milieu ionisé.

Pour illustrer cela, nous introduisons deux sondes à impédance mutuelle idéalisées en considérant les émetteurs et les récepteurs comme ponctuels dans l'espace. Les deux géométries sont représentées dans le tableau 2.1. La première géométrie (gauche) s'inspire de la sonde à impédance mutuelle présente à bord de la mission russe *MARS 96* [[Beghin, 1995](#)]. Les deux récepteurs sont distants d'un mètre l'un de l'autre. L'un des émetteurs se situe sur l'axe de ces récepteurs à respectivement 60 cm et 40 cm des récepteurs. Le deuxième émetteur se situe dans l'axe perpendiculaire aux récepteurs, localisé à 30 cm du premier émetteur. La deuxième géométrie (droite) s'inspire de la configuration *Short Debye Length* (SDL) de la sonde RPC-MIP à bord de *Rosetta* avec les émetteurs et les récepteurs situés sur le même axe (section 2.4.1.2). Les récepteurs sont localisés sur les bords du bras de l'instrument de 1 m de longueur tandis que les émetteurs sont chacun situés à 40 cm et 60 cm des récepteurs.

La figure 2.4 présente des spectres d'impédance mutuelle en amplitude modélisés dans un plasma contenant une seule population électronique à l'équilibre thermodynamique pour ces deux configurations de sondes à impédance mutuelle. Les simulations ont été effectuées lorsque les émetteurs envoient le potentiel électrique en anti-phase (i.e. en opposition de phase). Le plasma environnant l'instrument est caractérisé par sa longueur de Debye variant de 5 mm à 20 cm (de gauche à droite). Les fréquences d'émission ω sont normalisées par la fréquence plasma électronique ω_{pe} qui est la seule fréquence caractéristique du milieu considéré.

Dans la limite $\lambda_D \ll d_{E,R}$, où $d_{E,R}$ est la distance entre les émetteurs et les récepteurs, une résonance claire apparaît sur le spectre d'amplitude de l'impédance mutuelle (Fig. 2.4, 1ère colonne, $\lambda_D = 5\text{mm}$) autour de la fréquence plasma électronique. Cette limite correspond à un plasma dans

TABLEAU 2.1 – Deux exemples de configurations de sondes à impédance mutuelle contenant deux récepteurs R_1 et R_2 et deux émetteurs de charge $\pm Q$ utilisées pour illustrer les différences de spectres d'impédance mutuelle selon la géométrie et le milieu ionisé.



lequel les électrons ont une densité élevée et/ou une température faible. Dans cette limite, il est alors possible de déterminer la fréquence plasma électronique qui est localisée sur le maximum d'amplitude. Ceci est valable pour les deux configurations des sondes à impédance mutuelle. Il est à noter que l'amplitude maximale est plus élevée sur la première géométrie. Il est également possible de déterminer la température électronique par la localisation des anti-résonances (minimum locaux). On constate en outre que l'occurrence de ces anti-résonances dépend de la géométrie de la sonde.

Lorsque $\lambda_D \sim d_{E,R}$, on constate que les anti-résonances ont disparu (Fig. 2.4, seconde colonne). Cette limite correspond à une densité plus faible et/ou une température plus élevée que le cas précédent. Il n'est plus possible de caractériser la température des électrons par la position des anti-résonances [Gilet et al., 2017]. Cependant, la fréquence plasma électronique peut être toujours localisée. La fréquence pour laquelle l'amplitude est maximal, est décalée par rapport à la localisation de la fréquence plasma. Il est alors nécessaire de corriger la détection et la localisation de la fréquence plasma électronique par rapport à la détection de la fréquence d'amplitude maximale par des simulations numériques afin d'éviter de surestimer la fréquence plasma électronique, et donc la densité électronique.

Lorsque $\lambda_D > d_{E,R}$, le spectre d'impédance mutuelle est plat (Fig. 2.4, troisième colonne). La sonde à impédance mutuelle ne mesure que du bruit. La fréquence plasma électronique est donc inaccessible. La détermination de la densité électronique et de la température électronique n'est donc plus possible dans cette condition.

Par conséquent, le choix de la géométrie de la sonde à impédance mutuelle est primordial pour mesurer convenablement les fréquences caractéristiques attendues dans le plasma environnant l'instrument. De plus, pour une géométrie donnée, la longueur de Debye joue un rôle important dans la localisation des résonances et des anti-résonances sur les spectres d'impédance mutuelle. Nous allons voir maintenant les différents types de fréquences caractéristiques que les sondes à impédance peuvent mesurer lorsque ces fréquences sont contenues dans la gamme de fréquences d'émission.

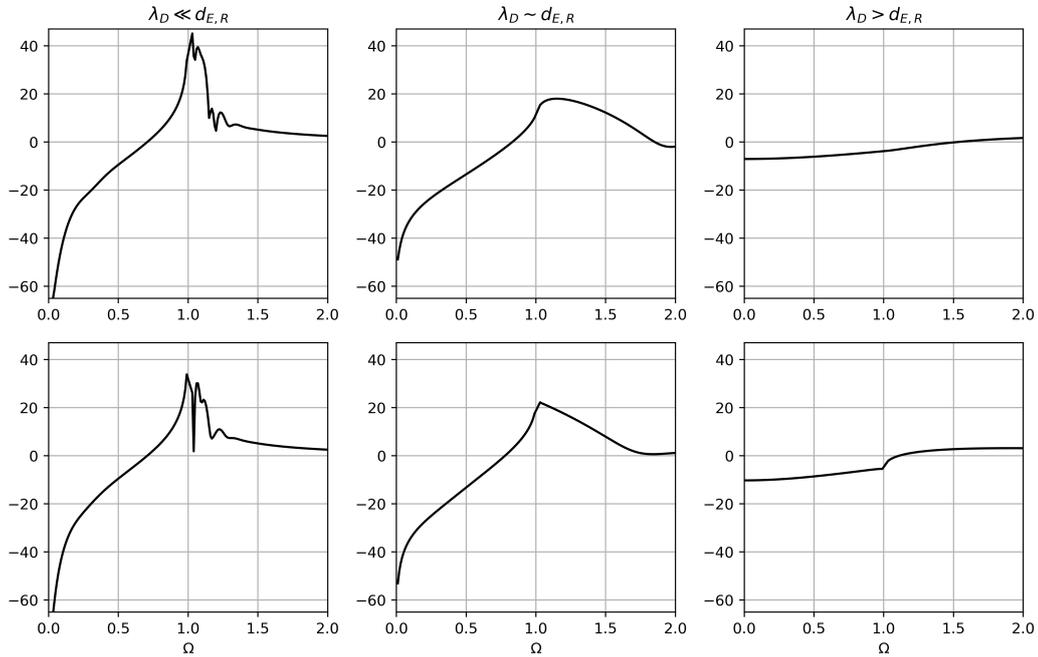


FIGURE 2.4 – Spectres d’impédance mutuelle en amplitude, exprimée en dB, pour différentes géométries de sonde quadripolaire (géométrie n°1 sur la première ligne, géométrie n°2 sur la deuxième ligne) et différentes longueurs de Debye variant de gauche à droite ($\lambda_D = 5$ mm, 5 cm et 20 cm). Les fréquences d’émission sont normalisées à la fréquence plasma électronique ($\Omega = \omega/\omega_{pe}$).

2.2 Mesure des fréquences caractéristiques du plasma

La mesure de l’impédance mutuelle utilise le principe de résonance permettant d’exciter les ondes générées aux fréquences caractéristiques du plasma environnant l’instrument. Il existe une multitude d’ondes se propageant naturellement dans les plasmas, et ceci sur de larges gammes de fréquences. Un résumé des ondes dans les plasmas est disponible dans les livres classiques de physique des plasmas : Gary [1993]; Kallenrode [2004]; Krall et Trivelpiece [1973]; Stix [1992]. Cette section se concentre sur les principales fréquences caractéristiques ayant déjà été mises en évidence par les sondes à impédance mutuelle et qui le seront sur les prochaines missions spatiales (*BepiColombo*, *JUICE*). Nous présentons les fréquences caractéristiques mesurables par les sondes à impédance mutuelle dans les plasmas non-magnétisés (section 2.2.1) et dans les plasmas magnétisés (section 2.2.2).

2.2.1 Dans le régime non-magnétisé

Dans un plasma faiblement magnétisé, les sondes à impédance mutuelle sont utilisées pour mesurer la fréquence plasma électronique. Pour rappel, cette fréquence plasma électronique, notée f_{pe} , est la fréquence à laquelle oscille naturellement les électrons par effet collectif (section 1.1). Cette fréquence plasma électronique est liée à la pulsation plasma par :

$$f_{pe} = \frac{\omega_{pe}}{2\pi} \quad (2.2)$$

Sous certaines conditions, il est possible de déterminer la densité et la température des électrons :

La densité des électrons thermiques :

La fréquence plasma électronique est liée à la densité électronique. L'expression (2.2) peut se simplifier en $f_{pe} \sim 9\sqrt{n_e}$ avec f_{pe} exprimée en kHz et n_e en cm^{-3} . Dans un plasma non-magnétisé, seules des oscillations à la fréquence plasma sont générés en haute fréquence (HF). Le spectre d'impédance mutuelle présente alors dans ce cas un pic prononcé à la fréquence plasma. La fréquence plasma électronique est alors localisée autour de la fréquence d'amplitude maximum du spectre, appelée f_{max} , lorsque la longueur de Debye est plus faible que la distance entre les émetteurs et les récepteurs (section 2.1.2). Alors la fréquence plasma électronique est déterminée comme suit : $f_{pe} = f_{max}$. La densité des électrons est alors déterminée à partir de la fréquence plasma électronique à l'aide de l'expression (2.2). Comme expliqué dans la section 2.1.2, lorsque la longueur de Debye est de l'ordre de la distance entre les émetteurs et les récepteurs, le pic observé sur le spectre est généralement excité à une fréquence supérieure à f_{pe} . Par conséquent, dans ces conditions, $f_{max} > f_{pe}$. Dans le cas de RPC-MIP, différents algorithmes ont été mis en place pour recalculer la fréquence plasma électronique par rapport aux extrémums du spectre d'impédance. Ces algorithmes ont notamment utilisé les simulations numériques présentées dans les chapitre 3 et 4 de ce manuscrit pour établir des relations entre la fréquence f_{max} et la fréquence plasma f_{pe} (section 4.4). Lorsque l'amplitude baisse, l'écart entre f_{max} et f_{pe} augmente, les simulations numériques permettent de trouver une relation entre la valeur de l'amplitude et la valeur de f_{max} . Il est également possible de trouver la fréquence plasma électronique par la courbe d'impédance en phase. La théorie prédit que la phase subit un saut de 180 degrés au voisinage de la fréquence plasma [Storey et al., 1969].

La figure 2.3 montre un spectre d'impédance mutuelle mesuré par la sonde ISOPROBE-3 sur le satellite ARCAD-3 dans les conditions plasmas telles que f_{pe} soit la seule fréquence caractéristique mesurable par l'instrument. Sur ce spectre d'impédance, la fréquence plasma est marquée par un maximum d'amplitude du spectre. f_{pe} est localisée autour de 5 MHz, ce qui donne une densité électronique de $3.1 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$.

La température des électrons thermiques :

Comme expliqué dans la section 2.1.2, lorsque la longueur de Debye est faible par rapport à la distance entre les émetteurs et les récepteurs, des anti-résonances apparaissent sur les spectres d'impédance mutuelle en amplitude. Plusieurs méthodes permettent de caractériser la température électronique dans le cas où le plasma est en équilibre thermodynamique. Tout d'abord, la température électronique peut être contrainte par la position de ces anti-résonances présentes au dessus de la fréquence plasma électronique sur les spectres d'impédance, comme c'est le cas sur le spectre présenté en figure 2.3. Ensuite, lorsqu'une modélisation des spectres d'impédance mutuelle est possible, une comparaison directe avec des spectres simulés permet d'avoir accès à la température à partir des paramètres de simulation (densité, longueur de Debye). Un exemple de ce type de comparaison est disponible dans Décréau et al. [1978a]. Enfin, lorsque la base de données de spectres d'impédance mutuelle est large comme pour la sonde à impédance mutuelle ISOPROBE-3 sur le satellite ARCAD-3, des abaques théoriques de la position des anti-résonances peuvent être mises en place à partir des relations de dispersion des modes de propagation dominant. Connaissant la géométrie de la sonde à impédance mutuelle, il est possible de caractériser la longueur de Debye. En ayant accès à la densité des électrons par la fréquence plasma électronique et à la longueur de Debye par la position des anti-résonances, il est donc possible de déterminer la température électronique.

A noter qu'il est également possible de déterminer les vitesses d'écoulement du plasma froid à partir de la différence de fréquence des anti-résonances entre deux sondes disposées tête-bêche

[Beghin et al., 1982]. La figure 2.3 présente les deux spectres mesurés par les deux sondes (probe 1 & 2). La technique de détermination de la vitesse de dérive n'est pas montrée ici.

2.2.2 Dans un plasma magnétisé

Un plasma magnétisé est le siège d'autres oscillations à de large gamme de fréquence. Nous présentons tout d'abord la fréquence hybride basse existant dans une gamme de fréquences plus faible que la fréquence plasma électronique.

2.2.2.1 La fréquence hybride basse

Lorsque la sonde à impédance mutuelle fonctionne à basse fréquence comparée à la fréquence plasma électronique, il est possible de mesurer la fréquence hybride basse, notée f_l . Elle est définie par la relation suivante :

$$f_l = \sqrt{f_{ci} f_{ce}} \sim \frac{f_{ce}}{40} \quad (2.3)$$

avec f_{ci} la fréquence cyclotron ionique et f_{ce} la fréquence cyclotron électronique. Les fréquences cyclotrons sont définie par la relation suivante :

$$f_{ce} = \frac{1}{2\pi} \frac{eB_0}{m_e}; f_{ci} = \frac{eB_0}{2\pi m_p} \quad (2.4)$$

où m_e (resp. m_p) est la masse de l'électron (resp. proton), e est la charge de l'électron et B_0 est l'amplitude du champ magnétique. La fréquence cyclotron électronique s'exprime donc par $f_{ce} \sim 0.028B_0$ où B_0 est exprimée en nT et f_{ce} en kHz.

La fréquence hybride basse est liée à la composition des ions du plasma [Storey, 1998]. La mesure de cette fréquence permet donc de vérifier cette composition mesurée généralement par les spectromètres de masse. Ce type de fréquences a été mesuré à l'aide des sondes à impédance mutuelle sur des fusées spatiales [Beghin, 1971] et la théorie de la réponse instrumentale dans cette gamme de fréquences a été étudiée par Storey et al. [1969].

Les sondes à impédance mutuelle peuvent également mesurer la résonance oblique basse (appelée onde *whistler*) localisée entre la fréquence hybride basse et la fréquence plasma ou la fréquence cyclotron. Cette résonance a été étudiée dans différents articles, que ce soit du point de vue théorique ou expérimental [Thiel et Decreau, 1980; Thiel et al., 1984].

2.2.2.2 La fréquence hybride haute

Dans un plasma magnétisé dans lequel la sonde à impédance mutuelle fonctionne dans une gamme de fréquences de l'ordre de la fréquence plasma, différentes fréquences apparaissent sur les spectres d'impédance mutuelle. La fréquence principale est appelée fréquence hybride haute notée f_{uh} . Cette fréquence est définie par :

$$f_{uh}^2 = f_{pe}^2 + f_{ce}^2 \quad (2.5)$$

Elle dépend donc de la fréquence plasma électronique et de la fréquence cyclotron électronique. Généralement, dans cette gamme de fréquence, il est possible de mesurer sur les spectres d'impédance mutuelle (i) la fréquence cyclotron électronique f_{ce} ainsi que ses harmoniques nf_{ce} , (ii) la fréquence hybride haute f_{uh} et la fréquence plasma électronique f_{pe} ainsi que (iii) les fréquences de Bernstein f_{qn} . Un exemple de spectre d'impédance dans un plasma magnétisé est présenté

en figure 2.5. Il s'agit d'un spectre mesuré par la sonde RPC-MIP à bord de *Rosetta* dans la magnétosphère terrestre au moment où le satellite profita de l'assistance gravitationnelle de la Terre en novembre 2009. L'impédance mutuelle est représentée par son amplitude (courbe noire) et sa phase (courbe rouge).

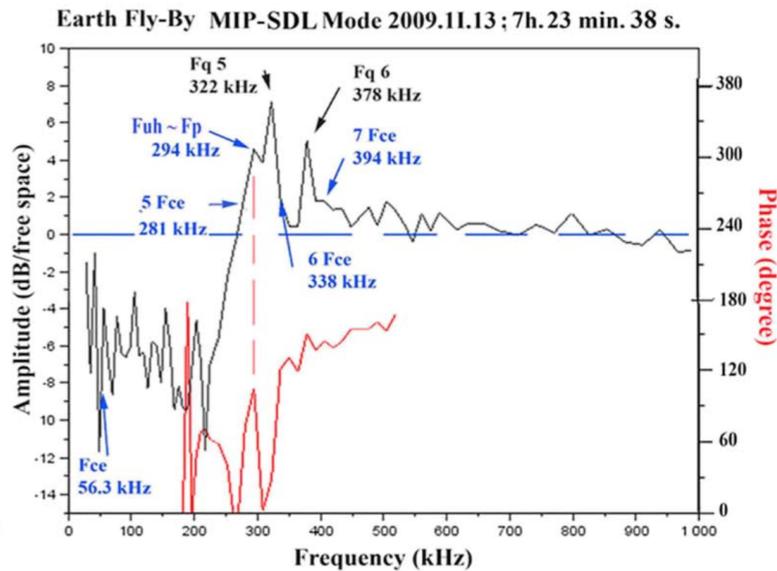


FIGURE 2.5 – Exemple d'un spectre d'amplitude (courbe noire) et en phase (courbe rouge) mesuré par l'instrument RPC-MIP dans la magnétosphère de la Terre au moment du survol (assistance gravitationnelle) de la planète par le satellite *Rosetta* en novembre 2009. Le plasma magnétisé est caractérisé par la présence autour de la fréquence plasma électronique de différentes fréquences : fréquence cyclotron électronique f_{ce} avec ces harmoniques nf_{ce} , la fréquence hybride haute f_{uh} et les fréquences de Bernstein F_{qn} . Adaptée de Béghin et al. [2017].

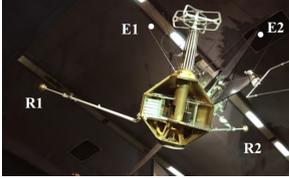
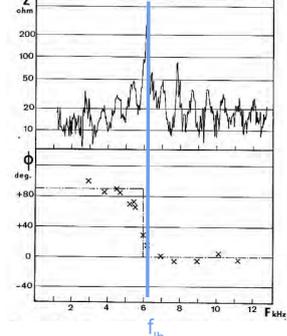
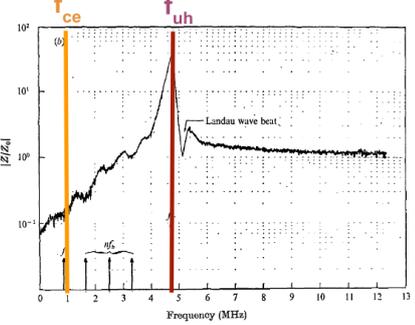
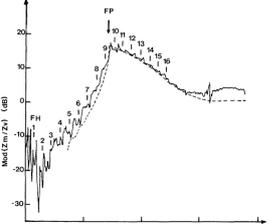
Comme il n'existe pas de théorie générale et/ou de modélisation fiable de la sonde à impédance mutuelle en plasma magnétisé, on fait usage des abaques prenant en considération la ou les résonances principales. Il est également possible d'utiliser la localisation de la fréquence plasma électronique mesurée par un spectre en mode passif assez proche de celui mesuré en mode actif. Il est également possible d'utiliser des mesures effectuées dans les caissons plasma. Lorsque la fréquence hybride haute f_{uh} est déterminée, la fréquence plasma électronique peut-être localisée à l'aide de la valeur de la fréquence cyclotron électronique, calculée à partir de l'amplitude du champ magnétique. Les fréquences caractéristiques peuvent également être déterminées par la position des harmoniques ainsi que les fréquences de Bernstein (diagramme de Hamelin dans un plasma à l'équilibre thermodynamique [Trotignon et al., 2001]). Cette méthode de détection est expliquée en détail dans Béghin et al. [2017].

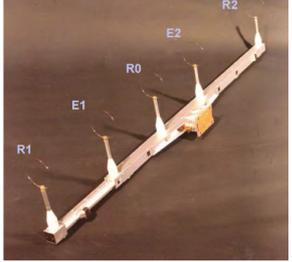
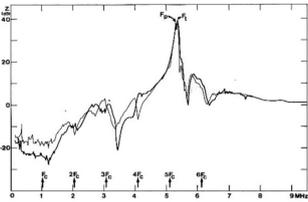
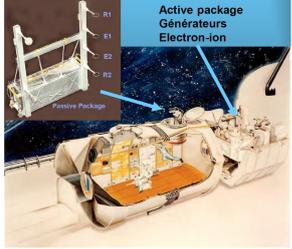
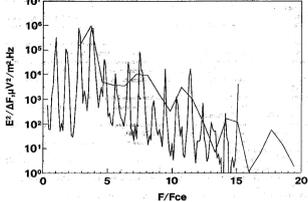
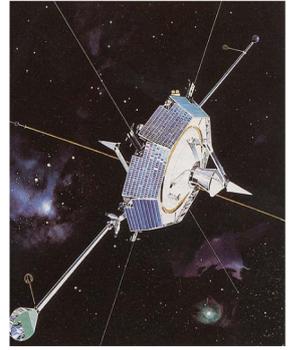
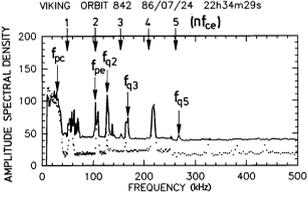
Les sondes à impédance mutuelle ont été également utilisées pour caractériser les résonances obliques hautes localisées entre la fréquence plasma électronique ou la fréquence cyclotron et la résonance hybride haute. Des exemples sont montrés dans Pierre et al. [1992]. Nous ne détaillerons pas plus ces résonances dans ce manuscrit.

2.3 Historique des sondes à impédance mutuelle à bord des précédentes missions spatiales

CHAPITRE 2. LES SONDES À IMPÉDANCE MUTUELLE

TABLEAU 2.2 – Aperçu des sondes à impédance mutuelle à bord de fusées et de satellites spatiaux

Instrument	Géométrie	Exemple de données
<p>Sonde quadripolaire à bord de la fusée French FR-1 [Storey et al., 1969]</p>		
<p>Sonde quadripolaire à bord de la fusée DRAGON-3 [Beghin, 1971]</p>		
<p>Sonde CISASPE à bord d'une fusée Véronique [Chasseriaux et al., 1972]</p>		
<p>Sonde S-304 à bord de GEOS-1 [Décréau et al., 1978a]</p>		

Instrument	Géométrie	Exemple de données
<p>Sonde ISOBPROBE-3 à bord de ARCAD-3 [Be-ghin et al., 1982]</p>		
<p>Sonde PICPAB à bord de la navette Spacelab [Mourenas et al., 1989]</p>		
<p>Sonde à bord du satellite Viking [Bahnsen et al., 1986; Perraut et al., 1990]</p>		
<p>Sonde PWA à bord du satellite HUYGENS [Hame-lin et al., 2007]</p>		

Avec l'avènement de l'ère spatiale dans les années 1960, L.R.O. Storey a adapté une technique propre à la mesure de résistivité du sol pour constituer la sonde quadripolaire de l'exploration spatiale. Cette méthode a été très rapidement mise en place pour caractériser l'environnement plasma dans l'ionosphère et la magnétosphère terrestres [Storey, 1998; Storey et al., 1969]. Le tableau 2.2 donne un aperçu des différentes sondes à impédance mutuelle à bord des fusées et des satellites spatiaux avant la mission *Rosetta*.

La première mission à embarquer une sonde quadripolaire est le satellite *French Fr-1* [Storey et al., 1969] (tableau 2.2-1ère ligne). Ce satellite a été lancé le 6 décembre 1965 (10 jours après *Astérix*, le premier satellite français). La sonde à impédance mutuelle était composée d'un quadripôle d'électrodes placées aux extrémités de quatre antennes, de part et d'autre du satellite [Arnould et al., 1968] dessinant un carré d'environ 4 m de côté. La sonde fonctionnait sous deux modes d'opération possibles. Le premier mode est la configuration où les émetteurs sont situés sur la diagonale dessinée par le quadripôle (assymétrie). Le second mode est la configuration où les émetteurs sont du même côté du carré (symétrique). Il est à noter que dans ce second mode, si le champ magnétique est nul, alors l'impédance mutuelle est censée être égale à 0. Décrivant des orbites basses autour de 700 km d'altitude, avec une inclinaison de 75.9°, ce satellite, équipé entre autre d'antennes magnétiques et d'un magnétomètre, avait comme objectif l'étude de la propagation des ondes très basses fréquences (TBF) dans l'ionosphère et la magnétosphères terrestres [Arnould et al., 1968]. Sa mission pris fin en février 1969.

Suite au succès de la mission *French FR-1*, plusieurs sondes à impédance mutuelle ont été embarquées sur des fusées-sondes. La première est la fusée-sonde *Dragon-III* [Beghin, 1971], lancée le 18 novembre 1969 au centre d'essai des Landes dans des conditions ionosphériques calmes et de jour (tableau 2.2-2ème ligne). La mesure de l'impédance a été effectuée à partir de quatre sphères métalliques disposées aux sommets d'un carré comme sur le satellite *French Fr-1* dans la configuration *symétrique*, c'est-à-dire les émetteurs sur le même côté. La fréquence d'émission balayait le domaine compris entre 1 à 13 kHz, ce qui a permis de mesurer la fréquence hybride basse f_{lh} . L'émission de courant s'effectuait par séquences de quatre secondes en mode impédance mutuelle de manière sinusoidale avec un balayage en fréquence dans le domaine d'émission, mais également par des impulsions récurrentes, méthode fondée sur le principe des sondes à relaxation (section 1.2.3.1). La mesure de l'impédance mutuelle s'effectuait par l'acquisition de l'amplitude et de la phase, tandis que dans un autre mode, seule la mesure de l'amplitude était possible mais à très haute cadence (50 ms). A partir de la fréquence hybride basse, la sonde à impédance mutuelle a mesuré la densité électronique et la masse ionique le long de la trajectoire de la fusée entre 110 km et 480 km.

Un second prototype à être embarquée sur une fusée-sonde est l'instrument *CISASPE* (Connaissance de l'Ionosphère par Sondage Actif, Spectrométrie de masse et Préparation d'ondes Electrostatiques) [Chasseriaux et al., 1972] (tableau 2.2-3ème ligne). L'instrument fut embarqué sur la fusée-sonde *Véronique* tirée à partir du centre spatial Guyanais le 16 décembre 1971. La sonde était également constituée d'un quadripôle sous forme d'un carré de 17 cm de côté. La sonde *CISASPE* a mesuré la fréquence hybride haute f_{uh} lors de sa montée dans l'ionosphère terrestre. La densité électronique pouvait être comparée à d'autres mesures effectuées séparément par spectromètres de masse ionique en supposant l'homogénéité du plasma autour de la fusée.

Il y eut ensuite la campagne *IPOCAMP 1&2* (Ionosphère POlaire CAMPagne). Plusieurs sondes à

impédance mutuelle ont été embarquées à bord de fusées soviétiques de type MR12 durant les hivers 1974 et 1977 sur l'île de Heyss localisés dans les archipels François-Joseph situés à moins de 1000 km du pôle Nord [Beghin et al., 1976; Michel et al., 1975]. Des explorations du milieu ionisé en région polaire (latitude 80.6°N) ont pu y être effectuées. Les fusées étaient également équipées de sondes de Langmuir et de spectromètres de masse.

Les sondes à impédance mutuelle ont ensuite été embarquées dans différents satellites spatiaux, notamment sur le satellite *GEOS-1* (Geostationary Earth Orbit Satellite-1) [Décréau et al., 1978a] (tableau 2.2-4ème ligne). Ce satellite devait initialement se placer en orbite géostationnaire (36 000 km) mais suite à un problème au lancement, il se plaça sur une orbite plus faible mais permit de réaliser des mesures pendant près de 14 mois dans la magnétosphère terrestre. Toute une batterie d'instruments plasmas était également à bord de ces satellites : des antennes électriques (S-300 DC), une méthode de relaxation (S-301), une sonde à impédance mutuelle (S-304), un analyseur d'électrons et d'ions (S-302) ainsi qu'un spectromètre d'ions (S-303). Ce regroupement d'instruments plasmas a permis de vérifier la validité des mesures de chaque instrument ([Décréau et al., 1978b, Fig.4]). Les mesures d'impédance mutuelle ont été effectuées à l'aide deux émetteurs situés aux extrémités de deux antennes électriques localisées proches du satellite et deux récepteurs situés aux extrémités de deux autres antennes électriques de 20 m de long. L'émission du signal électrique s'effectuait dans la gamme de fréquence de 0.3 à 77 kHz où la fréquence hybride haute et la fréquence plasma électronique ont pu être mesurées [Décréau et al., 1978a], permettant la détermination de la densité et de la température des électrons, parfois grâce à la modélisation de la réponse instrumentale. Les mesures ont pu être effectuées pour des longueurs de Debye entre 0.5 et 6 m. Une étude des mesures de l'impédance mutuelle dans la plasmopause est proposée dans Décréau et al. [1982].

Puis, une sonde à impédance mutuelle a été embarquée à bord du satellite *Arcad-3* [Galperin et al., 1982]. Il s'agit de l'expérience ISOPROBE (Interferometer Self-Oscillating PROBE) [Beghin et al., 1982]. Cette expérience est constituée de deux instruments (ISOPROBE-1 et ISOPROBE-2) identiques installés de façon anti-symétrique (Fig. 2.6). Chaque sonde comprend trois émetteurs et deux récepteurs permettant de réaliser des mesures selon deux modes d'opération : le mode DC (Debye court) et DL (Debye long). Ces deux modes ont permis d'effectuer des mesures en faisant varier la distance émetteur-récepteur, permettant d'avoir accès aux fréquences caractéristiques du plasma pour des gammes de longueur de Debye différentes. Ces sondes ont également permis de réaliser des mesures actives et passives. Le satellite fut lancé le 21 septembre 1981 sur une orbite proche de l'orbite polaire (apogée : 2012.4 km, périégée : 408.3 km, inclinaison : 82.5 deg, période : 109.5 min) au sein de l'ionosphère et de la magnétosphère terrestres. Les mesures de l'impédance mutuelle ont permis l'étude de la haute ionosphère au niveau des pôles de la Terre par la détermination de la fréquence hybride haute et de la fréquence plasma électronique. Cette mission a été la première à proposer des mesures continues de la densité et de la température de la population électronique. Le satellite a également embarqué un spectromètre d'ions pour mesurer la densité, la température, et les trois composantes de la vitesse ionique, ainsi qu'un détecteur de particules et un magnétomètre. La mission s'est terminée en 1986.

L'expérience ISOPROBE a beaucoup influencé la configuration de la sonde à impédance mutuelle RPC-MIP embarquée à bord de *Rosetta*.

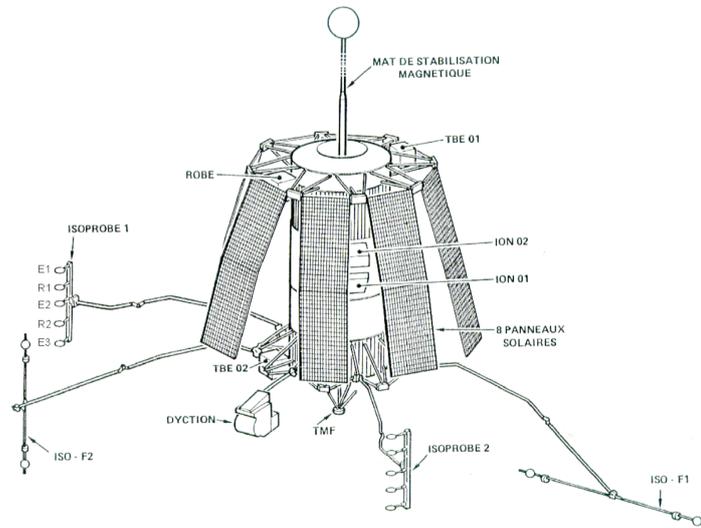


FIGURE 2.6 – Configuration du satellite *ARCAD-3* avec la position des deux sondes à impédance mutuelle ISOPROBE-1 et ISOPROBE-2. Adaptée de [Beghin et al. \[1982\]](#).

2.4 Description des sondes à impédance mutuelle actuelles

Cette section décrit les sondes à impédance mutuelle sur lesquelles nous travaillerons dans ce manuscrit. Dans un premier temps, nous décrivons la sonde à impédance mutuelle RPC-MIP qui a été embarquée à bord du satellite *Rosetta* (section 2.4.1.2), puis nous décrivons l'expérience d'impédance mutuelle PWI/AM²P à bord du satellite Mio/MMO de la mission *BepiColombo* (section 2.4.2.2). Ensuite, nous aborderons l'expérience d'impédance mutuelle sur le satellite *JUICE* : RPWI/MIME (section 2.4.3.2). Enfin, nous introduisons le projet R&D *COMIX* consistant à adapter les sondes à impédance mutuelle sur les plateformes nano-satellites ainsi que la nouvelle mission cométaire : *Comet Interceptor* (section 2.4.4).

2.4.1 RPC-MIP à bord du satellite *Rosetta*

2.4.1.1 La mission *Rosetta* : A rendez-vous with a comet

La mission *Rosetta* est une mission spatiale qui a officiellement débuté en novembre 1993. Elle fait partie du programme Horizon 2000 de l'Agence Spatiale Européenne (ESA). L'objectif principal de cette mission est d'explorer les origines de notre système solaire par l'étude de l'état actuel des comètes. En effet, les comètes possèderaient une partie du matériel présent lors de la formation du système solaire, sans que ce matériel, piégé par les glaces au sein de noyaux cométaires, n'est pu être modifié au cours du temps. La cible initiale de la mission *Rosetta* devait être la comète 46P/Wirtanen [[Schwehm et Schulz, 1999](#)]. L'échec au lancement de la première fusée Ariane V en décembre 2002 a contraint l'ESA à reporter le lancement du satellite, initialement prévu en janvier 2003. La mission s'est alors réorientée vers la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko. Finalement, le satellite a été lancé le 2 mars 2004 depuis le centre spatial guyanais de Kourou par un lanceur Ariane-5 G+. Cette mission est constituée d'un satellite principal, appelé *Rosetta*, et d'un atterrisseur, appelé *Philae*. Le nom de la mission provient de la pierre de Rosette découverte sur les bords du delta du Nil à Fort Julien (non loin de la ville de Rosette) et qui permet de déchiffrer les hiéroglyphes par la présence d'un même texte écrit en trois langues. Comme présenté par [Glassmeier](#)

TABLEAU 2.3 – Résumé des instruments présents sur le satellite *Rosetta*

<i>Noms</i>	<i>Instruments</i>	<i>Références</i>
ALICE	Spectro-imageur ultraviolet	[Stern et al., 2007]
CONSERT	Radar bistatique de sondage de noyau	[Kofman et al., 2007]
COSIMA	Spectromètre de masse et microscope pour les poussières	[Kissel et al., 2007]
GIADA	Analyseur de poussière	[Colangeli et al., 2007]
MIDAS	Microscope à force atomique pour les poussières	[Riedler et al., 2007]
MIRO	Spectroradiomètre	[Gulkis et al., 2007]
OSIRIS	Imageur, visible	[Keller et al., 2007]
ROSINA	Spectromètre de masse pour neutres et ions	[Balsiger et al., 2007]
RPC	Consortium Plasma	[Carr et al., 2007]
- ICA	Analyseur à ions	[Nilsson et al., 2007]
- IES	Analyseur à électrons et ions	[Burch et al., 2007]
- LAP	Sondes de Langmuir	[Eriksson et al., 2007]
- MAG	Magnétomètre	[Glassmeier et al., 2007b]
- MIP	Sonde à impédance mutuelle	[Trotignon et al., 2007]
RSI	Investigation par radio-science	[Pätzold et al., 2007]
VIRTIS	Spectro-imageur, visible et infrarouge	[Coradini et al., 2007]

et al. [2007a], cette mission a eu pour objectifs principaux de :

- Caractériser le noyau de la comète
- Déterminer ses propriétés dynamiques
- Déterminer la composition et la topologie du noyau
- Déterminer la composition chimique et minérale des éléments volatils
- Déterminer les propriétés physiques et les relations de ces éléments volatils entre eux
- Etudier le développement de l'activité cométaire et les processus à sa surface et dans son environnement
- Etudier l'évolution des régions d'interaction entre le vent solaire et le dégazage de la comète pendant la phase d'approche au Soleil

Pour mener à bien ces objectifs, le satellite *Rosetta* et l'atterrisseur *Philae* ont embarqué respectivement 15 et 13 instruments scientifiques. Les instruments présents sur le satellite *Rosetta* sont illustrés en figure 2.7 et décrits dans le tableau 2.3 avec les références associées à chaque instrument.

Le voyage du satellite *Rosetta* a duré un peu plus de 10 ans de mars 2004 à août 2014. Le satellite a profité de quatre assistances gravitationnelles (Terre, Mars, Terre et Terre) pour acquérir suffisamment d'énergie pour se diriger vers 67P. Durant son trajet, le satellite a pu réaliser un survol de deux astéroïdes : le premier, Steins à une distance de 1700 km et le second, 21-Lutèce à une distance de 3000 km. Puis le satellite fut mis en hibernation pendant près de 2 ans et demi avant sa réactivation le 20 janvier 2014. Le satellite a ensuite effectué une série de manoeuvres pour se diriger vers la comète 67P et s'est mis en orbite autour du noyau le 6 août 2014, ce qui marqua le début de la mission cométaire. Les différentes étapes du voyage de la mission sont détaillées dans le tableau 2.4.

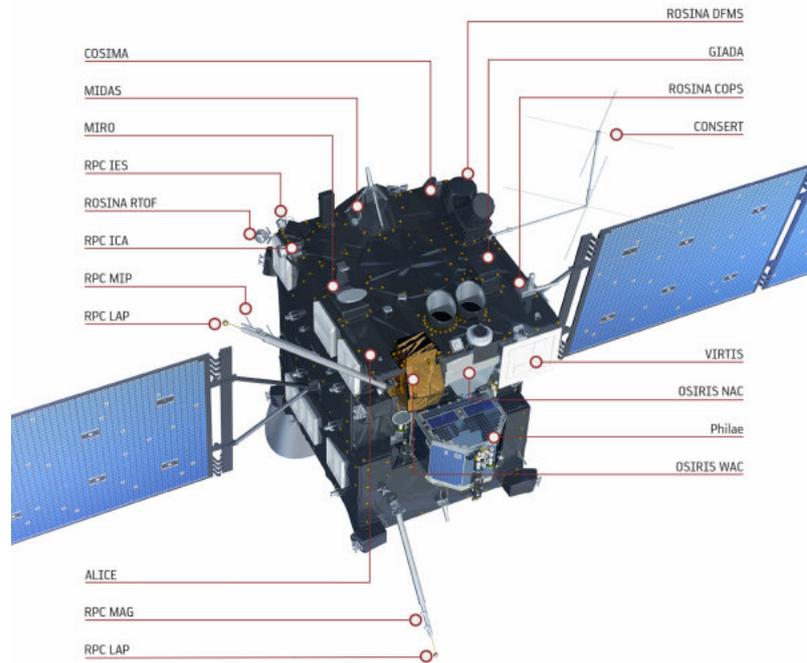


FIGURE 2.7 – Les différents instruments présents sur le satellite *Rosetta* (Crédit : ESA Science)

Trois mois après le début des opérations autour de la comète, l'atterrisseur *Philae* fut déployé et commença sa descente à la surface de 67P le 12 novembre 2014. Cependant, dû à un dysfonctionnement du système d'ancrage, *Philae* effectua plusieurs rebonds avant de se poser contre une paroi à l'ombre, à plus d'un kilomètre du site initial d'atterrissage prévu. Comme la majorité des panneaux solaires n'était pas éclairée par le Soleil, les instruments n'ont pu effectuer que quelques mesures avant que le contact ne soit définitivement perdu le 15 novembre 2014. *Philae* ne sera retrouvé par *Rosetta* que le 1^{er} septembre 2016, un mois avant la fin des opérations. Un aperçu des principales observations et des résultats scientifiques de l'atterrisseur *Philae* est proposé dans [Boehnhardt et al. \[2017\]](#).

Les caractéristiques telles que la trajectoire et la distance de *Rosetta* par rapport à la comète durant toute la mission cométaire d'août 2014 à septembre 2016 seront détaillées dans le chapitre 5 en section 5.1.

La comète 67P/Churyumov-Gerasimenko appartient à la famille des comètes joviennes qui se composent des comètes périodiques dites de courte période. Leur période de révolution se situe entre 6 ans et 12 ans, la limite haute étant la période de révolution de la planète Jupiter. Cette comète a été découverte par les astronomes Klim Churyumov et Svetlana Gerasimenko en octobre 1969 [[Churyumov et Gerasimenko, 1972](#)]. Sa période de révolution est de 6.44 années et les distances à l'aphélie et au périhélie de 5.68 UA et de 1.24 UA.

2.4.1.2 Mutual Impedance Probe (RPC-MIP)

Cette section présente la sonde à impédance mutuelle RPC-MIP (Rosetta Plasma Consortium-Mutual Impedance Probe, [Trotignon et al. \[2007\]](#)). La sonde à impédance mutuelle RPC-MIP a été embarquée à bord du satellite *Rosetta*. Elle a caractérisé la densité des électrons dans l'ionosphère cométaire de 67P/Churyumov-Gerasimenko pendant plus de deux ans, d'août 2014 à septembre

TABLEAU 2.4 – Liste des événements liés au voyage (Mars 2004 - Août 2014) et à la mission cométaire (août 2014 - septembre 2016) de *Rosetta*

<i>Date</i>	<i>Evénements</i>
2 mars 2004	Lancement
4 mars 2005	1er survol de la Terre
25 février 2007	Survol de Mars
13 novembre 2007	2ème survol de la Terre
1er septembre 2008	Survol de l'astéroïde 2867-Steins
13 novembre 2009	3ème survol de la Terre
10 juillet 2010	Survol de l'astéroïde 21-Lutèce
8 juin 2011	Mise en sommeil du satellite
20 janvier 2014	Réactivation du satellite
6 août 2014	Mise en orbite autour de 67P
12 novembre 2014	Atterrissage du sondeur <i>Philae</i> à la surface de 67P
13 août 2015	Périhélie
30 septembre 2016	Atterrissage de <i>Rosetta</i> & Fin de mission

2016.

RPC-MIP est située sur l'un des deux bras de *Rosetta*. Elle mesure un mètre de long et elle est composée de deux émetteurs et deux récepteurs situés à ses extrémités. Cette sonde est présentée en figure 2.8. Chaque récepteur se trouve respectivement à 40 et 60 cm de chaque émetteur. L'instrument fonctionne selon deux modes d'opération : le mode *Short Debye Length* (SDL) et le mode *Long Debye Length* (LDL). En mode SDL, il existe quatre sous-modes : E_1 , E_2 , *Anti-Phase* et *Phase*. En mode E_1 et E_2 , seul l'émetteur E_1 (resp. E_2) émet un signal électrique. En mode *Anti-Phase* (resp. *Phase*) les deux émetteurs émanent des signaux électriques en opposition de phase (resp. en phase). Comme nous l'avons mentionné dans la section 2.1.2, les fréquences propres générées dans le plasma peuvent être déterminées lorsque la longueur de Debye ne dépasse pas la longueur émetteur-récepteur (entre 40 et 60 cm). Pour lever cette contrainte, il existe un autre mode : le mode LDL (*Long Debye Length*). Les deux émetteurs de MIP sont coupés et une des sondes de Langmuir située sur l'autre bras, le même que RPC-MAG, est alors utilisée comme émetteur. La sonde de Langmuir étant située à environ 3 m des récepteurs de RPC-MIP, il est alors possible d'extraire les fréquences caractéristiques du plasma pour des longueurs de Debye plus large que dans le cas du mode SDL. RPC-MIP possède également un mode passif permettant d'écouter les ondes naturelles du plasma comme une antenne électrique standard. Un exemple de spectrogramme passif est illustré dans Myllys et al. [submitted, Figure 1].

2.4.2 PWI/AM²P à bord de Mio/MMO de la mission *BepiColombo*

2.4.2.1 L'étude de l'environnement de Mercure : la mission *BepiColombo*

La mission *BepiColombo* est une mission d'exploration de la planète Mercure. Elle fait partie du programme Horizon 2000+ de l'Agence Spatiale Européenne faisant suite au programme Horizon 2000 au sein duquel la mission *Rosetta* fut acceptée. Cette mission est conjointement gérée entre l'ESA et l'Agence d'Exploration Aérospatiale Japonaise (JAXA). Le nom de la mission *BepiColombo* est un hommage au mathématicien Giuseppe (Bepi) Colombo

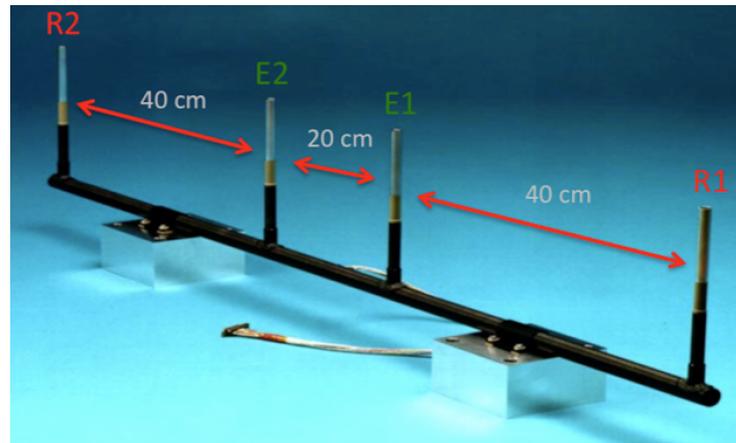


FIGURE 2.8 – La sonde à impédance mutuelle RPC-MIP à bord du satellite spatial *Rosetta* : sonde d'un mètre de long possédant deux émetteurs E_1 et E_2 et deux récepteurs, R_1 et R_2 à ses extrémités. Adaptée de Trotignon et al. [2007].

TABLEAU 2.5 – Résumé des performances attendues de RPC-MIP. Adapté de Trotignon et al. [2007]

Paramètres	Gamme
Densité des électrons	SDL : 2 cm^{-3} - $1.5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ LDL : 2 cm^{-3} - 280 cm^{-3}
Température des électrons	30 K - 10^6 K
Fréquences d'émission	SDL : 7 kHz - 3.5 kHz LDL : 7 kHz - 168 kHz
Longueur de Debye	SDL : 0.5 cm - 20 cm LDL : 10 cm - 200 cm
Résolution temporelle	2.5 s (burst mode) 8 s (normal mode) 32 s (survey mode)

(1920-1984). Il est l'un des investigateurs des manoeuvres d'assistances gravitationnelles des satellites spatiaux, leur permettant de profiter de la force gravitationnelle des planètes pour accumuler de l'énergie et ainsi réduire drastiquement la consommation de carburant durant leur voyage. Ses travaux ont permis au satellite *Mariner-10* d'effectuer deux survols supplémentaires de Mercure dans les années 1970.

La mission *BepiColombo* est composée de deux satellites distincts. D'une part, l'orbiteur MPO (Mercury Planetary Orbiter) a été développé par l'ESA. Il contient 11 instruments principalement dédiés à l'étude de l'intérieur et de la surface de la planète Mercure. Ces instruments sont présentés en figure 2.9 et décrits dans le tableau 2.6. D'autre part, l'orbiter Mio/MMO (Mercury Magnetospheric Orbiter) a été développé par la JAXA et comporte 5 consortia instrumentaux destinés principalement à l'étude de la magnétosphère et de l'exosphère de Mercure, ainsi que leur interaction avec le vent solaire. Ces instruments sont présentés en figure 2.10 et décrits dans le tableau 2.7. Les objectifs principaux de la mission *BepiColombo* sont les suivants [Benkhoff et al., 2010] :

- Comprendre les origines et l'évolution d'une planète proche du Soleil

- Etudier la forme, l'intérieur, la structure, la géologie, la composition et les cratères
- Etudier la composition et la dynamique de l'exosphère de la planète
- Etudier la structure et la dynamique de la magnétosphère de la planète
- Comprendre l'origine du champ magnétique de la planète

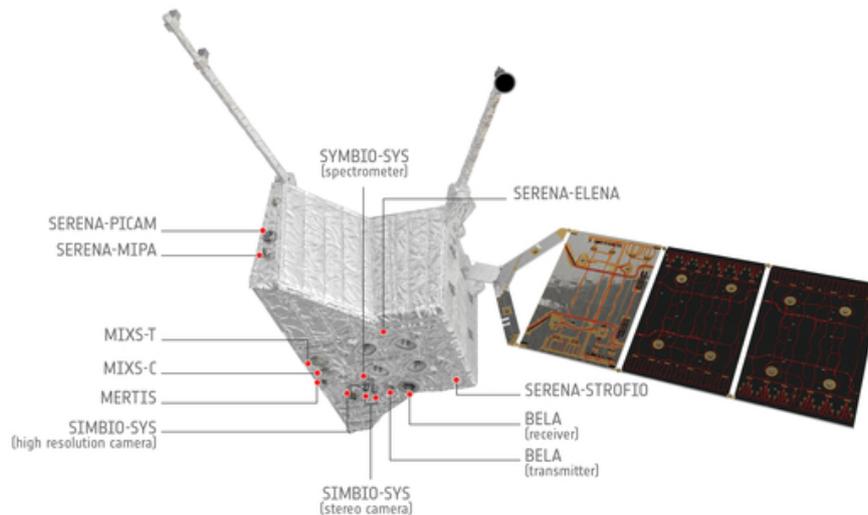


FIGURE 2.9 – Illustration des différents instruments présents sur le satellite MPO de la mission *BepiColombo* (Crédit : ESA/Science)

La mission a été lancée avec succès le 19 octobre 2018 depuis le centre spatial de Kourou. Malgré la proximité de la planète Mercure, le voyage devrait durer un peu plus de 7 ans avant que le satellite ne puisse se placer en orbite autour de la planète cible. Elle utilisera neuf fois l'assistance gravitationnelle dont un survol de la Terre (prévue pour le 13 avril 2020), deux survols de Vénus et six survols de Mercure. Les manoeuvres de mise en orbite autour de la planète commenceront en décembre 2025, avant que les deux satellites Mio/MMO et MPO se placent sur leurs orbites respectives pour débiter les opérations scientifiques en mars 2026 pour un peu plus d'un an (environ 6 années sur Mercure). Le satellite MPO aura une orbite de 480x1500 km qu'il effectuera en un peu plus de 2h tandis que le satellite Mio/MMO sera placé sur une orbite de 590x11640 km qu'il effectuera en un peu plus de 9h. Une extension d'un an est prévue (4 ans sur Mercure). Les différentes étapes de la mission sont listées dans le tableau 2.8.

Seules deux missions spatiales se sont aventurées dans l'environnement de Mercure : *Mariner-10* et *MESSENGER*. *Mariner-10* a effectué trois survols de la planète au milieu des années 70 en s'approchant au maximum à 703 km de la surface [Ogilvie et al., 1977]. De plus, tous les survols ont eu lieu du côté nuit, ne débouchant lieu qu'à des mesures dans une magnétosphère n'ayant aucune interaction directe avec le vent solaire. Quant à *MESSENGER*, elle s'est mise en orbite autour de la planète de mars 2011 jusqu'au 30 avril 2015 [McNutt et al., 2014; Solomon et al., 2007]. La mission

TABLEAU 2.6 – Liste des instruments à bord du satellite MPO de la mission *BepiColombo*

<i>Noms</i>	<i>Instruments</i>	<i>Références</i>
BELA	Altimètre laser	[Gunderson et Thomas, 2010]
ISA	Accéléromètre	[Iafolla et al., 2010]
MERMAG	Magnétomètre	[Glassmeier et al., 2010]
MERTIS	Spectromètre imageur infrarouge	[Hiesinger et al., 2010]
MGNS	Spectromètre à neutrons et rayons gamma	[Mitrofanov et al., 2010]
MIXS	Spectromètre imageur ultraviolet	[Fraser et al., 2010]
MORE	Expérience radio	[Iess et al., 2009]
PHEBUS	Spectroscopie ultraviolet	[Chassefière et al., 2010]
SERENA	Détecteurs de particule	[Orsini et al., 2010]
SYMBIO-SYS	Spectromètre imageur	[Flamini et al., 2010]
SIXS	Spectromètre rayons X et particules	[Huovelin et al., 2010]

TABLEAU 2.7 – Liste des instruments à bord du satellite Mio/MMO de la mission *BepiColombo*

<i>Noms</i>	<i>Instruments</i>	<i>Références</i>
MERMAG	Magnétomètre	[Baumjohann et al., 2010]
MPPE	Détecteur de particules et de plasma	[Saito et al., 2010]
- MEA-1 & 2	Analyseurs à électrons	
- MIA	Analyseur à ions	
- MSA	Spectromètre de masse	
- HEP-ele	Instrument à haute-énergie des électrons	
- HEP-ion	Instrument à haute-énergie des ions	
- ENA	Analyseur des particules neutres	
PWI	Détecteurs d'onde plasma	[Kasaba et al., 2010]
- EWO	Sondes de Langmuir	
- SC-DB & SC-LF	Fluxmètres	
- WPT	Sondeurs électriques	
- AM ² P	Impédance mutuelle	[Trotignon et al., 2006]
- SORBET	Bruit thermique	[Moncuquet et al., 2006]
- MEFISTO	Antennes électriques	[Blomberg et al., 2006]
MSASI	Spectromètre de mesure du sodium	[Yoshikawa et al., 2010]
MDM	Détecteur de poussières	[Nogami et al., 2010]

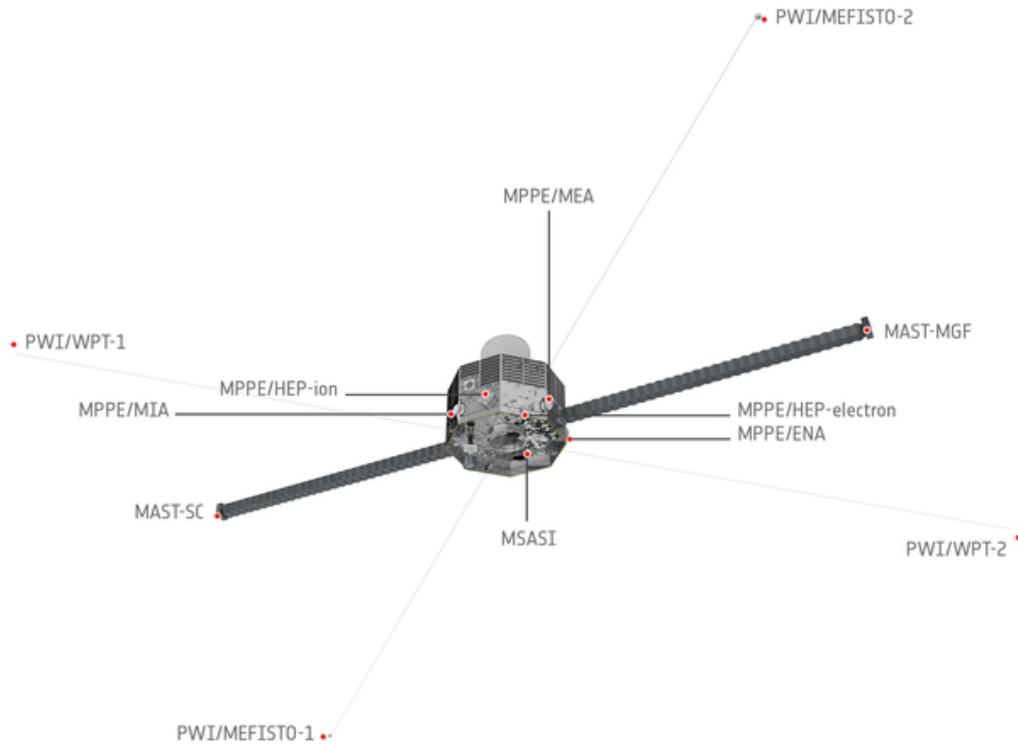


FIGURE 2.10 – Illustration des différents instruments présents sur le satellite Mio/MMO de la mission *Bepi-Colombo* (Crédit : ESA/Science)

a notamment permis d'étudier la magnétosphère de Mercure [Johnson, 2015]. Cependant, le satellite n'a pas embarqué d'instrument permettant de caractériser la population d'électrons issus d'une récente ionisation ou une population d'électrons thermalisés [Andrews et al., 2007].

Mercury est la planète la plus proche du Soleil. Elle a la plus grande excentricité des planètes du système solaire, ce qui fait que sa distance par rapport au Soleil varie fortement durant sa période de révolution de 0.31 UA à son périhélie, à 0.47 UA à son aphélie. Elle est environ trois fois plus petite et presque vingt fois moins massive que la Terre mais presque aussi dense qu'elle. Sa densité est comparable à celle de la Terre due à son large noyau métallique. Elle est dépourvue de véritable atmosphère mais possède un champ magnétique [Johnson et al., 2012].

2.4.2.2 Active Measurement of Mercury's Plasma (PWI/AM²P)

L'expérience d'impédance mutuelle AM²P [Trotignon et al., 2006] (Active Measurement of Mercury's Plasma) au sein du consortium PWI *Plasma Wave Investigator* [Kasaba et al., 2010] est embarquée à bord du satellite Mio/MMO (Mercury Magnetospheric Orbiter) de la mission *Bepi-Colombo*. Cette expérience d'impédance mutuelle a pour but de caractériser pour la première fois les électrons thermiques dans l'environnement de Mercure. La densité et la température du plasma électronique devraient être déduites en analysant l'impédance propre et l'impédance mutuelle du milieu, suite à l'excitation ou la génération des ondes et oscillations caractéristiques dans le vent solaire et dans la magnétosphère de Mercure. L'expérience PWI/AM²P utilise les antennes

TABEAU 2.8 – Liste des événements liés au voyage de *BepiColombo*

Date	Événements
19 octobre 2018	Lancement
13 avril 2020	Survol de la Terre
16 octobre 2020	Premier survol de Vénus
11 août 2021	Second survol de Vénus
2 octobre 2021	Premier survol de Mercure
23 juin 2022	Second survol de Mercure
20 juin 2023	Troisième survol de Mercure
5 septembre 2024	Quatrième survol de Mercure
2 décembre 2024	Cinquième survol de Mercure
9 janvier 2025	Sixième survol de Mercure
5 décembre 2025	Arrivée à Mercure
14 mars 2026	MPO & Mio/MMO se place en orbite scientifique
1 mai 2027	Fin de mission nominale
1 mai 2028	Fin de prolongation de mission prévue

électriques MEFISTO (Mercury Electric Field In Situ TOol, [Blomberg et al., 2006]) longues de 20 m. Deux sphères sont localisées aux extrémités de ces antennes. L'instrument PWI/AM²P fonctionnera selon plusieurs configurations d'antennes :

- Les antennes double-sphères où un courant est injecté dans les sphères à travers un circuit RC (résistance-condensateur) et la tension est mesurée entre les deux sphères.
- Les antennes double-fils où une tension est appliquée aux fils, et le courant à travers l'un des fils est mesuré en faisant l'hypothèse que ce courant est le même sur l'autre fil.
- Une combinaison des deux précédentes configurations pour laquelle une tension est appliquée aux fils et mesurée entre les deux sphères.

L'expérience fonctionnera dans la gamme de fréquences [0.7-120 kHz] autour de la fréquence plasma électronique attendue. Cela correspond à une densité électronique allant de 0.02 à 180 cm^{-3} et une température entre 0.1 à 100 eV. Les mesures effectuées par PWI/AM²P seront utilisées pour calibrer les antennes électriques ainsi que pour déterminer la longueur effective de l'antenne en fonction de la fréquence et des réactions du milieu plasma. Cette longueur est fondamentale pour la calibration des mesures de champ électrique. D'autres antennes électriques (WPT, [Kasaba et al., 2010]) seront également utilisées pour réaliser des mesures de bruit thermique (SORBET - Spectroscopie des Ondes Radio et du Bruit Electrostatique Thermique, [Moncuquet et al., 2006]).

2.4.3 RPWI/MIME à bord du satellite *JUICE*

2.4.3.1 La mission d'exploration du système jovien : *JUICE*

L'objectif de la mission *JUICE* (JUperiter ICy moons Explorer) est d'étudier le système Jovien : composé de la planète Jupiter et de ses lunes dont les principales sont Io, Europe, Callisto et Ganymède [Grasset et al., 2013]. Cette mission a été sélectionnée en mai 2012 par l'ESA dans le cadre du programme Cosmic Vision 2015-2025.

TABLEAU 2.9 – Liste des événements liés au voyage et aux opérations du satellite *JUICE*

Phase	Debut	Fin	Durée
Voyage			
Lancement	juin 2022		
Survol de la Terre	mai 2023		
Survol de Vénus	octobre 2023		
Survol de la Terre	septembre 2024		
Survol de Mars	février 2025		
Survol de la Terre	novembre 2026		
Jupiter tour			
Phase équatoriale de Jupiter/Transfert à Callisto	janvier 2030	janvier 2031	12 mois
Survol d'Europe	février 2031	mars 2031	36 jours
Haute latitude de Jupiter et Callisto	avril 2031	octobre 2031	6 mois
Phase équatoriale de Jupiter/Transfert à Ganymède	Novembre 2031	août 2032	9 mois
Ganymède tour			
Phase elliptique	septembre 2032	octobre 2032	30 jours
Haute altitude (5000 km) circulaire	octobre 2032	janvier 2033	90 jours
Seconde phase elliptique	janvier 2033	février 2033	30 jours
Altitude moyenne (500 km) circulaire	février 2033	juin 2033	102 jours
Altitude basse (200 km) circulaire	juin 2033	juillet 2033	30 jours

Prévue pour un lancement en juin 2022, la mission a pour objectif l'étude des lunes glacées de Jupiter, plus particulièrement d'Europe et de Ganymède. Ces lunes sont intéressantes concernant la question de l'habitabilité dans des mondes glacés puisqu'elles renfermeraient potentiellement des océans souterrains. De plus, Ganymède est la seule lune connue du système solaire à posséder son propre champ magnétique, qui de plus interagit avec la magnétosphère de Jupiter [Leclercq et al., 2016]. Le voyage devrait durer un peu plus de 7 ans et demi pour une arrivée dans le système jovien en 2029/2030. Le satellite profitera de différentes assistances gravitationnelles. Le tableau 2.9 résume le voyage de *JUICE* ainsi que les principaux événements liés aux opérations dans le système jovien.

La première partie de la mission (*Jupiter tour*) sera essentiellement destinée à l'étude de la planète Jupiter et de sa magnétosphère. Le satellite effectuera quelques survols d'Europe et de Callisto pour avoir un aperçu complet du système jovien. Puis la seconde partie (*Ganymède tour*) sera destinée à l'étude de Ganymède. Les objectifs scientifiques autour de Ganymède sont de caractériser son océan et ses potentiels réservoirs d'eau souterrains. Une étude topographique, géologique, et de la composition de sa surface est également prévue. L'étude de l'exosphère et de son champ magnétique permettra d'en savoir plus sur l'interaction de ces différentes régions avec la magnétosphère de Jupiter.

La mission dans le système Jovien devrait durer autour de 3 ans et demi pour se terminer entre juin 2033 et décembre 2034.

2.4.3.2 Mutual Impedance MEasurement (RPWI/MIME)

L'expérience MIME (Mutual Impedance MEasurement) au sein du consortium RPWI (*Radio & Plasma Waves Investigator*) se trouvera à bord du satellite *JUICE*. Cette expérience se servira

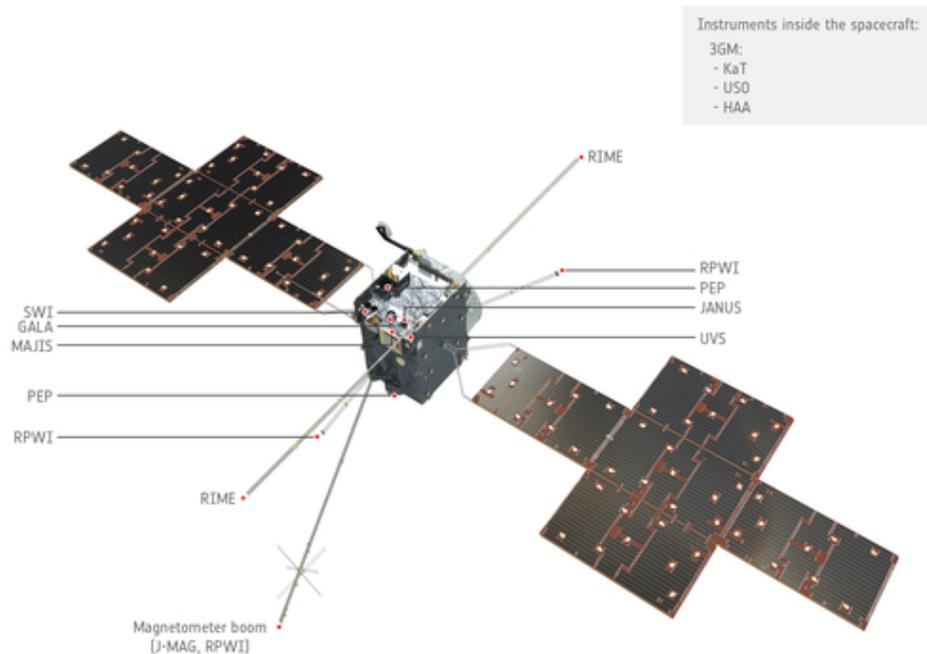


FIGURE 2.11 – Illustration des différents instruments présents sur le satellite *JUICE* (Crédit : ESA/Science)

des quatre sondes de Langmuir (instrument GANDALF) ainsi que des trois dipôles électriques RWI pour effectuer des mesures d'impédance mutuelle. La figure 6.5 illustre les instruments utilisés par RPWI/MIME. Les sondes de Langmuir sont placées chacune à 3 m du satellite. Les dipôles électriques RWI sont quant à eux placés à environ 3 m du satellite. Chaque dipôle mesure environ 2.5 m. Les dipôles définissent un axe orthogonal entre eux. Grâce aux différents instruments, les mesures d'impédance mutuelle pourront être effectuées selon 96 configurations d'émetteur(s)/récepteurs et deux modes d'opération :

- LF (low frequency) mode : la fréquence d'émission varie de 3 kHz à 1.5 MHz. Une ou deux sondes de Langmuir sont utilisées en émission et deux sondes de Langmuir en réception.
- HF (high frequency) mode : la fréquence d'émission varie de 80 kHz à 3 MHz. Une ou deux sondes de Langmuir sont utilisées en émission et les trois antennes électriques RWI en réception.

L'expérience RPWI/MIME permettra de déterminer la densité et la température des électrons thermiques dans l'environnement du système jovien (Jupiter, Ganymède) par la détermination des fréquences propres de résonance du plasma (fréquence hybride haute, fréquence plasma électronique). Ces mesures permettront de contribuer à l'étude des interactions entre le vent solaire et la magnétosphère de Jupiter ainsi que le couplage entre la magnétosphère et l'ionosphère de Ganymède. Ces résultats seront également utiles pour caractériser le couplage thermique entre les particules neutres et les particules chargées. Comme l'expérience PWI/AM²P à bord du satellite Mio/MMO, l'expérience RPWI/MIME permettra de déduire la longueur effective des antennes

TABEAU 2.10 – Liste des instruments présents à bord du satellite *JUICE*

<i>Noms</i>	<i>Instruments</i>
3GM	Instruments radio
GALA	Altimètre laser
JANUS	Imageur visible
J-MAG	Magnétomètre
MAJIS	Spectromètre imageur
PEP	Instruments plasmas
- JDC	Composition plasma
- JEI	Electrons et ions
- JENI	Neutres et ions énergétiques
- JNA	Neutres
- Joee	Electrons énergétiques
- NIM	Spectromètre de masse des ions et des neutres
RIME	Instruments radar
RPWI	Instruments radio & plasma
- GANDALF	Sondes de Langmuir
- MIME	Sonde à impédance mutuelle
- JENRAGE	Antennes électriques
SWI	Instrument ondes
UVS	Imageur ultra-violet

électriques qui mènera à une inter-calibration des sondes de Langmuir et des antennes électriques RWI.

2.4.4 Les sondes à impédance mutuelle à bord de nano-satellites

2.4.4.1 La mission Comet Interceptor

La mission *Comet Interceptor* de l'Agence Spatiale Européenne faisant partie du programme Cosmic Vision a été sélectionnée en juin 2019. *Comet Interceptor* est de classe F (fast), c'est-à-dire que le développement ne doit pas dépasser les 8 ans et la masse totale au lancement ne doit pas excéder 800 kg.

L'objectif scientifique est l'observation d'une comète n'ayant jamais approché du Soleil et dont les caractéristiques sont similaires à celles de son origine qui remonte à la formation du système Solaire. La mission pourrait également survoler un objet interstellaire (comme 1I/Oumuamua observé en 2017 [Meech et al., 2017]). Les précédentes missions ont toutes analysé des comètes ayant déjà effectué des orbites dans le système solaire interne. La composition des couches superficielles du noyau a pu être modifiée au cours du temps.

La mission *Comet Interceptor* sera composée d'un satellite principal (satellite A) accompagné de deux nano-satellites : le satellite B1 développé par la JAXA et le satellite B2 (figure 2.12).

Pour réaliser cet objectif, les satellites seront placés au point de Lagrange L2 du système Terre/Soleil. Grâce aux moyens d'observations terrestres, notamment le télescope LSST (Large Synoptic Survey Telescope) qui doit être inauguré au Chili en 2023 [Ivezić et al., 2019], des comètes cibles doivent être détectées. Des statistiques sur l'observation des nouvelles comètes pénétrant

CHAPITRE 2. LES SONDES À IMPÉDANCE MUTUELLE

TABLEAU 2.11 – Liste des instruments/consortium à bord du satellite mère (A ESA) et des deux nano-satellites filles (B2 ESA, B1 JAXA).

Satellites	Instruments	Description
A ESA	CoCa	Imageur (visible, infra-rouge proche)
A ESA	MIRMIS	Imageur (infra-rouge proche, infra-rouge) spectral
A ESA	DFP	Poussière, Champs & Plasma
B2 ESA	DFP	Poussière, Champs & Plasma
B2 ESA	MANiAC	Spectromètre de masse
B2 ESA	EnVisS	Imageur cartographique de l'espace, visible
B2 ESA	OPIC	Imageur (visible, infra-rouge proche)
B1 JAXA	HI	Imageur Lyman-alpha
B1 JAXA	PS	Etude du plasma et du champ magnétique
B1 JAXA	WAC	Imageur (visible)

le système Solaire interne ont montré que le temps d'attente des satellites ne devrait pas dépasser les 2 à 3 ans avant de trouver une cible viable.

Le lancement de la mission est prévu en 2028, en même temps que ARIEL dont le but est de caractériser l'atmosphère des exoplanètes [Tinetti et al., 2016]. Les trois satellites permettront pour la première fois d'analyser l'environnement cométaire à partir d'observations multi-points. Cela devrait permettre d'avoir une cartographie 3D des différents phénomènes physiques (dégazage, interaction vent solaire/ionosphère, ...).

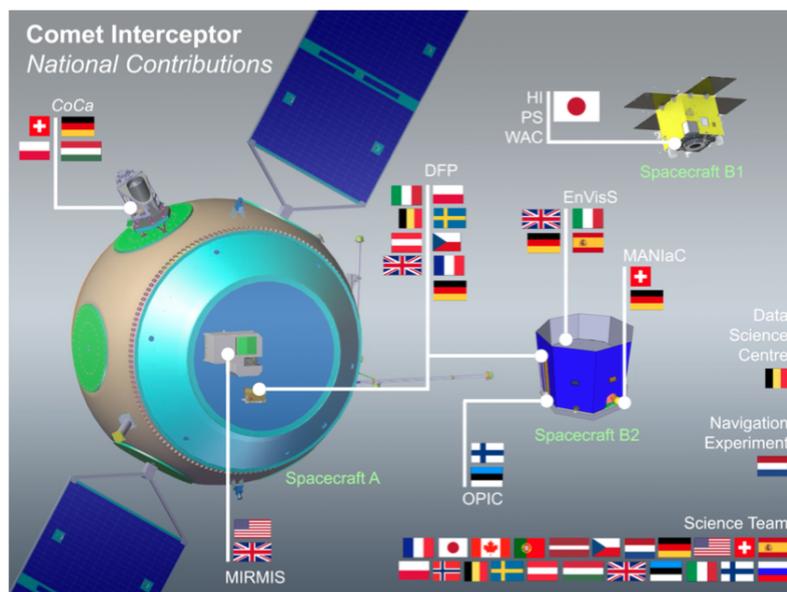


FIGURE 2.12 – Illustration de la mission *Comet Interceptor* et des principaux pays contributeurs.

2.4.4.2 Le projet R&D COMIX

Dans cette section, nous présentons le projet R&D *COMIX* (Cubesat Oriented Mutual Impedance Experiment) consistant à adapter les sondes à impédance mutuelle sur les plateformes nano-satellites. Ce projet a été lancé le 28 novembre 2018 au sein du laboratoire LPC2E. Depuis le début de ce projet, un stage a été mené par N. Gadi [Gadi, 2019] et une thèse est actuellement en cours par L. Bucciantini.

Les contraintes techniques sont fortement liées à la taille (un cube de 10x10x10 cm) et au poids de la charge utile que pourront embarquer ce type de satellite. Afin d'optimiser le poids de la charge utile sur ces nano-satellites, différents instruments plasmas pourraient utiliser les mêmes antennes électriques pour effectuer leurs mesures respectives. Un montage électrique sous forme d'antennes permettrait de réaliser des mesures de bruit thermique ainsi que des mesures d'impédance mutuelle. Un montage à l'aide de sondes de Langmuir permettrait de faire également des mesures d'impédance mutuelle ainsi que des mesures classiques des sondes de Langmuir. La figure 2.13 présente le prototype d'un nano-satellite embarquant une expérience de sonde à impédance mutuelle avec des sondes type Langmuir et des antennes télescopiques pouvant faire office de méthode de bruit thermique. Les méthodes de déploiement des antennes sont en cours d'étude. Actuellement, des tests en laboratoire sont menés pour déterminer les capacités de l'instrument vis-à-vis de la miniaturisation du système électronique associé. Des simulations numériques développées dans cette étude sont utilisées pour notamment vérifier le comportement des tests expérimentaux effectués en cage de Faraday.

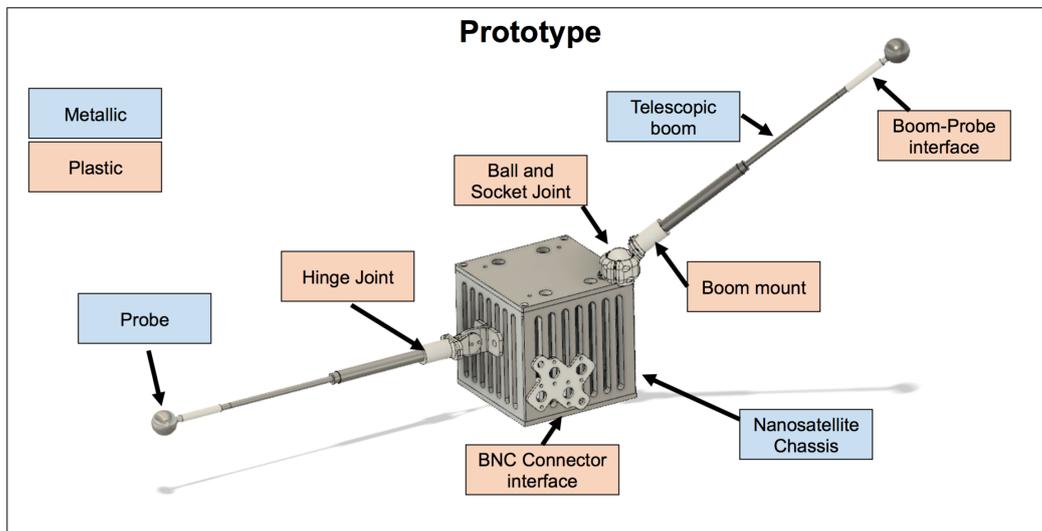


FIGURE 2.13 – Prototype de nano-satellite 1U du projet R&D *COMIX* contenant une expérience de sonde à impédance mutuelle. Adaptée de Gadi [2019].

2.4.5 Regroupement des instruments plasmas en consortium

Au sein d'une même mission spatiale, les instruments, dont ceux présentés au chapitre 1, sont de plus en plus regroupés sous forme de *consortium plasmas*. Cela se justifie par les besoins scientifiques et techniques communs ou corrélés des différents instruments. Par exemple, les instruments plasmas à bord de *Rosetta* constitués de deux sondes de Langmuir (RPC-LAP, Eriksson et al. [2007]), un magnétomètre dual (RPC-MAG, Glassmeier et al. [2007b]), une sonde

à impédance mutuelle (RPC-MIP, Trotignon et al. [2007]), un analyseur à ions (RPC-ICA, Nilsson et al. [2007]) ainsi qu'un analyseur à électrons et ions (RPC-IES, Burch et al. [2007]) font tous partie du *Rosetta Plasma Consortium* [Carr et al., 2007] (fig. 2.14).

A bord du satellite Mio/MMO au sein du consortium *Plasma Wave Investigator* de la mission

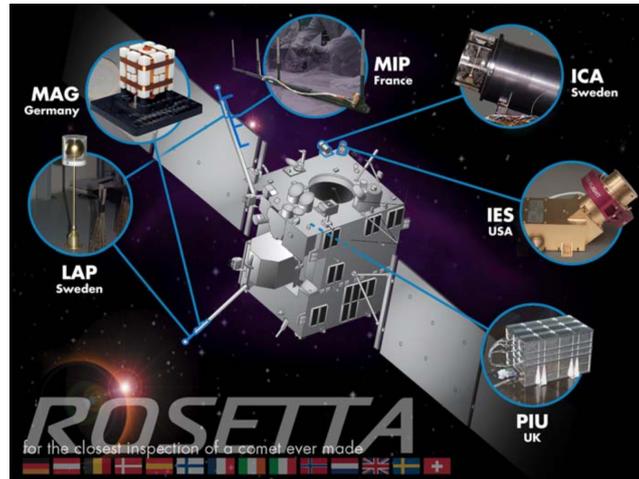


FIGURE 2.14 – Le *Rosetta Plasma Consortium* constitué de 5 instruments : des sondes de Langmuir (RPC-LAP), un magnétomètre dual (RPC-MAG), une sonde à impédance mutuelle (RPC-MIP), un analyseur à électrons et ions (RPC-IES) et un analyseur à ions (RPC-ICA). Adaptée de Carr et al. [2007].

BepiColombo [Kasaba et al., 2010], pour la première fois, des sondes de Langmuir (MEFISTO), une sonde à impédance mutuelle (AM^2P , [Trotignon et al., 2006]) ainsi qu'une expérience de mesure du bruit thermique (SORBET, [Moncuquet et al., 2006]) sont associées pour réaliser des mesures du plasma dans l'environnement de Mercure.

Concernant la mission *JUICE*, le consortium *Radio Plasma Wave Investigator* embarquera des sondes de Langmuir, des antennes électriques et une expérience de mesure d'impédance mutuelle. Il existe plusieurs raisons à ces regroupements des instruments plasmas.

Premièrement, les instruments plasmas dont ceux présentés ci-dessus permettent de mesurer les champs électromagnétiques et les particules chargées dans les plasmas. Ces observations sont fortement corrélées entre elles car la physique associée aux plasmas est un couplage entre les champs électromagnétiques et le mouvement des particules chargées. Par conséquent, pour mieux comprendre les mécanismes physiques au sein des plasmas, il est essentiel de regrouper les observations des différents paramètres fondamentaux des plasmas. Un exemple d'observation multi-instruments du *Rosetta Plasma Consortium* est donné en figure 2.15 lors d'un dégazage massif du noyau dans l'ionosphère de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko [Hajra et al., 2017]. L'association des différents instruments *particules* (COPS, MIP, LAP, IES) et le magnétomètre MAG ont permis de caractériser cet événement ayant eu lieu entre 10h et 14h (UTC time) dans l'environnement de la comète 67P. L'instrument de mesure de la densité et de la pression des molécules neutres COPS a observé une augmentation de la densité des neutres. La sonde à impédance mutuelle a mesuré une augmentation de la densité des électrons (i.e. de la fréquence plasma électronique). Les sondes de Langmuir ont également observé une augmentation du potentiel du satellite, directement relié à la densité des électrons. L'analyseur RPC-IES a observé une diminution des électrons suprathermiques.

Deuxièmement, comme nous l'avons vu juste au-dessus, les instruments n'ont souvent ac-

cès qu'à une certaine gamme de paramètres plasmas, et leurs mesures peuvent être limitées par l'environnement autour du satellite. Pour avoir un aperçu global du plasma, il est nécessaire de recourir à différents instruments. Comme nous le verrons dans le chapitre 5, les différents instruments à bord de Rosetta ont permis de caractériser plusieurs populations électroniques : les électrons suprathermiques (RPC-IES) [Broiles et al., 2016b; Clark et al., 2015; Myllys et al., 2019], les électrons issus d'une récente ionisation (RPC-LAP, RPC-MIP) [Heritier et al., 2017; Odelstad et al., 2015] et les électrons refroidis par collisions avec les neutres (RPC-LAP, RPC-MIP) [Eriksson et al., 2017; Gilet et al., submitted].

De plus, ces instruments peuvent utiliser les mêmes senseurs pour réaliser des mesures. La sonde à impédance mutuelle RPC-MIP à bord de *Rosetta* s'est servie de l'une des sondes de Langmuir RPC-LAP sur l'un de ses modes d'opération (mode LDL).

Sur *JUICE*, l'expérience à impédance mutuelle RPWI/MIME utilisera les quatre sondes de Langmuir et les trois antennes électriques pour réaliser les mesures d'impédance mutuelle.

Enfin, les instruments peuvent calibrer d'autres instruments soit directement à bord, soit pendant le traitement des données au sol. Une calibration commune entre les instruments permet d'avoir accès à plus d'observables et d'augmenter la cadence d'observation des paramètres. La figure 2.16 illustre ce type de calibration croisée sur *Rosetta* entre la sonde à impédance mutuelle (RPC-MIP) et les sondes de Langmuir (RPC-LAP) [Bucciantini, 2019]. Le premier graphe présente l'évolution de la fréquence plasma électronique sur une plage de 15 min entre 6h05 et 6h20 (temps UTC) mesurée par RPC-MIP (étoile bleue) et celle obtenue par calibration croisée entre les deux instruments (étoile noire). Le spectrogramme de RPC-MIP est mis en surbrillance. Le second graphe présente l'évolution de la densité électronique déterminée à partir de la fréquence plasma électronique mesurée par RPC-MIP (point rouge) et par la calibration croisée (étoile bleue).

Nous pouvons voir que la calibration croisée permet de décrire l'évolution de la densité électronique en allant au-delà de la limitation technique de RPC-MIP qui mesurait à ce moment-ci les fréquences jusqu'à 168 kHz. De plus, la cadence de mesure de RPC-LAP a permis de multiplier le nombre de points d'échantillonnage de la densité électronique qui est d'environ 3 s sur RPC-MIP et peut descendre jusqu'à 17 ms avec cette méthode.

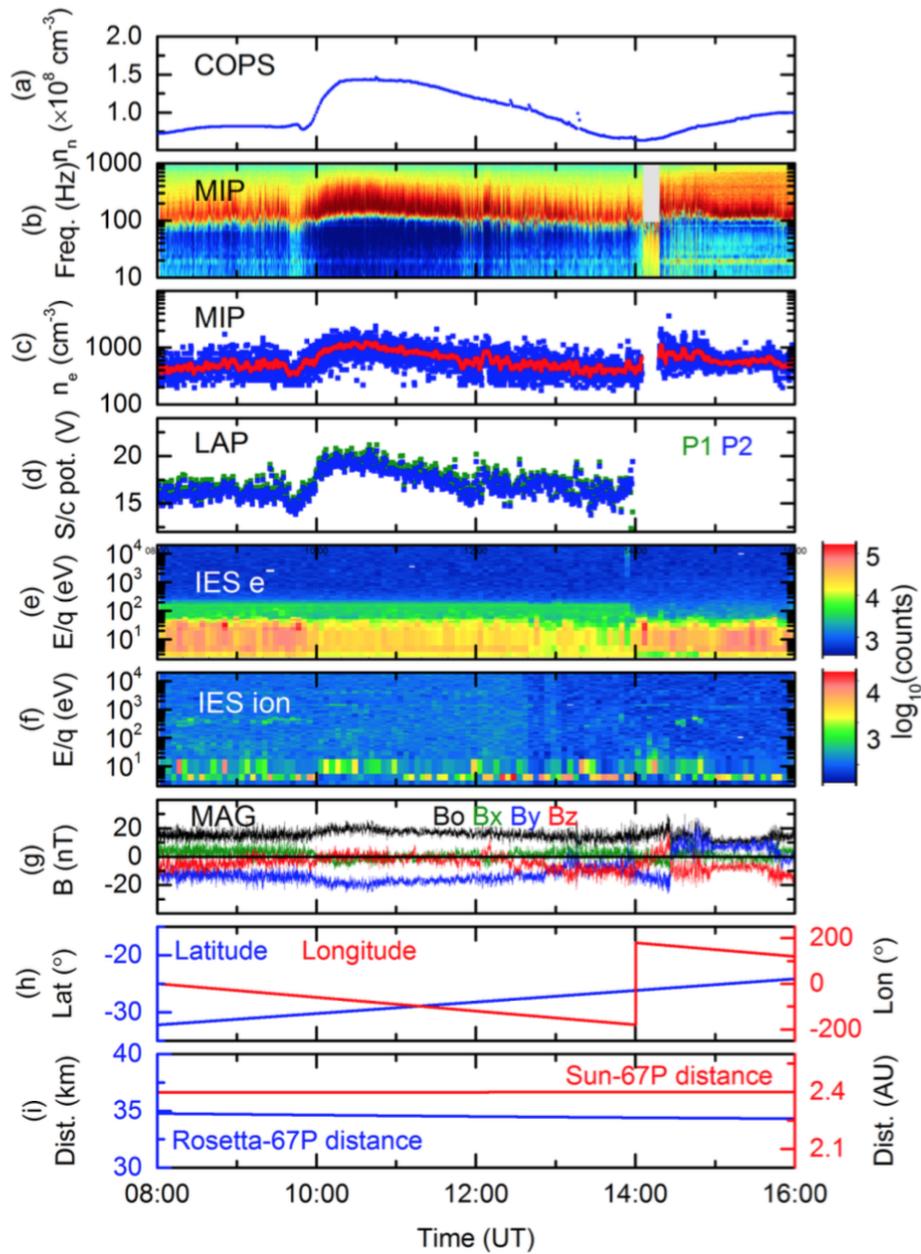


FIGURE 2.15 – Exemple d’une observation multi-instruments d’un dégazage massif de molécules neutres dans l’ionosphère de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko mesurée par les instruments plasmas du consortium RPC à bord du satellite *Rosetta*. (a) Densité des molécules neutres mesurée par le spectromètre des particules neutres ROSINA/COPS (b) spectrogramme d’impédance mutuelle mesuré par la sonde à impédance mutuelle RPC-MIP (c) densité des électrons déterminée à partir du spectrogramme (b), (d) potentiel du satellite mesuré par les sondes de Langmuir RPC-LAP, (e-f) spectrogrammes d’électrons et d’ion mesurés par l’analyseur à particules RPC-IES, (g) composant du champ magnétique mesuré par le magnétomètre RPC-MAG (h-i) données orbitales. Adaptée de Hajra et al. [2017].

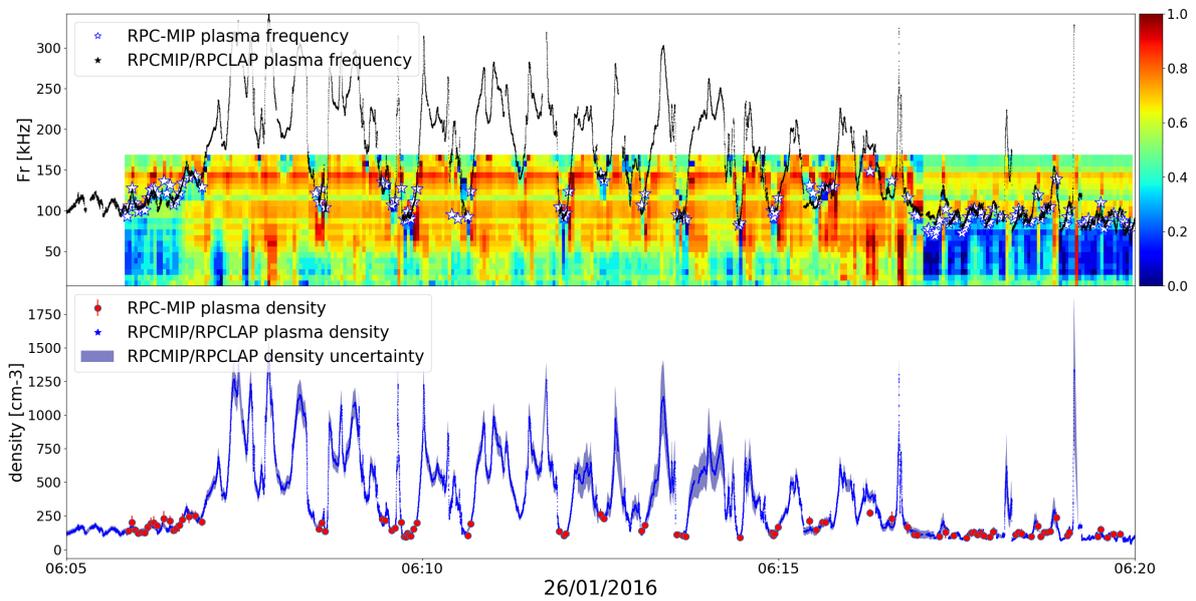


FIGURE 2.16 – Exemple de calibration croisée entre la sonde à impédance mutuelle RPC-MIP et les sondes de Langmuir (RPC-LAP) effectuée entre 6h05 et 6h20 (temps UTC) le 26 janvier 2016 lorsque RPC-MIP fonctionnait en mode LDL. Premier graphe : évolution de la fréquence plasma électronique mesurée par RPC-MIP (étoile bleue) et celle calibrée (étoile noire). Le spectrogramme de RPC-MIP est mis en surbrillance. Deuxième graphe : évolution de la densité électronique déterminée à partir de la fréquence plasma mesurée par RPC-MIP (point rouge) et par calibration (bleue) avec les barres d'erreurs. Adaptée de [Bucciantini \[2019\]](#).

2.5 Les nouveaux environnements planétaires explorés par les sondes à impédance mutuelle

Les sondes à impédance mutuelle RPC-MIP, PWI/AM²P ainsi que RPWI/MIME font face à de nouveaux environnements plasmas comparés aux précédentes expériences d'impédance mutuelle. Dans cette section, nous présentons les types de plasmas rencontrés ou attendus dans leurs milieux respectifs (section 2.5.1) ainsi que les contraintes liées aux charges électriques réparties sur un satellite (section 2.5.2). Nous verrons alors qu'il est nécessaire de développer de nouvelles méthodes de modélisation de la réponse instrumentale pour prendre en compte ces nouveaux environnements.

2.5.1 Les environnements plasmas

2.5.1.1 Le vent solaire

Dans l'environnement de Mercure, l'orbite du satellite Mio/MMO donnera l'occasion au satellite de traverser les différentes régions de la magnétosphère de Mercure. De plus, par la forte ellipticité de l'orbite (400x11600 km, [Benkhoff et al., 2010]), le satellite devrait également explorer des régions du vent solaire non perturbé par l'environnement de Mercure.

Des fonctions de distribution en vitesse des électrons différentes de la fonction de distribution Maxwellienne ont été utilisées depuis quelques années pour modéliser les fonctions de distribution observées par les instruments plasmas [Broiles et al., 2016b; Maksimovic et al., 1997; Maksimovic et al., 2005; Myllys et al., 2019; Pierrard et al., 2016; Štverák et al., 2009]. En effet, les instruments plasmas à bord des satellites héliosphériques (*STEREO*, *Helios*, *WIND* ou *Ulysses*) ont observé et caractérisé les fonctions de distribution en vitesse des électrons au sein du vent solaire. La modélisation de ces fonctions de distribution a montré qu'il existait trois populations d'électrons différentes [Štverák et al., 2009].

Tout d'abord, la fonction de distribution en vitesse des électrons est dominée par une partie éventuellement thermalisée, appelée coeur (*core*) de la fonction de distribution. La distribution classiquement utilisée pour modéliser cette partie est la distribution Maxwellienne définie comme suit :

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{m_e (\mathbf{v} - \mathbf{u})^2}{2k_B T_e} \right) \quad (2.6)$$

où T_e est la température des électrons avec k_B la constante de Boltzmann et \mathbf{u} est la vitesse moyenne de dérive du plasma et v_{th} la vitesse thermique des électrons, notée de la manière suivante :

$$v_{th} = \sqrt{\frac{2k_B T_e}{m_e}} \quad (2.7)$$

Généralement, cette fonction de distribution ne permet pas de prendre en compte tous les électrons au sein d'un plasma et plus particulièrement ceux à haute énergie, appelés électrons suprathermiques. Ces électrons forment ce qu'on appelle les ailes (*halo*) de la fonction de distribution. La fonction de distribution kappa [Livadiotis et McComas, 2013] permet de prendre en compte ces électrons suprathermiques. Cette fonction de distribution est définie par :

$$f_\kappa(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \frac{n_e}{\kappa} \sqrt{\left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^3} \left[1 + \frac{m(\mathbf{v} - \mathbf{u})^2}{2\kappa E_T} \right]^{-\kappa-1} \quad (2.8)$$

où κ est un nombre réel supérieur à $3/2$ et E_T est relié à la température des électrons. Enfin, il a été observé une partie non-symétrique (*strahl*) sur les fonctions de distribution mesurées par les instruments plasmas. Cette partie est généralement caractérisée par la déduction des deux autres populations électroniques sur les fonctions de distribution mesurées. Ce modèle de fonctions de distribution en vitesse des électrons définie à partir des trois populations électroniques (coeur, aile, partie non-symétrique) est illustré en figure 2.17. Durant ces travaux de thèse, j'ai utilisé ces différents modèles de fonctions de distribution pour calculer le potentiel des ondes électrostatiques afin de déduire l'impédance mutuelle dans les environnements plasmas. Il est à noter que la modélisation du potentiel électrique sera effectuée dans un plasma isotrope. Nous considérerons donc que les fonctions de distribution des électrons sont les mêmes dans les directions perpendiculaire et parallèle.

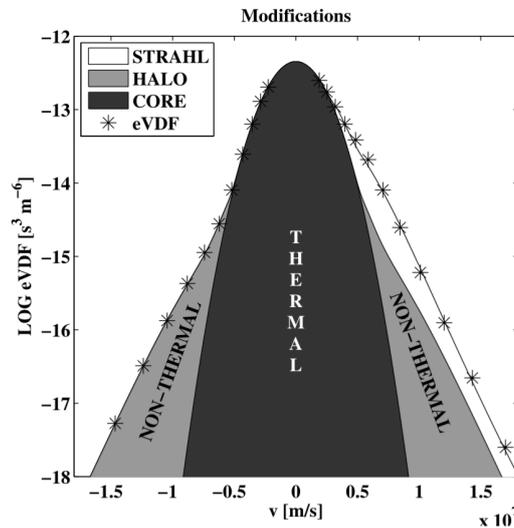


FIGURE 2.17 – Modèle de fonction de distribution en vitesse des électrons à partir des fonctions de distribution observées par les instruments plasmas à bord de missions héliosphériques. La partie thermique est modélisée par une fonction de type Maxwellienne. La partie suprathérmiq (*non-thermal*) est modélisée par une fonction de type kappa. Une troisième population électronique représente la partie non-symétrique de la fonction de distribution. Adaptée de Štverák et al. [2009].

Pour connaître les applications de ces modèles de fonctions de distribution, le lecteur peut se tourner vers les références suivantes : Lazar et al. [2017]; Maksimovic et al. [2005]; Pierrard et al. [2016]; Štverák et al. [2009].

2.5.1.2 Magnétosphères planétaires

Comme nous l'avons vu dans la section 2.2, la mesure des spectres d'impédance mutuelle est influencée par la présence ou non d'un champ magnétique dans le plasma environnant l'instrument. Le champ magnétique est dicté par la présence d'une magnétosphère (induite ou intrinsèque) autour des corps du système solaire.

La magnétosphère est la région entourant un corps céleste dans laquelle les phénomènes physiques sont dominés ou organisés par un champ magnétique. Toute planète dotée d'un champ magnétique possède sa propre magnétosphère (aussi dite "intrinsèque"). Il existe également des planètes possédant une magnétosphère induite, comme c'est le cas de Mars.

La magnétosphère terrestre est située au-delà de l'ionosphère, c'est-à-dire au-dessus de 800 km

d'altitude. La forme des magnétosphères est régie par le vent solaire. Il existe une structure complexe dépendant du côté jour/nuit. Par exemple, la magnétosphère terrestre ne mesure en moyenne que quelques rayons terrestres du côté jour mais peut s'étendre jusqu'à plusieurs centaines de rayons terrestres du côté nuit.

Les satellites spatiaux ont exploré différentes magnétosphères dans le système solaire dans l'environnement des planètes du système solaire. La figure 2.18 illustre la diversité et la taille des magnétosphères des corps du système solaire, des plus petites avec Mercure et Ganymède à la plus grande avec Jupiter. De plus, la magnétosphère de Ganymède est incluse dans celle de Jupiter, ce qui modifie profondément sa forme [Jia et al., 2008; Leclercq et al., 2016].

Cette multitude de magnétosphères par la forme et l'amplitude du champ magnétique va contraindre les régions pour lesquelles les spectres d'impédance mutuelle présenteront soit (i) la fréquence plasma électronique, (ii) les fréquences cyclotrons électroniques avec leurs harmoniques.

Ces régions devraient être clairement visibles sur les données des spectres d'impédance mutuelle PWI/AM²P dans la magnétosphère de Mercure et par RPWI/MIME dans la magnétosphère de Jupiter et de Ganymède.

2.5.1.3 Les ionosphères cométaires et planétaires

Jusqu'ici les modèles de réponse instrumentale se sont fondés sur des plasmas à l'équilibre thermodynamique pour lequel la fonction de distribution est Maxwellienne. Cependant, il a été observé que dans les environnements planétaires et interplanétaires, le plasma n'est généralement pas à cet équilibre. Premièrement, dans l'environnement cométaire de 21P/Giacobini-Zinner, la méthode de bruit thermique embarquée à bord du satellite ICE observa plusieurs populations électroniques [Meyer-Vernet et al., 1986a,b]. Les modèles utilisés considéraient alors différentes populations électroniques caractérisées chacune par une somme de fonctions de distribution en vitesse des électrons de type Maxwellienne. Dans le même temps, l'analyseur à particules mettait en évidence trois populations électroniques dans l'environnement cométaire [Zwickl et al., 1986].

La modélisation de la réponse instrumentale dans des plasmas contenant plusieurs populations électroniques doit alors être développée.

2.5.2 Les contraintes liées au satellite et à l'instrument

Différents effets vont intervenir dans la modification de la réponse instrumentale par la présence (et la perturbation du milieu) par le satellite et l'instrument lui-même. Lorsque la longueur de Debye est de l'ordre de la distance émetteur/récepteur, nous verrons que les charges électriques réparties sur le corps du satellite et sur l'instrument peuvent impacter fortement les mesures d'impédance mutuelle. Il est alors essentiel de pouvoir prédire ces effets afin de comprendre les spectres d'impédance mutuelle et le plasma environnant l'instrument. De plus, nous avons vu dans la section 2.1.2 que la réponse instrumentale dépend fortement de la longueur de Debye mais également de la configuration géométrique de l'instrument. La figure 2.19 représente les différentes sondes à impédance mutuelle comparées à la longueur de Debye et à la distance émetteur-récepteur.

Nous constatons que lors des précédentes missions spatiales, la distance entre les émetteurs et les récepteurs était en moyenne plus faible que la longueur de Debye du plasma environnant. Pour les missions spatiales que l'on considère dans cette thèse, les distances émetteurs-récepteurs sont

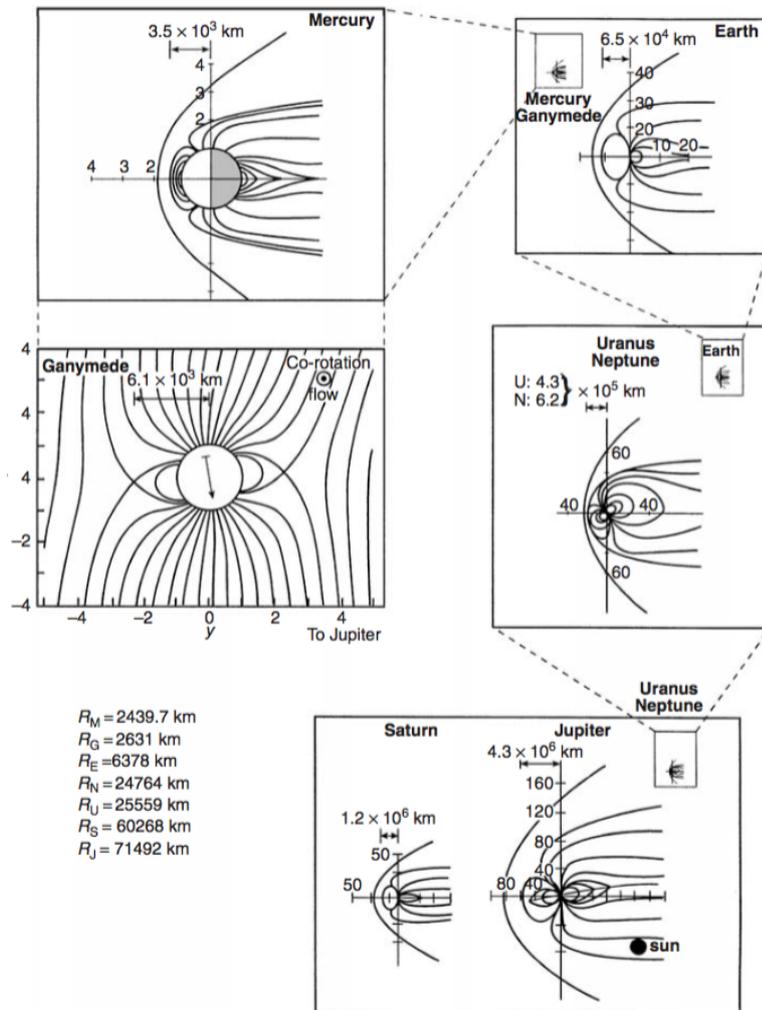


FIGURE 2.18 – Illustration de la diversité et de la taille des différentes magnétosphères des planètes du système solaire de la plus petite (Mercure) à la plus grande (Jupiter) en passant par celles de la Terre et de Saturne. Les dimensions sont exprimées à partir du rayon du corps. Adaptée de [Schunk et Nagy \[2009\]](#).

de l'ordre de la longueur de Debye. Par conséquent, les spectres d'impédance mutuelle diffèrent de ceux mesurés jusqu'à maintenant.

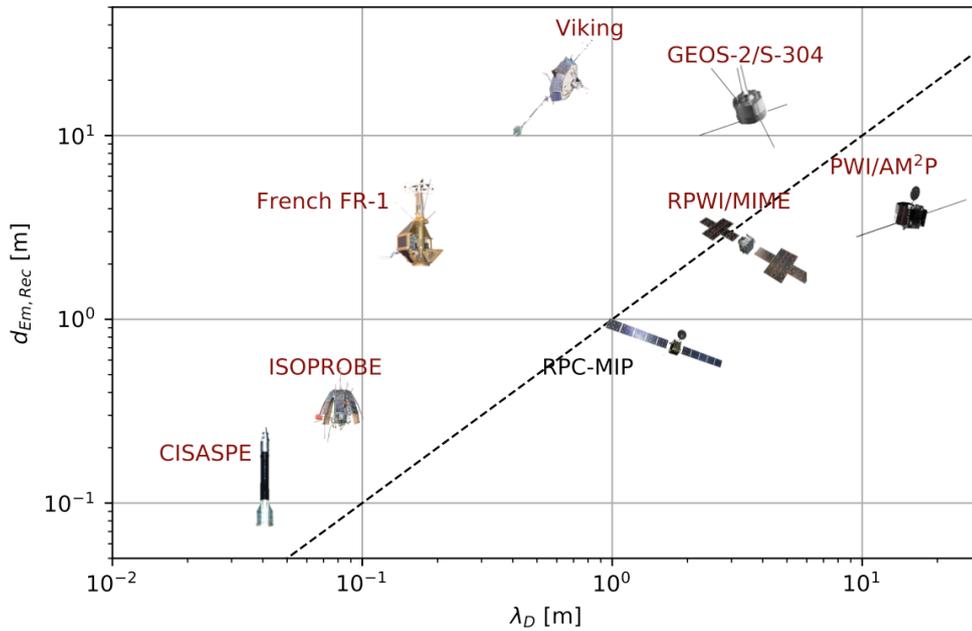


FIGURE 2.19 – Classement des sondes à impédance mutuelle selon la longueur de Debye du plasma environnant durant leurs missions (abscisse) et selon la distance entre les émetteurs et les récepteurs (ordonnée). Les missions en rouge sont des missions pour lesquelles le champ magnétique influence la mesure de l'impédance mutuelle.

2.6 Conclusion

Dans la section 2.3, nous avons donné la description des sondes à impédance mutuelle embarquées à bord de fusées et de satellites spatiaux ayant permis de caractériser les différentes couches de l'ionosphère et de la magnétosphère terrestres. Nous avons également détaillé la sonde à impédance mutuelle montée à bord de *Rosetta* (RPC-MIP) et celles qui caractériseront les environnements de Mercure (PWI/AM²P) à bord du satellite Mio/MMO de *BepiColombo*, et du système jovien (RPWI/MIME) à bord du satellite *JUICE*. Ces missions représentent un nouveau challenge pour les mesures d'impédance mutuelle puisque les conditions plasmas et les conditions instrumentales sont différentes de celles rencontrées par les précédentes missions dans les différentes couches de l'ionosphère et de la magnétosphère terrestre. Pour interpréter correctement les spectres d'impédance mutuelle et le plasma environnant l'instrument, une modélisation de la réponse instrumentale a été mise en place depuis le début de l'exploitation des sondes à impédance mutuelle [Grard, 1969]. Ces précédentes modélisations étaient valables dans les limites pour lesquelles la longueur de Debye est suffisamment petite par rapport à la distance émetteur/récepteur [Chasseriaux et al., 1972; Décréau et al., 1978a; Grard, 1997; Pottellette et Storey, 1981]. Pour les missions *Rosetta*, *BepiColombo*, *JUICE*, ces modélisations ne sont plus valides.

Ces nouveaux environnements plasmas rencontrés par la sonde RPC-MIP et les futures sondes à impédance mutuelle demandent de définir de nouvelles méthodes de modélisation de la réponse instrumentale des sondes à impédance mutuelle, pour une meilleure interprétation des résultats de mesures des spectres d'impédance mutuelle ainsi que les plasmas environnant l'instrument. C'est pourquoi durant cette thèse, j'ai développé de nouvelles méthodes de modélisation du potentiel d'onde électrostatiques et de l'impédance mutuelle valides qui permettent d'atteindre des

régimes inaccessibles par les méthodes qui avaient été développées jusqu'à présent. Elles permettent d'accéder maintenant (i) aux limites où la longueur de Debye est de l'ordre de la distance entre les émetteurs et les récepteurs, (ii) à des plasmas caractérisés par des fonctions de distribution hors équilibre thermodynamique. De plus, avec G. Wattieaux, nous avons réimplémenté la méthode de Discrétisation Surfactive de Charge pour prendre en compte les effets des charges du satellite et de l'instrument sur la mesure de l'impédance mutuelle. Nous allons voir dans le chapitre 3 comment modéliser le potentiel électrostatique dans ces nouveaux environnements. Ce potentiel électrostatique servira ensuite au calcul des spectres d'impédance mutuelle (chapitre 4).

Chapitre 3

Modélisation du potentiel de l'onde électrostatique dans un plasma

Sommaire

3.1 Généralités sur la modélisation du potentiel des ondes électrostatiques H.F. . . .	72
3.1.1 Cadre physique de la modélisation	72
3.1.2 Résolution du système Vlasov-Poisson linéarisé	72
3.1.3 Calcul de la constante diélectrique longitudinale	74
3.1.4 Prise en compte de la taille de l'émetteur	75
3.2 Modélisation du potentiel de l'onde électrostatique sur des modèles simplifiés .	76
3.2.1 Modèle plasma froid	76
3.2.2 Modèle simple water-bag	77
3.2.3 Modèle multiple water-bag	78
3.2.4 Modèle Super Cauchy	78
3.3 Modélisation du potentiel de l'onde électrostatique dans un plasma Maxwellien	81
3.3.1 Expression de la constante diélectrique	81
3.3.2 Modes de Langmuir	82
3.3.3 Approximation Landau	83
3.3.4 Résolution du potentiel par la méthode de Mittag-Leffler	84
3.4 Modélisation du potentiel de l'onde électrostatique par intégration numérique .	86
3.4.1 Expression du potentiel de l'onde électrostatique	86
3.4.2 Résolution par quadrature numérique	88
3.4.3 Validation de la méthode numérique dans le cas Maxwellien	89
3.5 Modélisation du potentiel de l'onde électrostatique hors équilibre thermodyna-	91
mique	91
3.5.1 Approche linéaire	92
3.5.2 Validation de la méthode d'intégration pour des plasmas hors équilibre thermodynamique	93
3.5.3 Modélisation du potentiel de l'onde électrostatique	96
3.6 Conclusion	101

PAR l'interprétation des spectres d'impédance mutuelle, on cherche à déduire les paramètres qui caractérisent le plasma environnant l'instrument [Beghin, 1995; Chasseriaux et al., 1972; Décréau et al., 1978b]. La modélisation théorique de la réponse du système émission et réception d'ondes électrostatiques propres du plasma permet de prédire tous les états possibles des spectres d'impédance mutuelle. En particulier, le modèle théorique indiquera les différents pics correspondant aux fréquences de résonance du milieu plasma. Connaître la position de ces pics permet de contraindre la localisation des fréquences caractéristiques du plasma environnant et donc d'améliorer la détermination des paramètres fondamentaux du plasma directement liés à la valeur de ces fréquences [Chasseriaux et al., 1972].

L'impédance mutuelle étant proportionnelle à la différence de potentiel électrique entre deux récepteurs, alors qu'un courant alternatif est émis simultanément par l'(es) émetteur(s), la modélisation de ce potentiel de l'onde électrique est une première étape nécessaire pour la modélisation de l'impédance mutuelle.

La modélisation du potentiel de l'onde électrique et de la réponse instrumentale a débuté en même temps que l'exploitation scientifique des sondes à impédance mutuelle, notamment avec le satellite *French FR-1* à la fin des années 1960 [Grard, 1969; Storey et al., 1969] et a accompagné les différentes missions spatiales jusqu'à *Rosetta* au début des années 2000 [Beghin, 1995; Chasseriaux et al., 1972; Geiswiler et al., 2001; Grard, 1997; Navet et al., 1971; Pottellette et Storey, 1981].

Du point de vue théorique, et dans la limite électrostatique, le potentiel de l'onde électrique est obtenu comme la solution du système d'équations Vlasov-Poisson linéarisé autour d'un point d'équilibre [Krall et Trivelpiece, 1973]. Ce potentiel est exprimé en fonction d'une intégrale dépendant de l'inverse de la constante diélectrique. Cette constante diélectrique est une fonction complexe dépendant du nombre d'onde et de la fréquence d'émission. Une quadrature analytique de l'intégrale est possible en utilisant les méthodes de résolution des intégrales dans les espaces complexes, notamment par le théorème des résidus [Rudin, 1998]. Cette méthode classique d'analyse complexe permet d'exprimer une intégrale par la contribution des points singuliers de l'intégrande (i.e. où l'intégrande est non-définie) localisés dans le contour d'intégration. Dans le cas du potentiel électrique, la recherche de ces points singuliers consiste donc à rechercher les zéros de la constante diélectrique, ce qui revient à résoudre l'équation de dispersion des ondes [Gary, 1993]. Cette équation de dispersion dépend de la fonction de distribution en vitesse des électrons.

La fonction de distribution utilisée classiquement est la fonction Maxwellienne modélisant la population électronique supposée à l'équilibre thermodynamique. Cependant, le nombre de points singuliers associé à cette fonction de distribution est infini [Chasseriaux et al., 1972; Fried et Conte, 1961]. Cela rend la résolution analytique du potentiel de l'onde électrostatique difficile. Différentes méthodes ont alors été mises en place pour contourner ce problème. La première approche possible est de modéliser le potentiel de l'onde électrostatique associé à des fonctions de distribution proches de la fonction de distribution Maxwellienne mais possédant un nombre fini de pôle(s). Les modèles de type *water-bag* ou les fonctions de distribution de type Cauchy ont un nombre fini de points singuliers et leurs comportements tendent vers la fonction de distribution Maxwellienne lorsque leurs paramètres associés tendent vers l'infini [Grard, 1969; Navet et al., 1971; Noyer et al., 1975; Rooy et al., 1972]. Cependant, ces modèles ne prennent pas en compte toute la dynamique des électrons, ce qui peut fausser la représentation réelle et donc l'interprétation de la réponse de l'instrument.

La seconde approche est de considérer la fonction de distribution Maxwellienne en ne prenant en compte que les pôles ayant la plus forte contribution dans le calcul du potentiel de l'onde

électrostatique. Pour cette fonction de distribution, ce sont les modes appelés modes de Langmuir qui ont la plus grande influence sur la propagation du potentiel électrique [Derfler et Simonen, 1969]. Cette approche est appelée dans la littérature *l'approximation Landau* [Chasseriaux et al., 1972]. Il a été démontré que l'approximation Landau était valable dans les conditions plasmas où la longueur de Debye est beaucoup plus faible que la distance entre les émetteurs et les récepteurs. Cette limite correspond à celle du plasma froid. Comme évoqué à la fin du chapitre 2, ces conditions ne sont plus respectées pour les sondes à impédance mutuelle RPC-MIP, PWI/AM²P et RPWI/MIME compte tenu des plasmas explorés par ces expériences.

Beghin [1995] a calculé le potentiel de l'onde électrostatique à l'aide d'un développement en série de Mittag-Leffler [Rudin, 1998] dans le cas de la fonction de distribution Maxwellienne. Cette méthode est valide dans les limites où la longueur de Debye est de l'ordre de la distance entre les émetteurs et les récepteurs. Cependant, cette méthode demande un traitement analytique conséquent du développement en série du potentiel et ce calcul dépend de la fonction de distribution en vitesse des électrons. Dans la présente étude, nous cherchons à généraliser la théorie dans le cadre de la description de plasma hors équilibre thermodynamique. La fonction de distribution en vitesse à considérer se trouve alors non-Maxwellienne. Il faut alors trouver une autre approche fiable pour exprimer et modéliser le potentiel électrique.

Par conséquent, j'ai développé une méthode de résolution du potentiel de l'onde électrostatique par un calcul numérique direct de l'intégrale complexe de la constante diélectrique [Gilet et al., 2017]. Cette méthode possède plusieurs avantages. Premièrement, elle évite le calcul analytique des points singuliers et permet donc de déterminer ce potentiel pour une fonction de distribution Maxwellienne, valide dans la limite où la longueur de Debye est de l'ordre de la distance entre les émetteurs et les récepteurs. Deuxièmement, cette méthode est généralisable à d'autres fonctions de distribution en vitesse des électrons [Gilet et al., 2019]. Il est alors possible de considérer des fonctions de distribution hors équilibre thermodynamique, telles que celles communément observées dans les plasmas spatiaux [Broiles et al., 2016b; Pierrard et al., 2016; Štverák et al., 2009].

Dans ce chapitre, les sections 3.1 à 3.3 présentent l'état de l'art de la modélisation du potentiel de l'onde électrostatique. Plus précisément, la section 3.1 définit le cadre et les hypothèses physiques dans lesquels se place le calcul de ce potentiel. Elle présente également les expressions générales de la constante diélectrique ainsi que du potentiel de l'onde électrostatique. La section 3.2 présente l'expression du potentiel de l'onde électrostatique pour les modèles de plasma dont le comportement approche celle de la fonction de distribution Maxwellienne. Ensuite, la section 3.3 présente les différents modèles de calcul du potentiel de l'onde électrostatique en considérant une fonction de distribution Maxwellienne, qui ont été développés avant ces travaux de thèse.

Les sections 3.4 et 3.5 décrivent la méthode de modélisation par une intégration numérique du potentiel que j'ai développé durant cette thèse. Plus particulièrement, la section 3.4 présente la modélisation du potentiel de l'onde électrostatique à partir de l'intégration de la constante diélectrique. Nous validons cette approche dans les limites des modèles précédents. Enfin, la section 3.5 conclut par la modélisation du potentiel de l'onde électrostatique dans des plasmas hors équilibre thermodynamique.

3.1 Généralités sur la modélisation du potentiel des ondes électrostatiques H.F.

3.1.1 Cadre physique de la modélisation

Afin d'exprimer et de modéliser le potentiel des ondes quasistatique excitées dans le plasma par les émetteurs d'une sonde à impédance mutuelle, il est essentiel de définir le cadre physique de cette description théorique. Durant toute cette étude, nous nous placerons dans les conditions suivantes :

1. Nous considérons le plasma environnant l'instrument dans la limite non-magnétisée. La fréquence cyclotron-électronique f_{ce} est négligeable par rapport à la fréquence plasma électronique f_{pe} et n'intervient donc pas sur les spectres d'impédance mutuelle. De plus, le champ électrique longitudinal est obtenu par la seule équation de Poisson (approximation quasi-statique). Nous pouvons ainsi décrire le plasma comme un milieu diélectrique et calculer sa permittivité.
2. La fonction de distribution en vitesse des électrons est considérée isotrope. Dans la suite de cette étude, nous utiliserons cette symétrie en coordonnées sphériques pour les calculs de la constante diélectrique et du potentiel de l'onde électrique.
3. Les émetteurs sont vus comme des éléments ponctuels. Si jamais cela ne s'avère pas être le cas, la linéarité des équations de Maxwell permet de se ramener à une somme d'émissions ponctuelles.
4. Nous supposons que les ions sont immobiles en raison de leur inertie pour des excitations HF. et nous négligeons les collisions entre les électrons. Couplée au fait que le plasma est considéré comme non-magnétisé, la fréquence plasma électronique f_{pe} est donc la seule fréquence caractéristique du milieu.
5. Nous négligeons les phénomènes transitoires en travaillant sur des temps suffisamment grands pour que le système converge vers le régime permanent.
6. Nous supposerons enfin que le plasma est homogène dans tout l'espace environnant l'instrument.

Pour exprimer le potentiel de l'onde électrique, nous utilisons la méthode classique de résolution du système d'équations de Vlasov-Poisson linéarisé autour d'un état d'équilibre homogène. Cela suppose que l'instrument ne perturbe le plasma que par l'intermédiaire du champ électrique lié au courant amené par les émetteurs. Nous présentons cette méthode dans la section suivante.

3.1.2 Résolution du système Vlasov-Poisson linéarisé

Comme indiqué dans la section 3.1.1, nous utilisons l'approximation électrostatique, c'est-à-dire que le champ électrique longitudinal est obtenu par la seule équation de Poisson. Le comportement couplé de la fonction de distribution en vitesse des électrons et du champ électrique s'exprime par le système d'équations Vlasov-Poisson suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial f}{\partial t}(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{x}} f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) + \frac{e}{m_e} \mathbf{E} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{e}{\epsilon_0} \int f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \end{array} \right. \quad (3.1)$$

avec f la fonction de distribution en vitesse \mathbf{v} des électrons, dépendant de l'espace \mathbf{x} et du temps t . e représente la charge de l'électron, ε_0 la permittivité du vide, m_e la masse de l'électron et \mathbf{E} le champ électrique.

Cependant, la résolution du système Vlasov-Poisson (Eq. (3.1)) est compliquée due au fait que le champ électrique dépend de la fonction de distribution en vitesse des électrons et que celle-ci dépend également de ce champ électrique. Le système est donc non-linéaire. Il n'existe pas en général de solution globale à ce système d'équations. La méthode classique utilisée pour résoudre ce problème passe par la linéarisation autour d'un point d'équilibre en considérant une légère perturbation. Du point de vue instrumental, cette linéarisation présuppose que le potentiel électrique, injecté dans le plasma par les émetteurs de la sonde à impédance mutuelle, ne perturbe que faiblement la fonction de distribution électronique.

Réolvons alors le système d'équations (3.1) avec une légère perturbation au niveau de la fonction de distribution et du champ électrique et les ondes générées ne provoquent que des perturbations. On exprime la fonction de distribution électronique comme la somme d'un terme à l'équilibre et d'une faible perturbation :

$$f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t = 0) = f_0(\mathbf{v}) + \varepsilon f_1(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t = 0)$$

ainsi que le champ électrique :

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{x}, t) + \varepsilon \mathbf{E}_1(\mathbf{x}, t)$$

Sous l'hypothèse d'homogénéité, la fonction f_0 ne dépend donc pas de l'espace. La perturbation f_1 génère un champ électrique \mathbf{E}_1 vérifiant :

$$\nabla \times \mathbf{E}_1 = 0$$

Le champ électrique \mathbf{E}_1 dérive alors d'un potentiel ϕ_1 , c'est-à-dire :

$$\mathbf{E}_1 = -\nabla \phi_1$$

En incluant la fonction de distribution en vitesse des électrons et le champ électrique, le système d'équation Vlasov-Poisson (Eq.(3.1)) s'écrit alors :

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{x}} \right) f_1 = \frac{e}{m_e} \nabla \phi_1 \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f_0 \\ \nabla^2 \phi_1 = -\frac{e}{\varepsilon_0} \int f_1 d\mathbf{v} \end{cases} \quad (3.2)$$

Afin de résoudre le système d'équations (3.2), on utilise une transformée de Fourier en espace et une transformée de Laplace en temps. Comme le plasma est homogène, nous utilisons ces transformées en symétrie sphérique. On rappelle la définition de la transformée de Fourier et de son inverse :

$$\hat{F}(\mathbf{k}) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\mathbf{x}) \exp^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{x} = 4\pi \int_0^{+\infty} F(r) \frac{\sin kr}{kr} r^2 dr \quad (3.3)$$

$$F(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{F}(\mathbf{k}) \exp^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{k} = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^{+\infty} \hat{F}(k) \frac{\sin kr}{kr} k^2 dk \quad (3.4)$$

On applique alors la transformée de Fourier définie par l'équation (3.3) au système Vlasov-Poisson. Le système 3.2 devient alors :

$$\begin{cases} -k^2 \hat{\phi}_1 = \frac{e}{\varepsilon_0} \int \hat{f}_1(v) dv \\ -i\omega \hat{f}_1 + i\mathbf{v} \cdot \mathbf{k} \hat{f}_1 + i \frac{e \hat{\phi}_1}{m_e} \mathbf{k} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f_0 = 0 \end{cases} \quad (3.5)$$

En incluant l'expression de la fonction de distribution f donnée par l'équation de Vlasov au sein de l'équation de Poisson, on obtient alors la transformée de Fourier du potentiel de l'onde électrique $\hat{\phi}_1$ par l'expression suivante :

$$\hat{\phi}_1 = \frac{\hat{\rho}}{\epsilon_0 k^2} \left[1 + \frac{\omega_{pe}^2}{k^2} k \int \frac{\partial_v f_0(v)}{\omega - kv} dv \right]^{-1} \quad (3.6)$$

où $\rho = e \int f_1(v) dv$.

On pose alors la constante diélectrique longitudinale ϵ_l par :

$$\epsilon_l(\omega, k) = 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{k^2} k \int \frac{\nabla_v f_0(v)}{\omega - kv} dv \quad (3.7)$$

Alors en appliquant la transformée de Fourier inverse définie par l'équation (3.4), le potentiel de l'onde électrostatique s'exprime de la façon suivante :

$$\phi(\omega, r) = \frac{\hat{\rho}}{2\pi^2 \epsilon_0} \int_0^{+\infty} \frac{\sin(kr)}{kr} \frac{1}{\epsilon_l(\omega, k)} dk \quad (3.8)$$

Par conséquent, le potentiel de l'onde électrostatique induit par une charge pulsante $Q \exp(i\omega t)$ à une fréquence ω que nous considérerons réelle, à une distance radiale r de la charge Q est donnée par la relation suivante :

$$\phi(\omega, r) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \frac{2}{\pi} \lim_{\text{Im}(\omega) \rightarrow 0} \int_0^{+\infty} \frac{\sin(kr)}{kr} \frac{dk}{\epsilon_l(\omega, k)} \quad (3.9)$$

L'évaluation de l'intégrale au membre de droite de la formule (3.9) fait appel au théorème des résidus. L'intégrale est alors déterminée par les pôles ou singularités de la fonction complexe intégrande. Par conséquent, les pôles de l'intégrande sont déterminés aux points où :

$$\epsilon_l(\omega, k) = 0 \quad (3.10)$$

Cette équation est appelée *équation de dispersion des ondes*. Les solutions de cette équation sont appelées les modes plasmas. Ces modes dépendent de la fonction de distribution en vitesse des électrons (Eq. 3.13). La fonction de distribution de type Maxwellienne possède un nombre infini de pôles [Chasseriaux et al., 1972], ce qui rend la résolution du potentiel électrostatique compliquée. On simplifie la résolution par la recherche de formes approchées pour lesquelles le nombre de pôles est fini. Nous introduisons ces modèles dans la section 3.2. Dans la section qui suit, nous allons voir comment calculer l'intégrale présente dans l'expression de la constante diélectrique (Eq. (3.7)).

3.1.3 Calcul de la constante diélectrique longitudinale

L'expression de la constante diélectrique est définie par l'équation (3.7). On constate que l'intégrale présente au sein de l'expression du diélectrique possède une singularité lorsque $v = \omega/k$. On suppose dans la suite que k est réel et ω complexe. L'intégrale doit alors être traitée à l'aide d'un contour dans l'espace v complexe [Landau, 1946]. Les contours possibles sont présentés en figure 3.1 pour une onde instable lorsque $\text{Im}(\omega) > 0$ et en figure 3.2 pour une onde amortie lorsque $\text{Im}(\omega) < 0$. Le théorème des résidus donne [Rudin, 1998] :

$$\int_{C_1} G dv + \int_{C_2} G dv = 2\pi i \text{Res} \left[G, \frac{\omega}{k} \right] \quad (3.11)$$

où G est l'intégrande, C_1 est le chemin le long de l'axe des réels, C_2 est le demi-cercle infini et Res est le résidu de G à ω/k . Cette méthode fonctionne lorsque l'intégrale définie par le chemin C_2 s'annule. Cependant, ce n'est pas le cas pour une fonction de distribution de type Maxwellienne contenant le terme $\exp(-v^2/v_{th}^2)$ devenant important lorsque v tend vers $\pm i\infty$. La contribution de l'intégrale de C_2 n'est donc pas négligeable.

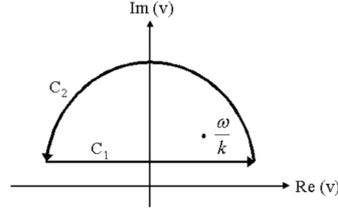


FIGURE 3.1 – Contour d'intégration de l'intégrale présente dans l'expression du diélectrique pour une onde instable $\text{Im}(\omega) > 0$. Adaptée de [Chen \[1974\]](#).

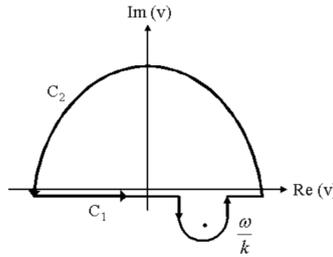


FIGURE 3.2 – Contour d'intégration de l'intégrale présente dans l'expression du diélectrique pour une onde amortie avec $\text{Im}(\omega) < 0$. Adaptée de [Chen \[1974\]](#).

Par conséquent, il est nécessaire de définir un nouveau chemin d'intégration. Le contour utilisé par Landau est une ligne droite sur l'axe v des réels avec un demi-cercle autour de la singularité. Ce contour est alors défini par :

$$\int_{\text{LC}} \frac{\partial_v f_0(v)}{\frac{\omega}{k} - v} dv = \text{PV} \int \frac{\partial_v f_0(v)}{\frac{\omega}{k} - v} dv + i\pi \text{Res} \left[\frac{\partial_v f_0(v)}{\frac{\omega}{k} - v}, \frac{\omega}{k} \right] = \text{PV} \int \frac{\partial_v f_0(v)}{\frac{\omega}{k} - v} dv - i\pi f_0' \left(\frac{\omega}{k} \right) \quad (3.12)$$

où PV est la valeur principale de Cauchy, $\text{Res}(f, z)$ est le résidu de f au point z et f_0' est la dérivée de f_0 par rapport à la vitesse.

Alors la constante diélectrique s'exprime de la façon suivante :

$$\varepsilon(\omega, k) = 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{k^2} \left[\text{PV} \int \frac{\partial_v f_0(v)}{\frac{\omega}{k} - v} dv - i\pi f_0' \left(\frac{\omega}{k} \right) \right] \quad (3.13)$$

Nous donnerons l'expression de cette quantité pour différentes fonctions de distribution en vitesse des électrons dans la suite de ce chapitre.

3.1.4 Prise en compte de la taille de l'émetteur

Le potentiel électrostatique dans l'équation (3.9) est défini lorsque l'émetteur est considéré comme une charge ponctuelle pulsante. Si l'on décide de prendre en compte la taille de l'émetteur

vu comme une sphère de rayon a , alors le potentiel de l'onde électrostatique s'écrit [Chasseriaux et al., 1972] :

$$\frac{\Phi_a}{\Phi_0}(\omega, r) = \frac{2r}{\pi} \int_0^\infty \frac{\sin(kr)}{kr} \frac{\sin(ka)}{ka} \frac{dk}{\epsilon_l(k, \omega)} \quad (3.14)$$

L'influence du terme $\sin(ka)/(ka)$ est significative lorsque le rapport $a/\lambda_D > 1$. Cependant, nous avons montré que dans un plasma où la longueur de Debye λ_D est plus grande que le rayon a de la sphère d'émission, le potentiel Φ_a/Φ_0 est du même ordre que Φ/Φ_0 [Gilet et al., 2017]. Comme nous travaillerons dans toute cette étude dans la limite où $\lambda_D \gg a$, nous ne prendrons pas en compte la taille de l'émetteur dans le calcul du potentiel de l'onde électrostatique.

3.2 Modélisation du potentiel de l'onde électrostatique sur des modèles simplifiés

Dans cette section, nous présentons les différents modèles de calcul du potentiel des ondes électrostatiques dans des plasmas s'approchant du comportement de la fonction de distribution Maxwellienne. Dans un premier temps, nous décrivons le modèle le plus simple : celui du plasma froid (section 3.2.1). Dans un deuxième temps, nous détaillons le modèle *water-bag* modélisant le plasma par une population d'électrons mono-cinétiques (section 3.2.2) ou par une somme de fonctions de distribution mono-cinétique (section 3.2.3). Enfin, nous introduisons le potentiel de l'onde électrostatique dans le cas d'une fonction de distribution de type Super-Cauchy (section 3.2.4).

3.2.1 Modèle plasma froid

Le modèle plasma froid est la limite d'un plasma Maxwellien avec une température électronique nulle, c'est-à-dire $T_e = 0$. Mathématiquement, la fonction de distribution en vitesse des électrons correspondante est définie par :

$$f_e(v) = \delta(v) \quad (3.15)$$

où δ est la fonction de Dirac.

La constante diélectrique longitudinale définie à l'équation (3.7) s'exprime alors de la manière suivante :

$$\epsilon_l(k, \omega) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad (3.16)$$

En incluant cette formule dans l'expression du potentiel (Eq. (3.9)), par un changement de variable et en utilisant la valeur de l'intégrale de Dirichlet, l'amplitude du potentiel de l'onde plasma s'exprime par :

$$\Phi(\omega, r) = \frac{Q}{4\pi r \epsilon_0} \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_{pe}^2} \quad (3.17)$$

Le potentiel induit par une charge pulsante Q à une distance radiale r dans le vide est $\Phi_0 = Q/(4\pi\epsilon_0 r)$, alors le potentiel induit dans un plasma froid normalisé par le potentiel dans le vide s'écrit :

$$\frac{\Phi}{\Phi_0}(\omega) = \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_{pe}^2} \quad (3.18)$$

Nous pouvons constater que le potentiel induit ne dépend donc pas de la distance r à l'émetteur. De plus, le potentiel n'est pas défini lorsque la fréquence d'émission ω est égale à la fréquence

plasma électronique, c'est-à-dire $\omega = \omega_{pe}$. Par conséquent, l'onde quasi-statique plasma entre en résonance pour $\omega = \omega_{pe}$.

3.2.2 Modèle simple water-bag

Le modèle suivant est un modèle de type *water-bag*. L'idée de ce modèle est de considérer les électrons mono-cinétiques, c'est-à-dire ayant tous une vitesse thermique de même amplitude. La vitesse thermique est prise comme la vitesse la plus probable des électrons. Cette approche a été utilisée par [Grard \[1969\]](#) pour simuler la réponse instrumentale de la sonde à impédance mutuelle embarquée sur le satellite *French FR-1* [[Storey et al., 1969](#)]. La fonction de distribution en vitesse des électrons correspondant au modèle *water-bag* est définie par :

$$f_e(v) = \frac{\delta(v - v_{th})}{4\pi v_{th}^2} \quad (3.19)$$

avec δ la fonction Dirac, v la vitesse, v_{th} la vitesse thermique des électrons. En considérant un plasma isotrope, la fonction de distribution f_e se simplifie par :

$$F_0(v) = \begin{cases} \frac{1}{2v_{th}} & |v| < v_{th} \\ 0 & |v| > v_{th} \end{cases} \quad (3.20)$$

La dérivée de la fonction de distribution F_0 est donnée par :

$$F'_0(v) = \frac{1}{v_{th}} (\delta(v + v_{th}) - \delta(v - v_{th})) \quad (3.21)$$

En supposant alors que $\frac{\omega}{k} \neq v_{th}$, il est alors possible de calculer la constante diélectrique longitudinale en utilisant directement l'expression définie par l'équation (3.7). La constante diélectrique s'écrit alors :

$$\epsilon_l(k, \omega) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - 3k^2 v_{th}^2} \quad (3.22)$$

L'équation de dispersion $\epsilon_l(k, \omega) = 0$ n'a que 2 racines en k pour chaque fréquence ω . Posons $K = k\lambda_D$ ainsi que $\Omega = \omega/\omega_{pe}$. Les racines K associées au modèle *water-bag* satisfont la relation suivante :

$$K = \pm \sqrt{\frac{\Omega^2 - 1}{3}} \quad (3.23)$$

De plus, on constate que si la fréquence Ω est réelle (et supérieure à 1), alors les racines K le sont également. Cela veut donc dire que les ondes associées à ces racines ne sont pas amorties dans le plasma.

Le potentiel réduit de l'onde électrostatique du modèle *water-bag* s'écrit alors :

$$\frac{\Phi}{\Phi_0}(\omega, r) = \frac{1}{k^2} \left(\Omega^2 - e^{-ikr/\lambda_D} \right) \quad (3.24)$$

avec $k^2 = \Omega^2 - 1$. Un exemple du potentiel de l'onde électrostatique normalisé par le potentiel dans le vide pour une fréquence d'émission $\Omega = 1.10$ est présenté en figure 3.3. La partie réelle oscille autour de celui du modèle du plasma froid (section 3.2.1). On constate également que le potentiel de l'onde électrostatique n'est pas amorti au cours de la propagation dans le plasma.

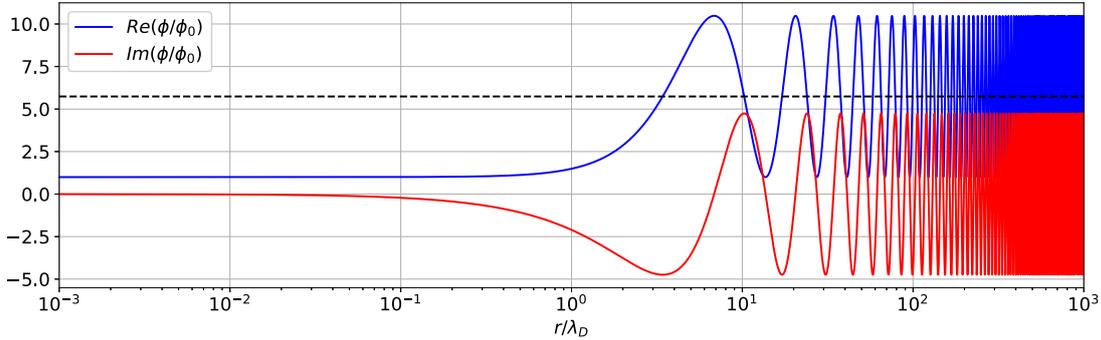


FIGURE 3.3 – Exemple de potentiel de l'onde électrostatique induit par une charge pulsante dans un modèle simple *water-bag* pour $\Omega = 1.10$. La limite asymptotique du plasma froid est indiquée par la ligne pointillée noire horizontale.

3.2.3 Modèle multiple *water-bag*

Le modèle multiple *water-bag* est la généralisation du modèle *water-bag* en considérant une densité constante à l'intérieur d'un domaine de vitesse des électrons. Ce type de fonction de distribution en vitesse des électrons vue comme une somme de N paquets (*bag*) permet d'approximer des fonctions continues (telle que la fonction de distribution Maxwellienne) lorsque N tend vers l'infini. Nous considérons que chaque paquet s'étend en vitesse de $-a_j$ à $+a_j$ avec un poids de A_j . La fonction de distribution en vitesse des électrons pour un plasma de type multiple *water-bag* est définie par :

$$f_e(v) = \frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^n \frac{A_j}{a_j^2} \delta(v - a_j) \quad (3.25)$$

où $\sum_{j=1}^n A_j = 1$ et $\sum_{j=1}^n A_j a_j^2 = 3/2 v_{th}^2$. Un exemple d'une telle fonction de distribution est représentée en figure 3.4.

La constante diélectrique, définie à l'équation (3.7) s'exprime de ma manière suivante :

$$\epsilon_l(\omega, k) = 1 - \omega_{pe}^2 \sum_{j=1}^n \frac{A_j}{\omega^2 - k^2 a_j^2} \quad (3.26)$$

Le nombre de pôles associés à cette fonction de distribution est égal à $2n$. L'étude détaillée de ce modèle a été réalisée par Navet et al. [1971] et Noyer et al. [1975].

3.2.4 Modèle Super Cauchy

Afin de faciliter le traitement analytique du calcul du potentiel électrostatique, Rooy et al. [1972] a approximé la fonction de distribution Maxwellienne par une distribution de Cauchy généralisée. La fonction de Cauchy s'exprime de la façon suivante :

$$f_n(v) = \frac{1}{v_{th}^3 \pi^{3/2} (2n-5)^{3/2} \Gamma(n-3/2)} \frac{\Gamma(n)}{[1 + (v^2/n a_n^2)]^n} \quad (3.27)$$

avec $a_n = \left(\frac{2n-5}{n}\right)^{1/2} v_{th}$ et Γ désigne la fonction Gamma. Différents exemples de telles fonctions de distribution sont présentées en figure 3.6. La constante diélectrique, définie à l'équation (3.7)

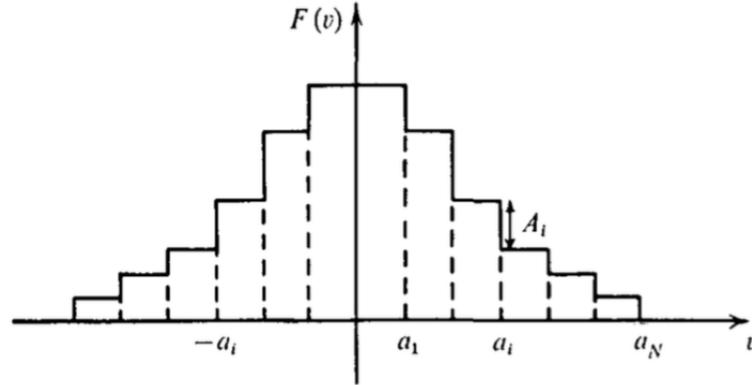


FIGURE 3.4 – Fonction de distribution en vitesse des électrons considérée par le modèle multiple *water-bag*. Adaptée de Noyer et al. [1975].

associée à la fonction de distribution de Cauchy d'ordre n est la suivante :

$$\varepsilon_l(k, \omega) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{P_{n-2}(y)}{(1+y)^n} \quad (3.28)$$

avec $y = a_n k n^{1/2} / i\omega$ et $P_{n-2}(y)$ est un polynôme de degré $n-2$ en y . Les polynômes P_n sont définis de la manière suivante :

$$P_n(y) = \sum_{p=0}^n \frac{C_p^{2n+2}}{C_p^{2n}} C_p^n (1-y)^{n-p} (2y)^p \quad (3.29)$$

Le potentiel réduit de l'onde électrostatique s'écrit alors :

$$\frac{\phi}{\phi_0}(\omega, r) = \frac{2r}{\pi} \int_0^\infty \frac{\sin(kr)}{kr} \frac{(1+y)^n}{(1+y)^n - \Omega^{-1} P_n(y)} dk \quad (3.30)$$

où $\Omega = \omega / \omega_{pe}$.

Par une décomposition en éléments simples de la fonction en y dans l'intégrande, ce potentiel peut s'exprimer sous la forme :

$$\frac{\phi}{\phi_0}(\omega, r) = \frac{1}{\varepsilon} + \frac{2}{\pi} \sum_{j=1}^n B_j \mathcal{F}(ik_j r) \quad (3.31)$$

où y_j est la $j^{\text{ème}}$ racine de l'équation de dispersion des ondes et B_j sont les termes d'excitation définie par :

$$B_j = \frac{(1+y_j)^n}{y_j \prod_{l \neq j} (y_j - y_l)} \quad (3.32)$$

et \mathcal{F} est la fonction suivante :

$$\mathcal{F}(u) = \int_0^\infty \frac{\sin(p)}{p+iu} dp \quad (3.33)$$

On remarque que le potentiel de l'onde électrostatique induit dans un plasma modélisé par une fonction de distribution de type Super-Cauchy est la somme de deux potentiels : celui généré dans le vide et un potentiel dépendant de la température. Ce champ est la somme de n modes de nombre d'onde k_j et de facteur d'excitation B_j .

La figure 3.6 présente différents potentiels électrostatiques modélisés par différentes fonction de

distribution de type Super-Cauchy d'ordre n pour $n = 3, 6$ et 10 ainsi que pour la fonction de distribution Maxwellienne que l'on va introduire dans la prochaine section. Nous constatons que lorsque n est grand, le potentiel de l'onde électrostatique tend bien vers le potentiel défini pour une fonction de distribution Maxwellienne.

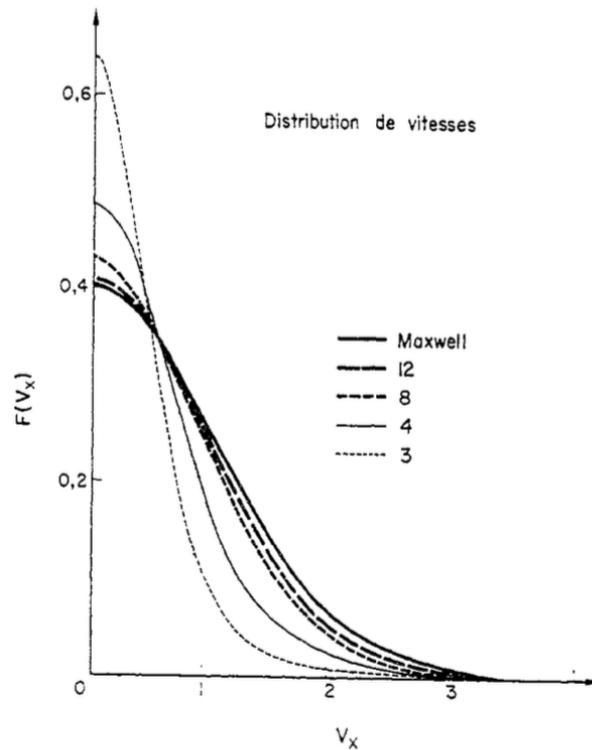


FIG. 1(a)

FIGURE 3.5 – Exemple de fonctions de distribution en vitesse des électrons pour différentes fonctions Super-Cauchy et de la fonction Maxwellienne. Adaptée de Rooy et al. [1972].

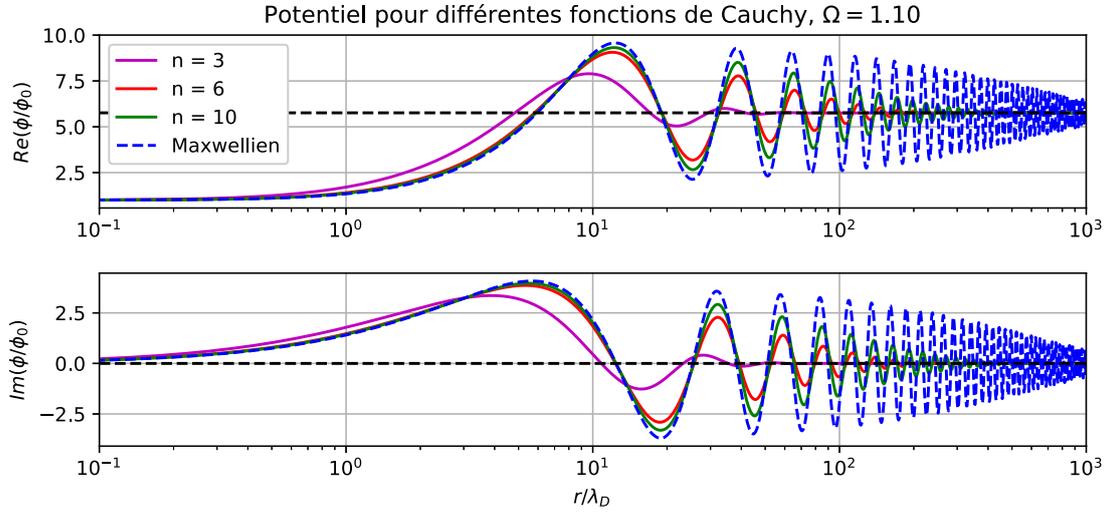


FIGURE 3.6 – Exemple de la partie réelle et de la partie imaginaire du potentiel de l'onde électrostatique calculées dans le cas de fonctions de distribution de type Super-Cauchy d'ordre n (ici $n = 3, 6$ et 10) ainsi que pour une fonction de type Maxwellien ($n = +\infty$).

3.3 Modélisation du potentiel de l'onde électrostatique dans un plasma Maxwellien

Dans cette section, nous introduisons l'état de l'art des méthodes de modélisation du potentiel de l'onde électrostatique dans un plasma modélisé par une fonction de distribution en vitesse des électrons de type Maxwellienne. Nous présentons tout d'abord l'expression de la constante diélectrique longitudinale définie pour ce type de fonctions de distribution (section 3.3.1). Nous présentons ensuite les modes principaux associés à cette fonction de distribution (section 3.3.2). Nous détaillons ensuite les différentes méthodes employées par le passé pour modéliser le potentiel de l'onde électrostatique : par la méthode d'approximation Landau (section 3.3.3) et par un développement de type Mittag-Leffler (section 3.3.4).

3.3.1 Expression de la constante diélectrique

Une fonction de distribution en vitesse des électrons de type Maxwellienne s'écrit :

$$f_0(\mathbf{v}) = \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} e^{-m_e |\mathbf{v}|^2 / 2k_B T_e} \quad (3.34)$$

En considérant un plasma isotrope, la fonction de distribution f_0 devient :

$$F_0(v) = \left(\frac{1}{2\pi v_{th}^2} \right)^{1/2} e^{-v^2 / 2v_{th}^2} \quad (3.35)$$

où la vitesse thermique est définie par :

$$v_{th} = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e}} \quad (3.36)$$

La constante diélectrique longitudinale prend la forme suivante :

$$\varepsilon_l(k, \omega) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{k^2} \int \frac{v}{\sqrt{2\pi} v_{th}^3} \frac{e^{-\frac{v^2}{2v_{th}^2}}}{\frac{\omega}{k} - v} dv \quad (3.37)$$

En posant la fonction de dispersion plasma Z comme suit :

$$Z(y) = \pi^{-1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-t^2}}{t - y} dt \quad (3.38)$$

Les propriétés de la fonction de dispersion de plasma peuvent être trouvées dans [Fried et Conte \[1961\]](#). Sa dérivée s'écrit :

$$Z'(y) = -\pi^{-1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{2te^{-t^2}}{t - y} dt = -2[1 + yZ(y)] \quad (3.39)$$

Alors la constante diélectrique s'écrit :

$$\varepsilon_l(k, \omega) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega} y^2 Z'(y) \quad (3.40)$$

avec $y = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\omega}{\omega_{pe}} \frac{1}{k\lambda_D}$. La fonction de dispersion de plasma dépend de la fonction de Faddeeva w (appelée également fonction d'erreur complémentaire normalisée) comme suit :

$$Z(y) = i\sqrt{\pi} w(y) \quad (3.41)$$

où w est définie par :

$$w(y) = \exp(-y^2) \left(1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^y \exp(t^2) dt \right) \quad (3.42)$$

3.3.2 Modes de Langmuir

Dans cette section, nous rappelons la relation de dispersion des ondes de Langmuir, ondes principales dans le cas d'une fonction de distribution Maxwellienne. Ces modes permettent une interprétation de la propagation du potentiel électrostatique dans un plasma et permettent également d'approximer la localisation des résonances observées sur les spectres d'impédance mutuelle. Ces modes peuvent se retrouver dans tous livres de physique des plasmas ([[Gary, 1993](#); [Krall et Trivelpiece, 1973](#)]) comme pôles de la constante diélectrique longitudinale numériquement déterminés dans des régimes spécifiques permettant de développer une approximation analytique des pôles principaux. Dans un plasma Maxwellien, pour des fréquences suffisamment hautes, pour lesquelles la dynamique des ions peut être négligée, les modes principaux de la constante diélectrique (Eq. (3.40)) sont les ondes de Langmuir caractérisées dans la limite $\omega/k \gg v_{th}$ par la relation de dispersion suivante [[Krall et Trivelpiece, 1973](#)] :

$$\omega_L(k) = \omega_{pe} \sqrt{1 + 3(k\lambda_D)^2} - i \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{pe}}{(k\lambda_D)^3} e^{-\frac{1}{2(k\lambda_D)^2} - \frac{3}{2}} \quad (3.43)$$

Ces approximations analytiques sont utilisées dans le calcul numérique du potentiel de l'onde plasma décrit dans la prochaine section pour déterminer la localisation des pôles de la constante diélectrique.

3.3.3 Approximation Landau

Dans un plasma Maxwellien, le nombre de pôles associé à la fonction de distribution en vitesse des électrons est infini. Cela rend le calcul analytique du potentiel inextricable, voir impossible. Cependant, dans certaines conditions du plasma, il a été montré que seuls certains pôles avaient une influence notable sur la propagation du potentiel de l'onde électrostatique. L'idée est d'effectuer une approximation analytique de l'expression du diélectrique en ne considérant que la contribution du pôle le moins amorti. Cette méthode est appelée l'approximation Landau [Chas-seriaux et al., 1972]. Derfler et Simonen [1969] a étudié les relations de dispersion dans un plasma doté d'une fonction de distribution Maxwellienne. Ils ont tabulé les quatres modes principaux ayant le coefficient d'amortissement le plus faible. Lorsque $\omega > \omega_{pe}$, le mode principal est noté k_1 . La partie réelle est donnée par la relation de Bohm-Gross :

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + \frac{3}{2} k_1^2 v_{th}^2 \quad (3.44)$$

Ce pôle k_1 est appelé le pôle de Langmuir.

Lorsque $\omega < \omega_{pe}$, le mode principal est nommé k_{-2} . Par conséquent, le potentiel réduit de l'onde électrostatique calculé par la méthode de l'approximation de Landau ϕ_{approx} est défini par :

$$\phi/\phi_0_{approx} = \frac{1}{\epsilon_c} + \frac{2K_p^2}{1 - \Omega^2 + 3K_p^2} \exp(iK_p R) \quad (3.45)$$

avec $R = r/\lambda_D$ et $K_p = k_1 \lambda_D$ pour $\Omega > 1$ et $K_p = -k_{-2} \lambda_D$ pour $\Omega < 1$.

Les positions des pôles K_1 et K_{-2} peuvent être retrouvées numériquement à l'aide d'une méthode de Newton sur l'équation de dispersion des ondes associée à la fonction de distribution Maxwellienne :

$$\epsilon_l(K, \Omega) = 1 - \frac{Z'(\Omega/\sqrt{2}K)}{2K^2} \quad (3.46)$$

Le point initial de la méthode de Newton peut être pris par rapport à la tabulation de ces deux pôles dans Derfler et Simonen [1969], proposé pour quelques fréquences Ω . La position des pôles calculée par la méthode de Newton est présentée en figure 3.7 pour le pôle K_1 et en figure 3.8 pour le pôle K_{-2} . On remarque que le pôle K_{-2} est purement imaginaire. L'onde associée à ce mode est donc amortie sans être propagée dans le plasma. Concernant le mode K_1 , il se rapproche de l'axe des réels négatifs lorsque ω tend vers ω_{pe} . L'onde associée à ce mode devrait donc se propager sur une distance plus grande lorsque l'onde entre en résonance à la fréquence plasma électronique. Différents potentiels calculés par la méthode d'approximation Landau (Eq. (3.45)) sont proposés en figure 3.9 pour différentes fréquences d'émission normalisées par la fréquence plasma électronique. Ces potentiels sont comparés avec ceux calculés par la méthode d'intégration (section 3.4). L'approximation Landau est correcte à partir d'une distance raisonnable à l'émetteur normalisée par la longueur de Debye. Cette approximation est valable pour de petites longueurs de Debye, relativement à la distance émetteur-recepteur, i.e. dans un plasma suffisamment dense et/ou froid. Cette approximation pouvait alors être utilisée pour les sondes à impédance mutuelle dans la magnétosphère et l'ionosphère terrestres telles que *ARCAD-3*, *GEOS-1* ou *VIKING*. Cependant, pour la sonde RPC-MIP à bord de *Rosetta* et les expériences d'impédance mutuelle PWI/AM²P et RPWI/MIME des futures missions *BepiColombo* et *JUICE*, la distance émetteur-récepteur est de l'ordre de la longueur de Debye [Gilet et al., 2017; Gilet et al., 2019]. Beghin [1995] a proposé une nouvelle méthode de résolution du potentiel de l'onde électrostatique dans ces limites dans le cas d'une fonction de distribution Maxwellienne. Cette méthode est présentée dans la section suivante.

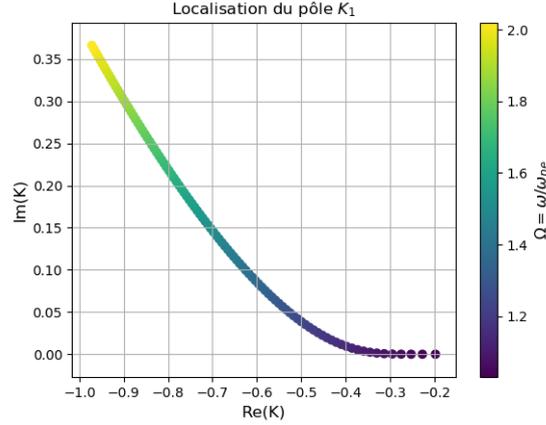


FIGURE 3.7 – Localisation du pôle de Langmuir, appelé K_1 , dans l'espace complexe K et dépendant de la fréquence Ω en couleur.

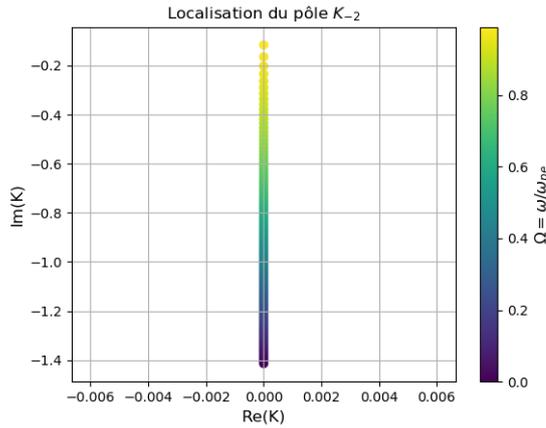


FIGURE 3.8 – Localisation du pôle K_{-2} dans l'espace complexe K et dépendant de la fréquence Ω en couleur.

3.3.4 Résolution du potentiel par la méthode de Mittag-Leffler

Beghin [1995] a utilisé un développement en série de Mittag-Leffler [Rudin, 1998] du potentiel de l'onde électrostatique en prenant en compte tous les pôles pour la fonction de distribution en vitesse des électrons de type Maxwellienne. Le développement en série de Mittag-Leffler pour une fonction $f(z)$ méromorphe est donnée par :

$$f(z) = f(0) + \sum_{|n|}^{\infty} \left(\frac{b_n}{z_n} + \frac{b_n}{z - z_n} \right) \quad (3.47)$$

où b_n est le résidu du pôle z_n . La partie réelle du potentiel électrique s'écrit alors :

$$\text{Re}(\phi/\phi_0) = 1 + \sum_{q=1}^{\infty} (-1)^q \left[\frac{\rho^{2q}}{(2q)!} S_{2q} - \frac{\rho^{2q-1}}{(2q-1)!} \frac{2}{\pi} \text{Re}(L_{2q-2}) \right] \quad (3.48)$$

La partie imaginaire s'exprime de la façon suivante :

$$\text{Im}(\phi/\phi_0) = \frac{2}{\pi} \sum_{q=0}^{\infty} (-1)^q \frac{\rho^{2q+1}}{(2q+1)!} \left[\left(\gamma + \ln(\rho) - \sum_{p=1}^{2q+1} \frac{1}{p} \right) S_{2q+1} + \text{Im}(L_{2q}) \right] \quad (3.49)$$

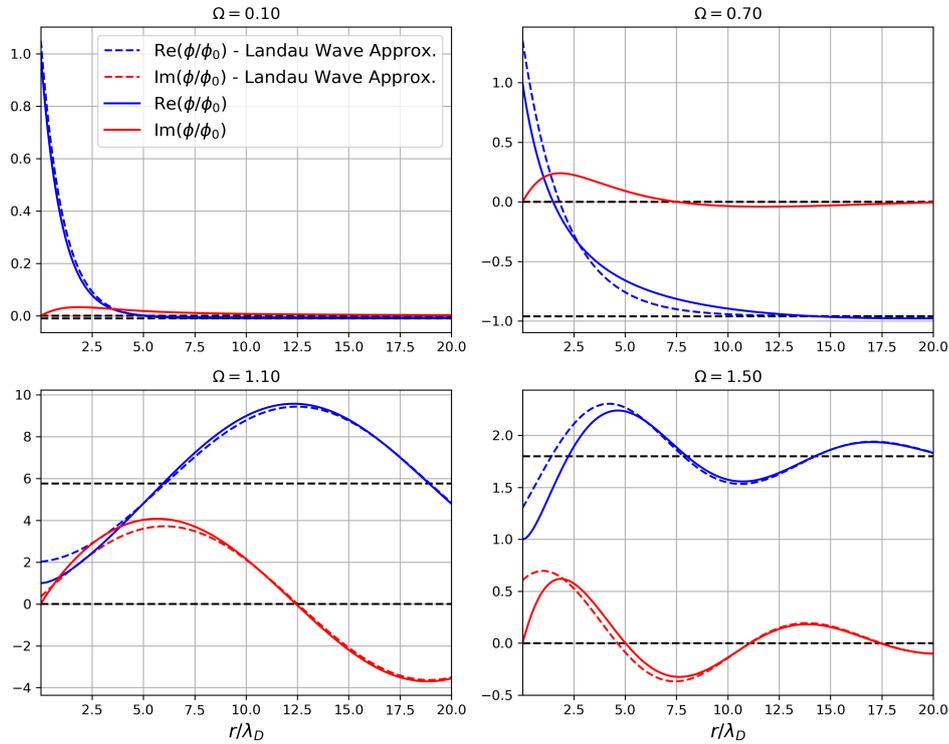


FIGURE 3.9 – Potentiel de l'onde électrostatique calculé par une approximation Landau (ligne pointillée) et par la méthode d'intégration (section 3.4-ligne continue) pour différentes fréquences normalisées à la fréquence plasma électronique ($\Omega = 0.10, 0.70, 1.10$ et 1.50).

avec

$$S_{2q} = \sum_{|n|}^{\infty} \frac{K_n^{2q+2}}{1 - \Omega^2 + 3K_n^2} \quad (3.50)$$

et

$$L_{2q} = \sum_{|n|}^{+\infty} \frac{K_n^{2q+3} \ln(K_n)}{1 - \Omega^2 + 3K_n^2} \quad (3.51)$$

où $K_n = k_n \lambda_D$ sont les solutions normalisées de la relation de dispersion c'est-à-dire $2K^2 = Z'(\Omega/\sqrt{2}K)$, ρ est la distance à l'émetteur relativement à la longueur de Debye et γ est la constante d'Euler-Mascheroni. La figure 3.10 présente la différence du potentiel de l'onde électrostatique calculé par l'approximation Landau (ligne pointillée) et par un développement en série de Mittag-Leffler (ligne continue) pour $\Omega = 1.5$ comparée à la distance r de l'émetteur normalisée par la longueur de Debye. On constate que les deux méthodes sont différentes pour des distances courtes par rapport à la longueur de Debye. Le développement en série de Mittag-Leffler permet d'avoir une bonne approximation du potentiel de l'onde électrostatique dans la limite où la longueur de Debye est de l'ordre de la distance entre l'émetteur et le récepteur. Cependant, cette méthode demande un traitement analytique important de tous les modes plasmas associés à la relation de dispersion. Ces modes dépendant des fonctions de distribution en vitesse des électrons, il est nécessaire d'effectuer les calculs des modes plasmas pour chaque fonction de distribution considérée.

Durant cette thèse, j'ai développé une nouvelle méthode de calcul du potentiel de l'onde électrostatique permettant de générer facilement ce potentiel pour différentes fonctions de distribution

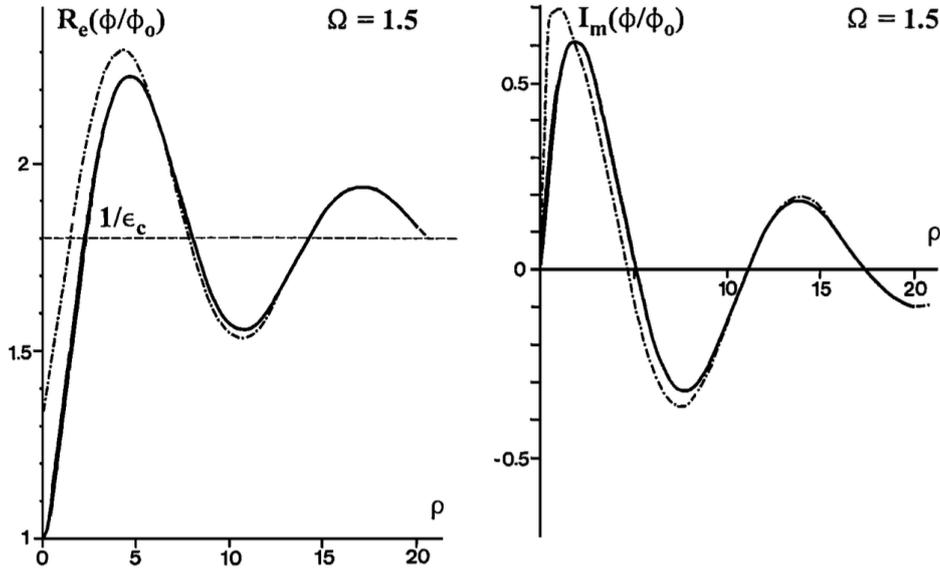


FIGURE 3.10 – Partie réelle et imaginaire de la propagation en espace, $\rho = r/\lambda_D$, du potentiel de l'onde électrostatique calculées par l'approximation Landau (ligne pointillée) et par le développement en série de Mittag-Leffler (ligne continue) pour $\Omega = 1.5$. Adaptée de [Beghin \[1995\]](#).

des électrons en vitesse et valable dans les limites où la longueur de Debye est de l'ordre de la distance entre les émetteurs et les récepteurs. Nous introduisons cette méthode d'intégration dans la section suivante.

3.4 Modélisation du potentiel de l'onde électrostatique par intégration numérique

Cette section décrit la méthode de calcul du potentiel de l'onde électrostatique par une méthode d'intégration numérique que j'ai développée au cours de cette thèse. Nous allons voir que cette approche permet de (i) modéliser le potentiel électrostatique pour une fonction de distribution Maxwellienne et (ii) généraliser le calcul du potentiel à des fonctions de distribution hors équilibre thermodynamique communément observées dans les plasmas spatiaux, et ceci valable dans les limites où la longueur de Debye est de l'ordre de la distance entre les émetteurs et les récepteurs. Cette section fait l'objet de la première partie de l'étude réalisée dans le cadre de cette thèse, complétant et généralisant ainsi les travaux décrits dans la section 3.2. Nous allons tout d'abord présenter l'expression du potentiel de l'onde électrostatique pour les fonctions de distribution que nous considérerons dans ces travaux de thèse (section 3.4.1). Puis, nous détaillons la méthode de modélisation par intégration numérique du potentiel électrostatique (section 3.4.2). Enfin, nous validons cette méthode dans le cas d'une fonction de distribution Maxwellienne (section 3.4.3). La description de la méthode et des résultats peuvent être retrouvés dans [Gilet et al. \[2017\]](#) ainsi que dans [Gilet et al. \[2019\]](#).

3.4.1 Expression du potentiel de l'onde électrostatique

Les fonctions de distribution observées dans les plasmas spatiaux, notamment dans le vent solaire, s'avèrent être une somme de deux fonctions de distribution comme suit : [\[Maksimovic](#)

et al., 2005; Štverák et al., 2009] :

$$f_0 = f_{core} + f_{halo} \quad (3.52)$$

avec f_{core} désignant le coeur de la fonction de distribution f_0 , considérée comme la composante thermique, et f_{halo} la fonction de distribution de vitesse des électrons représentant les ailes de f_0 associées à la composante suprathermique. Dans ces travaux de thèse, nous ne prendrons pas en compte d'autres contributions électroniques pouvant être présentes sur les fonctions de distribution observées dans les plasmas spatiaux, à l'instar de la partie non-symétrique des fonctions de distribution [Štverák et al., 2009] (section 2.5.1.1). Bien que les modèles d'expériences d'impédance mutuelle ne permettent pas de modéliser des composantes des fonctions de distribution qui ne sont pas symétriques dans l'espace de vitesse, nous justifierons plus tard (section 6.1.2) que cette contribution à la modélisation des spectres d'impédance mutuelle peut être négligée, à part dans certaines limites (comme à l'aphélie de Mercure par exemple).

Dans la littérature, f_{core} est généralement modélisée par une fonction de distribution Maxwellienne et f_{halo} par une fonction de distribution de type kappa [Lazar et al., 2017; Pierrard et al., 2016]. Dans certains cas, f_0 peut être directement traitée comme une seule population électronique décrite par une fonction de distribution kappa pour modéliser à la fois les électrons du coeur et des ailes [Maksimovic et al., 1997], ou dans des situations plus complexes comme la somme de deux fonctions de distribution kappa, comme dans la magnétosphère de Saturne [Baluku et al., 2011] ou dans l'ionosphère de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko [Broiles et al., 2016a,b; Myllys et al., 2019].

La fonction de distribution en vitesse des électrons de type kappa est définie par :

$$f_{\kappa}(v) = (\pi\kappa\theta^2)^{-3/2} \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\Gamma(\kappa-1/2)} \left(1 + \frac{v^2}{\kappa\theta^2}\right)^{-(\kappa+1)} \quad (3.53)$$

où Γ est la fonction Gamma classique, $\theta = [(2\kappa-3)/\kappa]^{1/2} v_{th}$ est la vitesse thermique généralisée et κ est un nombre réel supérieur 3/2. La fonction kappa est une suite de fonctions qui tend vers la fonction Maxwellienne lorsque $\kappa \rightarrow +\infty$. Dans cette étude, on a choisi de normaliser les distances par rapport à la longueur de Debye correspondant à la population Maxwellienne $\lambda_{D,Maxw} = (k_B T_e / m_e \omega_{pe}^2)^{1/2}$. Comme relevé par Chateau et Meyer-Vernet [1991], la comparaison entre les fonctions de distribution Maxwellienne et kappa n'a de sens que dans un plasma caractérisé par la même densité et la même température électronique. Dans ce cas, la longueur de Debye correspondant pour une fonction kappa est définie par :

$$\lambda_{D,\kappa} = \sqrt{\frac{2\kappa-3}{2\kappa-1}} \lambda_{D,Maxw} \quad (3.54)$$

Pour décrire le potentiel électrostatique et la fonction diélectrique longitudinale, nous allons généraliser à une fonction de distribution étant une somme de n_M fonctions de distribution de type Maxwellienne et de n_{κ} fonctions de distribution de type kappa. Pour un plasma isotrope, non-collisionnel et non-magnétisé modélisé par une combinaison de n_M fonctions Maxwelliennes et n_{κ} fonctions kappa, la constante diélectrique s'écrit [Mace et al., 1999] :

$$\epsilon_l(K, \Omega) = 1 - \sum_{i=1}^{n_M} \frac{Y_i^2}{\Omega_i^2} Z'(Y_i) - \sum_{j=1}^{n_{\kappa}} \frac{(\kappa_j-1)^2}{(\kappa_j-3/2)^2} \frac{Y_j^2}{\Omega_j^2} Z'_{\kappa_j-1} \left[\left(\frac{\kappa_j-1}{\kappa_j-3/2} \right)^{1/2} Y_j \right] \quad (3.55)$$

où :

$$K = k\lambda_{D,ref} \quad (3.56)$$

$$\Omega = \frac{\omega}{\omega_{pe}} \quad (3.57)$$

$$\Omega_i = \frac{\omega}{\omega_{pe,i}} \quad (3.58)$$

$$Y_i = \frac{\Omega_i}{\sqrt{2\mu_i/\tau_i}K} \quad (3.59)$$

où $\lambda_{D,ref}$ est la longueur de Debye de la population électronique la plus chaude. Comme expliqué ci-dessus, si la population la plus chaude est modélisée par une fonction kappa, $\lambda_{D,ref}$ est alors normalisée par $\lambda_{D,Maxw}$. De plus, on définit μ_i (resp. τ_i) comme le rapport de densité (resp. température) entre la plus chaude des populations et la $i^{ème}$ population électronique, c'est-à-dire $\mu_i = n_{hot}/n_i$ et $\tau_i = T_{hot}/T_i$. Z' and $Z'_{\kappa,j-1}$ sont respectivement la dérivée première de la fonction de dispersion de plasma Z [Fried et Conte, 1961] (section 3.3.1) et la dérivée première de la fonction de dispersion de plasma modifiée Z_κ [Summers et Thorne, 1991]. La fonction de dispersion de plasma modifiée Z_κ s'écrit :

$$Z_\kappa(\xi) = \frac{i(\kappa + \frac{1}{2})(\kappa - \frac{1}{2})}{\kappa^{3/2}(\kappa + 1)} {}_2F_1[1, 2\kappa + 2; \kappa + 2; \frac{1}{2}(1 - \xi/i\sqrt{\kappa})] \quad (3.60)$$

où ${}_2F_1$ est la fonction hypergéométrique de Gauss. Les propriétés mathématiques de Z et Z_κ sont définies dans Fried et Conte [1961] et Mace et Hellberg [1995]. En utilisant les normalisations définies ci-dessus, le potentiel de l'onde électrique généré dans un plasma à une certaine distance $R = r/\lambda_{D,ref}$ par une charge pulsante à une fréquence normalisée Ω s'écrit alors :

$$\frac{\phi}{\phi_0}(\Omega, R) = \frac{2R}{\pi} \lim_{\text{Im}(\Omega) \rightarrow 0} \int_0^\infty \frac{\sin(KR)}{KR} \frac{1}{\varepsilon_l(K, \Omega)} dK \quad (3.61)$$

Nous allons maintenant voir comment calculer ce potentiel par la quadrature numérique de l'intégrale présente dans l'expression du potentiel.

3.4.2 Résolution par quadrature numérique

Dans cette thèse, j'ai développé une méthode permettant de modéliser le potentiel électrique par une quadrature numérique de l'intégrale présente dans son expression (Eq. (3.61)). Afin de calculer numériquement le potentiel de l'onde électrostatique, l'intégrale est séparée comme suit :

$$\int_0^{+\infty} \frac{1}{\varepsilon_l(\Omega, K)} \frac{\sin(KR)}{KR} dK = \int_0^{k_{min}} \frac{1}{\varepsilon_l(\Omega, K)} \frac{\sin(KR)}{KR} dK + \int_{k_{min}}^{k_{max}} \frac{1}{\varepsilon_l(\Omega, K)} \frac{\sin(KR)}{KR} dK + \int_{k_{max}}^{+\infty} \frac{1}{\varepsilon_l(\Omega, K)} \frac{\sin(KR)}{KR} dK \quad (3.62)$$

L'intégrale entre 0 et k_{min} est évaluée de manière analytique, sous certaines conditions dépendant du choix de k_{min} , et l'intégrale définie entre k_{max} et $+\infty$ est négligeable suivant les conditions imposées sur k_{max} . Le lecteur est renvoyé à Gilet et al. [2017, Annexe A] pour plus de détails sur ces choix de l'espace K.

Pour calculer l'intégrale définie entre k_{min} et k_{max} à l'aide d'une intégration numérique, la constante diélectrique ε_l et la fonction sinus cardinal sont calculées sur un espace K initial qui a été préalablement discrétisé. Ce calcul est contraint par les conditions imposées sur k_{min} et k_{max} . Le chemin de l'intégration numérique est défini par $\text{Im}(K) = 0$. Par conséquent, la variable K est un nombre réel. Cependant, dans le plan complexe K, les pôles les moins amortis K_i de la constante diélectrique sont localisés proche du chemin d'intégration. Dans certains cas, un traitement numérique est requis afin de capturer les fortes variations de $1/\varepsilon_l$, proche de la singularité associée

au mode principal (mode de Langmuir K_1 dans le cas d'une simple fonction de distribution Maxwellienne définie en section 3.3.3). La forme de ces variations pour des fréquences ω proche de la fréquence plasma ω_{pe} est illustrée en figure 3.11 dans le cas d'une fonction de distribution Maxwellienne (graphe du haut) et dans le cas d'une somme de deux fonctions de distribution Maxwellienne (graphe du bas).

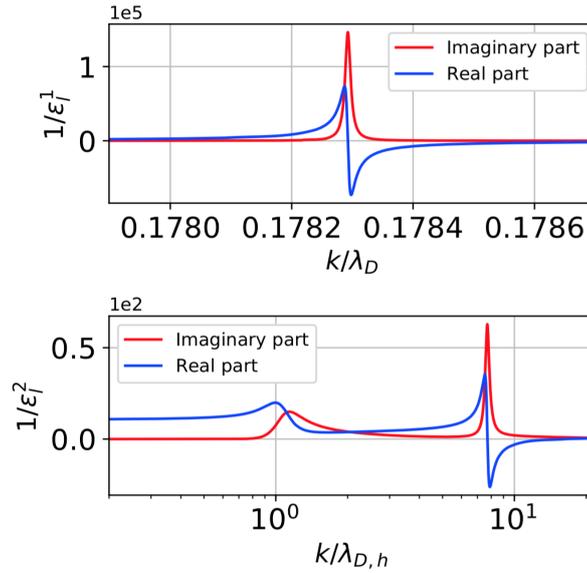


FIGURE 3.11 – Partie réelle (bleue) et partie imaginaire (rouge) de l'inverse de la constante diélectrique diélectrique dans le cas d'une fonction de distribution Maxwellienne (graphe du haut) pour $\Omega = 1.05$ et pour une somme de deux fonctions de distribution Maxwelliennes (graphe du bas) pour $\Omega = 1.05$, $\mu = 0.11$, et $\tau = 100$ en zoomant dans le voisinage des pôles.

Au voisinage des pôles, la fonction $1/\epsilon_l$ varie fortement. Afin d'améliorer le résultat de l'intégration numérique, une discrétisation plus fine se trouve nécessaire. Pour une somme de deux Maxwelliennes, le calcul de la constante diélectrique est effectué de la même manière. La principale différence avec une unique Maxwellienne est la présence d'un autre pôle, associé au mode acoustique-électronique, étant proche du domaine d'intégration (le long de l'espace K des réels) pour certaines valeurs de μ et de τ pouvant influencer la constante diélectrique. Ceci est illustré avec la variation de $1/\epsilon_l$ en figure 3.11 pour la partie réelle et la partie imaginaire, montrant l'influence sur le chemin d'intégration des modes acoustique-électroniques et du Langmuir modifié. En général, le pôle acoustique-électronique est suffisamment loin de l'axe réel. Par conséquent, le raffinement de la discrétisation n'est pas nécessaire et n'est requis que proche du mode de Langmuir modifié.

3.4.3 Validation de la méthode numérique dans le cas Maxwellien

Dans cette section, nous validons la méthode de calcul du potentiel de l'onde électrostatique par intégration numérique décrite précédemment dans le cas d'une fonction de distribution Maxwellienne. La validation de nos résultats a été effectuée en deux étapes : d'abord nous utilisons les limites asymptotiques connues du potentiel de l'onde électrostatique ϕ/ϕ_0 . En effet, comme décrit par [Beghin \[1995\]](#), la partie réelle de ϕ/ϕ_0 tend vers l'inverse de la constante diélectrique définie dans un plasma froid, notée ϵ_c et donnée par $\epsilon_c = \frac{1}{1-\Omega^2}$. La partie imaginaire tend vers 0.

Ceci est illustré en figure 3.12 pour différentes valeurs de la fréquence normalisée Ω . Nous pouvons voir que le potentiel électrostatique ne se propage pas pour des fréquences d'émission en dessous de la fréquence plasma électronique ($\Omega < 1$). Ceci est dû au fait que le pôle de Langmuir n'existe pas lorsque $\Omega < 1$ (section 3.3.2). Cependant, lorsque la fréquence d'émission se situe juste au dessus de la fréquence plasma électronique (cas $\Omega = 1.03$ et 1.10), l'onde électrostatique se propage sur une distance non-négligeable sans être fortement amortie. Lorsque la fréquence d'émission est plus élevée que la fréquence plasma électronique, l'onde se propage mais elle est vite amortie (cas $\Omega = 1.50$).

Ensuite, nous avons également comparé la longueur d'onde obtenue à partir des potentiels modélisés et la longueur d'onde calculée à partir de la relation de Bohm-Gross, i.e. de la position sur l'axe des réels du pôle de Langmuir (section 3.3.3). La longueur d'onde est alors calculée par la relation $\lambda = 2\pi/k$ avec k approximé par la relation de Bohm-Gross (Eq. 3.44). Les résultats sont présentés sur la figure 3.12 avec la valeur de la longueur d'onde calculée à partir du potentiel de l'onde électrostatique modélisé et la valeur de la longueur d'onde par l'approximation de Bohm-Gross entre parenthèses. On constate que les longueurs d'ondes sont du même ordre de grandeur. Le lecteur est invité à comparer les potentiels électrostatiques de la figure 3.12 avec ceux montrés dans Beghin [1995]. Nous verrons au chapitre 4 que la réponse instrumentale dans le cas d'une unique fonction de distribution Maxwellienne est équivalente à celle retrouvée par Beghin [1995] (section 4.1.3).

Par conséquent, nous avons développé un autre mode de calcul du potentiel de l'onde électrostatique dans le cas d'une fonction de distribution en vitesse des électrons de type Maxwellienne valable dans la limite où la longueur de Debye est de l'ordre de la distance émetteur-récepteur. Contrairement à la méthode de développement du potentiel de l'onde électrostatique en série de Mittag-Leffler, la méthode par intégration numérique directe permet de généraliser le calcul du potentiel à d'autres fonctions de distribution en vitesse des électrons. Nous allons voir la modélisation du potentiel électrostatique pour des plasmas hors équilibre thermodynamique dans la section suivante.

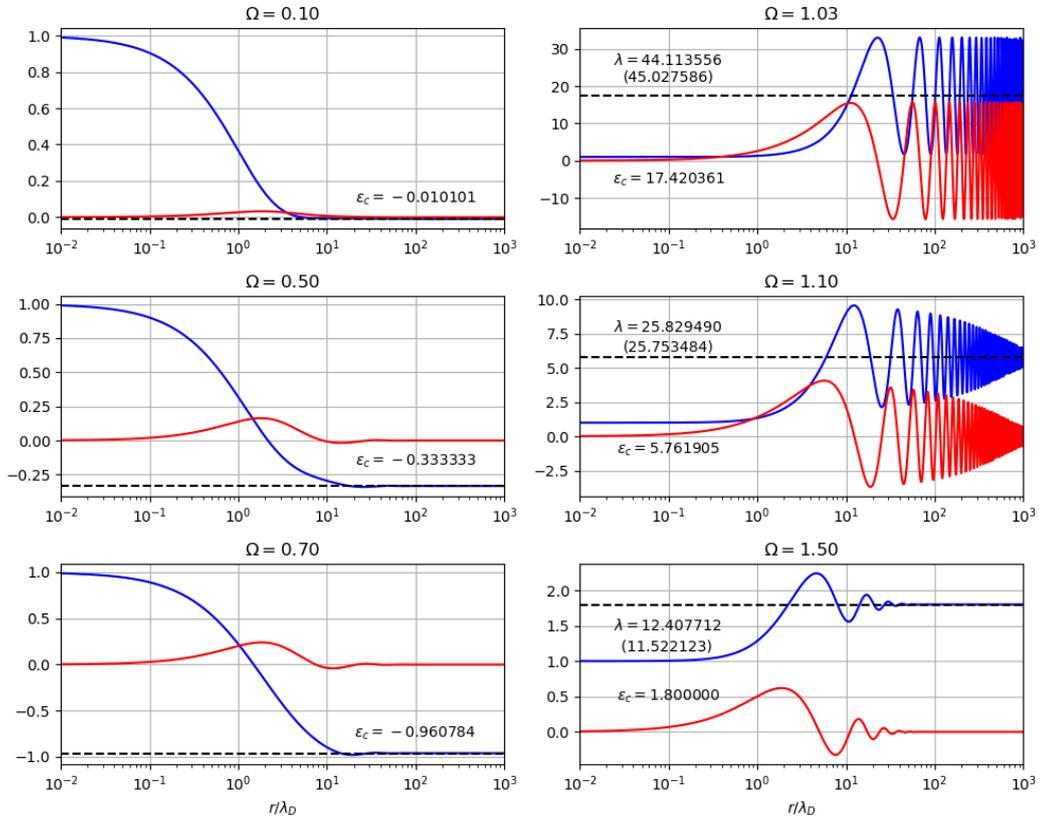


FIGURE 3.12 – Partie réelle (bleue) et partie imaginaire (rouge) du potentiel de l’onde électrostatique par rapport à la distance à l’émetteur relativement à la longueur de Debye, dans le cas d’une fonction de distribution Maxwellienne pour différentes valeurs de Ω allant de 0.10 à 1.50 avec les limites asymptotiques ϵ_c (pointillés noirs) et les longueurs d’onde λ lorsque l’onde se propage à la longueur d’onde calculée directement sur la courbe du potentiel et celle calculée par l’approximation de Bohm-Gross (entre parenthèses).

3.5 Modélisation du potentiel de l’onde électrostatique hors équilibre thermodynamique

Dans cette section, nous présentons nos résultats du calcul du potentiel de l’onde électrostatique dans un plasma hors équilibre thermodynamique. Dans un premier temps, nous détaillons les modes plasmas dans le cadre de l’approche linéaire associés aux différentes fonctions de distribution en vitesse des électrons considérées dans la suite (section 3.5.1). Cela permet d’expliquer le comportement et l’évolution du potentiel dans le plasma. De plus, ces modes plasmas sont utilisés pour apporter une validation de plus pour la méthode d’intégration en comparant la localisation des pôles principaux trouvée par le calcul numérique de la constante diélectrique (section 3.5.2). Nous présentons ensuite les résultats du potentiel de l’onde électrostatique pour les différentes fonctions de distribution hors équilibre thermodynamique (section 3.5.3).

3.5.1 Approche linéaire

3.5.1.1 Pour un plasma modélisé par une somme de deux Maxwelliennes

Dans un plasma caractérisé par une fonction de distribution vue comme une somme de deux Maxwelliennes, les ondes de Langmuir sont modifiées de telle sorte que la correction thermique est principalement influencée par les électrons les plus chauds (à travers la pression totale des électrons, c'est-à-dire principalement la pression des électrons chauds), tandis que les ondes oscillent à la fréquence plasma totale. En notant v_h (resp. v_c) la vitesse thermique des électrons chauds (resp. froids) et n_h (resp. n_{tot}) la densité des électrons chauds (resp. total), la fréquence complexe associée ω_{L2} peut être exprimée dans la limite $\omega/k \gg v_h \gg v_c$ [Buti et Yu, 1981] par :

$$\omega_{L2}(k) = \omega_{pe} \sqrt{1 + 3 \left(\frac{n_h}{n_{tot}} \right)^2 (k\lambda_{D,h})^2} - i \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{pe}}{(k\lambda_{D,h})^3} e^{-\frac{1}{2(k\lambda_{D,h})^2}} \quad (3.63)$$

De plus, une somme de deux fonctions de distribution Maxwellienne est caractérisée par l'existence d'un autre mode linéarisé : le mode acoustique-électronique. Dans la limite $v_c \ll \frac{\omega}{k} \ll v_h$ [Gary, 1993], le mode acoustique-électronique est défini par la relation de dispersion suivante :

$$\omega_{EAW}(k) = \omega_{pe,c} \sqrt{1 + 3k^2 \lambda_{D,c}^2 - \frac{1}{k^2 \lambda_{D,h}^2}} - i \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{p,c}}{(k\lambda_{D,h})^3} \quad (3.64)$$

Dans une approximation fluide et dans la limite de vitesse intermédiaire de phase $v_c \ll \frac{\omega}{k} \ll v_h$, le mode acoustique-électronique est tel que le plasma oscille principalement avec l'inertie des électrons froids (terme $\omega_{pe,c}$), sous l'effet de la restauration électrique et des forces des gradients de pression, où la pression totale est dominée par la pression cinétique des électrons chauds. Dans le cas d'une pression similaire entre les électrons chauds et froids, le mode acoustique-électronique serait fortement affaibli par le mode de Langmuir (comme démontré par un traitement cinétique) et ne devrait donc pas se propager dans le plasma. Il est à noter que le mode acoustique-électronique est quelque peu équivalent au mode acoustique-ionique dans un plasma pour lequel les ions oscillent par leur propre inertie et l'effet de la restauration électrique et des gradients de pression, où la pression est essentiellement la pression électronique. C'est pour cette raison que le mode acoustique-ionique ne subit pas un fort amortissement Landau.

Ces modes structurent le potentiel de l'onde électrostatique rayonné par les émetteurs dans un plasma non-magnétisé. En particulier, ces modes déterminent les résonances façonnant les spectres d'impédance mutuelle. Le domaine d'existence du mode acoustique-électronique comparé au rapport de densité des électrons froids sur la densité totale et au rapport de température entre la population chaude et la population froide est illustré en figure 3.13.

3.5.1.2 Pour un plasma modélisé par au moins une fonction kappa

Dans cette section, nous rappelons les approximations analytiques des modes linéaires plasmas dans un plasma modélisé par (i) une fonction de distribution de type kappa, (ii) par une somme d'une fonction de distribution Maxwellienne et kappa.

Dans le cas d'une unique fonction de distribution kappa, les ondes de Langmuir sont issues dans la limite $\omega/k \gg \theta$ de la relation de dispersion suivante [Mace et Hellberg, 1995] :

$$\omega_{L,\kappa}(k) = \omega_{pe} \sqrt{1 + 3(k\lambda_D)^2} - i\pi^{1/2} \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\Gamma(\kappa-1/2)} \omega_{pe} (2\kappa-3)^{\kappa-1/2} (k^2 \lambda_{D,\kappa}^2)^{\kappa-1/2} \quad (3.65)$$

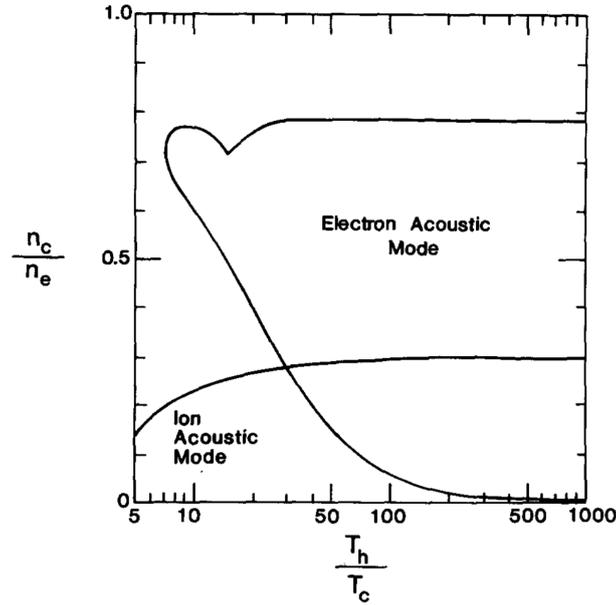


FIGURE 3.13 – Domaine d'existence du mode acoustique-électronique comparé au rapport de densité de la population froide par rapport à la densité totale et au rapport de température entre la population la plus chaude et la population la plus froide. Adaptée de Gary et Tokar [1985].

La partie réelle de la fréquence (justifiant les oscillations) est similaire à la fréquence obtenue dans le cas d'une fonction de distribution Maxwellienne. Cependant, le terme d'amortissement est différent et dépend de l'indice κ .

Pour un plasma modélisé par un mélange d'une Maxwellienne (population thermique) et d'une kappa (population suprathémique), dans la limite $\omega/k \gg \theta_h \gg v_c$, la relation de dispersion des ondes de Langmuir modifiées est définie par :

$$\omega_{L2}(k) = \omega_{pe} \sqrt{1 + 3 \left(\frac{n_h}{n_{tot}} \right)^2 \left(\sqrt{\frac{2\kappa-3}{2\kappa-1}} k \lambda_{D,Maxw} \right)^2} \quad (3.66)$$

Dans la gamme d'une vitesse de phase intermédiaire, c'est-à-dire $v_c \ll \omega/k \ll \theta_h$, la relation de dispersion du mode acoustique-électronique est donnée par :

$$\omega_{EAW}(k) = \omega_{pe,c} \sqrt{1 + 3k^2 \lambda_{D,c}^2 - \frac{1}{\left(\sqrt{\frac{2\kappa-3}{2\kappa-1}} k \lambda_{D,Maxw} \right)^2}} \quad (3.67)$$

Grâce à ces relations de dispersion, nous pouvons vérifier la validité du calcul du potentiel de l'onde électrostatique par la méthode d'intégration pour les différentes fonctions de distribution hors équilibre thermodynamique. Nous présentons ces résultats dans la section suivante.

3.5.2 Validation de la méthode d'intégration pour des plasmas hors équilibre thermodynamique

Dans cette section, nous allons valider la méthode de quadrature numérique pour décrire la réponse du plasma défini pour fonctions de distribution suivantes : (i) une somme de deux fonc-

tions de distribution Maxwellienne (section 3.5.2.1) (ii) une fonction de distribution de type kappa (section 3.5.2.2).

3.5.2.1 Validation de la méthode numérique dans le cas d'une somme de deux fonctions Maxwellienne

Dans cette section, nous validons la méthode de quadrature numérique en comparant la position des pôles principaux obtenue par les relations de dispersions (section 3.5.1.1) et celle obtenue numériquement. Nous désignons τ la différence de température entre la population la plus chaude et la population la plus froide, c'est-à-dire $\tau = T_h/T_c$. Nous définissons également $\mu = n_h/n_c$, le rapport de densité des électrons les plus chauds sur la densité des électrons plus froids.

Le cas $\tau = 1$, quelle que soit la valeur de μ , se réduit à la situation d'une simple fonction de distribution Maxwellienne. Nous avons vérifié que les localisations du pôle de Langmuir et que le calcul du potentiel de l'onde électrique est identique à celui obtenu à partir d'une fonction de distribution Maxwellienne. Les positions des pôles sont montrées en figure 3.14, où la localisation de la partie réelle du pôle de Langmuir pour une somme de deux Maxwelliennes est la même que la position de la partie réelle du pôle de Langmuir dans le cas d'une seule Maxwellienne. Les deux positions tendent asymptotiquement lorsque ω tend vers ω_{pe} vers l'approximation analytique de la relation de dispersion. A noter que les distances sont normalisées par la longueur de Debye λ_D dans le cas Maxwellien, tandis que les distances sont normalisées par la longueur de Debye des électrons chauds $\lambda_{D,h}$ pour une somme de deux Maxwelliennes.

Nous avons également validé le calcul par quadrature numérique dans le cas d'une somme de deux Maxwelliennes par comparaison de la localisation respective du pôle acoustique-électronique obtenu numériquement à celle approximée analytiquement Ω_{EA0} dans la limite $\mu \ll \tau$ [Gary, 1993], qui est donnée par :

$$\Omega_{EA0}^2 = \Omega_c^2 \left(1 + 3K^2 \frac{\mu}{\tau} - \frac{1}{K^2} \right) \quad (3.68)$$

La validation est montrée en figure 3.14, où la position du pôle acoustique-électronique calculée numériquement tend vers l'approximation analytique lorsque Ω tend vers 0.

3.5.2.2 Validation de la méthode dans le cas d'une fonction kappa

Dans cette section, nous validons la méthode de modélisation du potentiel de l'onde électrostatique dans un plasma modélisé par une fonction de distribution kappa. Pour cela, nous utilisons les approximations des modes de Langmuir définies en section 3.5.1.2 et nous les comparons avec la position calculée par simulation numérique ainsi qu'avec l'approximation de la position du mode de Langmuir dans le cas purement Maxwellien.

La fréquence réelle (partie oscillante) de ces relations de dispersion entre le cas Maxwellien et le cas kappa est similaire, tandis que le taux d'amortissement est fortement différent et dépend de la valeur κ .

Il est à noter que les potentiels électrostatiques sont comparés au sein d'un plasma ayant la même densité électronique et la même température. Ainsi, à température équivalente, la longueur de Debye correspondant à la fonction kappa est exprimée comme dans l'équation (3.54), de sorte qu'elle est plus petite que la longueur de Debye de la fonction Maxwellienne correspondante. Ces

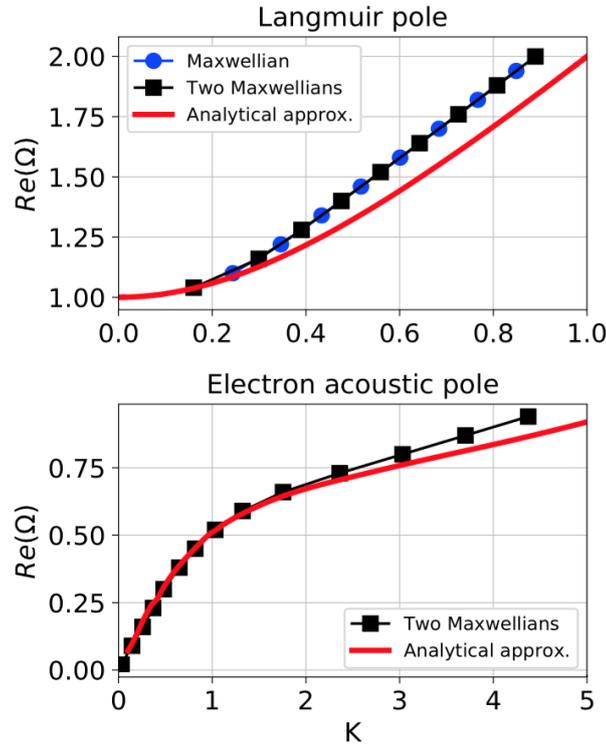


FIGURE 3.14 – Graphe du haut : Position du pôle de Langmuir trouvée par simulation numérique dans le cas de la fonction de distribution Maxwellienne (cercles bleus) et pour une somme de deux fonctions de distribution Maxwelliennes (carré noire, $\mu = 100$, $\tau = 1$), avec l’approximation analytique (courbe rouge). Graphe du bas : Position du pôle acoustique-électronique par simulations numériques dans le cas d’une somme de deux fonctions de distribution Maxwelliennes (carré noir, $\mu = 1$, $\tau = 100$) avec l’approximation analytique de la relation de dispersion du pôle acoustique-électronique.

expressions analytiques sont calculées à l’intérieur de fortes approximations (limite de longueur d’onde longue par exemple) qui ne sont généralement pas pertinentes pour la modélisation instrumentale, car la distance émetteur-récepteur peut être aussi petite que quelques longueurs de Debye. Pour aller au-delà de ces approximations analytiques, bien qu’utiles, nous calculons aussi numériquement les relations de dispersion.

La figure 3.15 (graphe de gauche) montre la relation de dispersion du pôle de Langmuir pour plusieurs fonctions de distribution kappa ayant une valeur de κ différentes ($\kappa = 2$ à 24) ainsi que la limite Maxwellienne lorsque $\kappa \rightarrow +\infty$. D’un point de vue pratique, la position du pôle de Langmuir sur l’espace K réel est estimée à partir de la position du maximum de $\text{Im}(1/\varepsilon_l(K, \Omega))$, fonction qui est représentée sur la figure 3.15 (graphe de droite). La position du pôle de Langmuir projetée dans l’espace K réel est similaire dans un plasma modélisé par une fonction de distribution kappa et Maxwellienne, comme prévu analytiquement (Eq.(3.65)). En ce qui concerne le taux d’amortissement γ , il peut être qualitativement contraint par la forme de $\text{Im}(1/\varepsilon_l(K, \Omega))$ proche de la projection du pôle Langmuir sur l’espace K réel. En effet, plus la forme de $\text{Im}(1/\varepsilon_l(K, \Omega))$ est plate, plus le pôle est éloigné de l’espace K réel, c’est-à-dire plus le taux d’amortissement γ est élevé.

Nous avons également calculé la fonction $\text{Im}(1/\varepsilon_l(K, \Omega))$ dans un plasma modélisé par une somme de deux fonctions de distribution, dans une limite où les modes acoustique-électroniques

et les modes de Langmuir coexistent (ici $n_h/n_c = 1$, $T_h/T_c = 100$). La figure 3.16 montre $\text{Im}(1/\varepsilon_l(K, \Omega))$ pour (i) une fonction de distribution modélisée par une somme d'une fonction de distribution Maxwellienne et kappa pour différentes valeurs κ (κ de 2 à 24) et (ii) une fonction de distribution modélisée par une somme de deux fonctions de distribution Maxwelliennes. Comme prévu, $\text{Im}(1/\varepsilon_l(K, \Omega))$ possède deux maximums en raison de la présence du mode acoustique-électronique et du mode de Langmuir. Pour les petites valeurs de κ , le premier pôle est très peu visible. En effet, comme l'explique Mace et al. [1999], pour un rapport de température fixe, le domaine d'existence du mode acoustique électronique est réduit pour des valeurs κ inférieures.

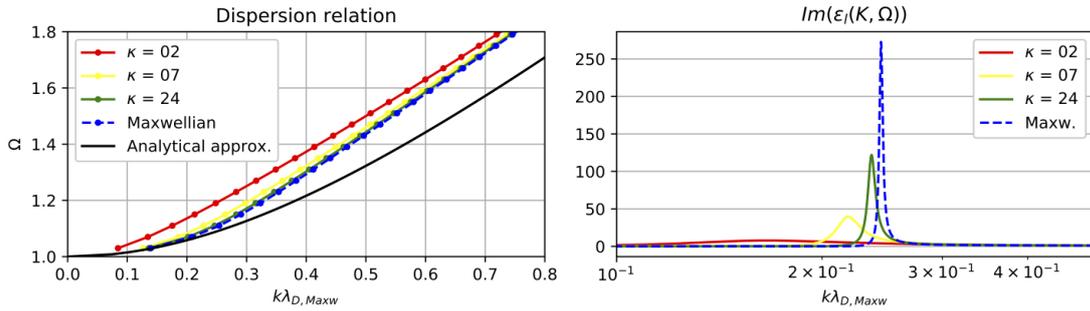


FIGURE 3.15 – Premier graphe : Relation de dispersion localisée par simulation numérique pour différentes valeurs de κ ($\kappa = 2, 7$ et 24), pour la fonction de distribution Maxwellienne ($\kappa \rightarrow +\infty$) ainsi que l'approximation analytique du cas Maxwellien. Deuxième graphe : Partie imaginaire de l'inverse de la constante diélectrique pour les mêmes fonctions de distribution pour $\Omega = 1.10$.

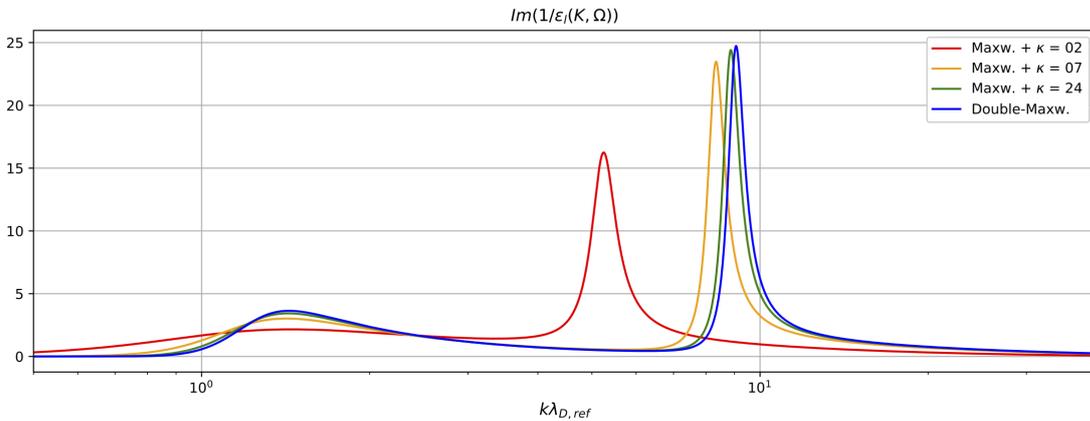


FIGURE 3.16 – Partie imaginaire de l'inverse de la constante diélectrique pour $\Omega = 1.10$ dans un plasma modélisé par une somme d'une fonction de distribution Maxwellienne et d'une kappa pour différentes valeurs de κ ($\kappa = 2, 7, 24$) et pour une somme de deux fonctions de distribution Maxwelliennes où le mode de Langmuir modifié et le mode acoustique-électronique co-existent (ici $n_h/n_c = 1$ et $T_h/T_c = 100$). $\lambda_{r,Ref}$ est la longueur de Debye de la partie chaude des électrons modélisée par une Maxwellienne.

3.5.3 Modélisation du potentiel de l'onde électrostatique

Dans cette section, nous présentons la propagation du potentiel de l'onde électrostatiques déterminée dans un plasma hors équilibre thermodynamique. Dans un premier temps, nous dé-

taillons les potentiels obtenus par une somme de deux fonctions de distribution Maxwelliennes (section 3.5.3.1). Puis, nous présentons le potentiel de l'onde électrostatique modélisé dans le cas d'une fonction de distribution kappa (section 3.5.3.2). Enfin, nous présentons le potentiel électrostatique modélisé dans le cas d'une fonction de distribution considérée comme la somme d'une fonction de distribution Maxwellienne et kappa (section 3.5.3.3).

3.5.3.1 Modélisation du potentiel dans un plasma modélisé par deux populations Maxwelliennes

Dans cette section, nous présentons les résultats de simulation de la propagation du potentiel de l'onde électrostatique dans un plasma modélisé par une somme de deux fonctions de distribution Maxwelliennes. La figure 3.17 montre l'expression du potentiel par la partie réelle (courbe bleue) et la partie imaginaire (courbe rouge) par rapport à la distance à l'émetteur normalisée à la longueur de Debye de la population électronique la plus chaude pour différents paramètres du plasma pour une fréquence d'émission en dessous de la fréquence plasma totale ($\Omega = 0.70$). Le rapport d'électrons froids varie de 0.1 à 0.9 de bas en haut et le rapport de température entre les deux populations électrons varie de 10 à 500 de gauche à droite. La figure 3.18 présente les mêmes potentiels pour une fréquence d'émission au-dessus de la fréquence plasma totale ($\Omega = 1.10$).

Pour une fréquence d'émission au-dessous de la fréquence plasma totale, il n'existe qu'un pôle principal qui est le pôle acoustique-électronique, conséquence de la présence simultanée de deux populations électroniques (voir section 3.5.1.1). On peut voir que le potentiel ne se propage que lorsque les électrons froids dominent le plasma en terme de densité ($N_c = 0.9$ et 0.5 , deuxième et première ligne) et lorsque le rapport de température est assez élevé ($\tau = 100$ et 500 , deuxième et troisième colonne). Cela correspond au domaine d'existence du pôle acoustique-électronique. On peut voir que le potentiel se propage sur une distance non-négligeable lorsque la fréquence plasma des électrons froids s'approche de la fréquence d'émission (ici $\Omega = 0.70$).

Lorsque la fréquence d'émission est supérieure à la fréquence plasma totale, on constate que le potentiel de l'onde électrostatique se propage, dû à la présence du pôle de Langmuir. On constate également que le potentiel, lorsque les électrons froids dominent le plasma (première et deuxième lignes), est une superposition de deux ondes, l'une avec une grande longueur d'onde et l'autre plus petite. Cela est dû à la présence des deux pôles principaux (pôle de Langmuir et pôle acoustique-électronique). Lorsque la densité des électrons froids diminue, l'une des ondes se retrouve très amortie. Enfin, lorsque la population chaude domine le plasma, le potentiel électrostatique se propage loin dû à la domination du pôle de Langmuir et à sa proximité de l'espace d'intégration. Dans cette limite, nous retrouvons le potentiel électrostatique modélisé dans un plasma à une seule Maxwellienne (Fig 3.12).

3.5.3.2 Modélisation du potentiel dans un plasma modélisé par une fonction kappa

Afin de mettre en évidence l'effet des électrons suprathermiques sur le potentiel de l'onde électrostatique induit par une charge pulsante, nous avons calculé ce potentiel pour deux fréquences de sorte qu'aucun mode propre ne se propage dans un premier cas ($\Omega = 0.75$) et que le mode Langmuir se propage sans trop d'amortissement, dans un second cas ($\Omega = 1.10$). Le potentiel de l'onde électrostatique, exprimé en terme de distance par rapport à l'émetteur, est illustré par la figure 3.19 pour différentes fonctions de distribution kappa ($\kappa = 2, 7$ et 24) et dans la limite Maxwellienne ($\kappa \rightarrow \infty$), à températures égales (Eq.3.54). Les distances à l'émetteur sont indiquées en échelles logarithmiques.

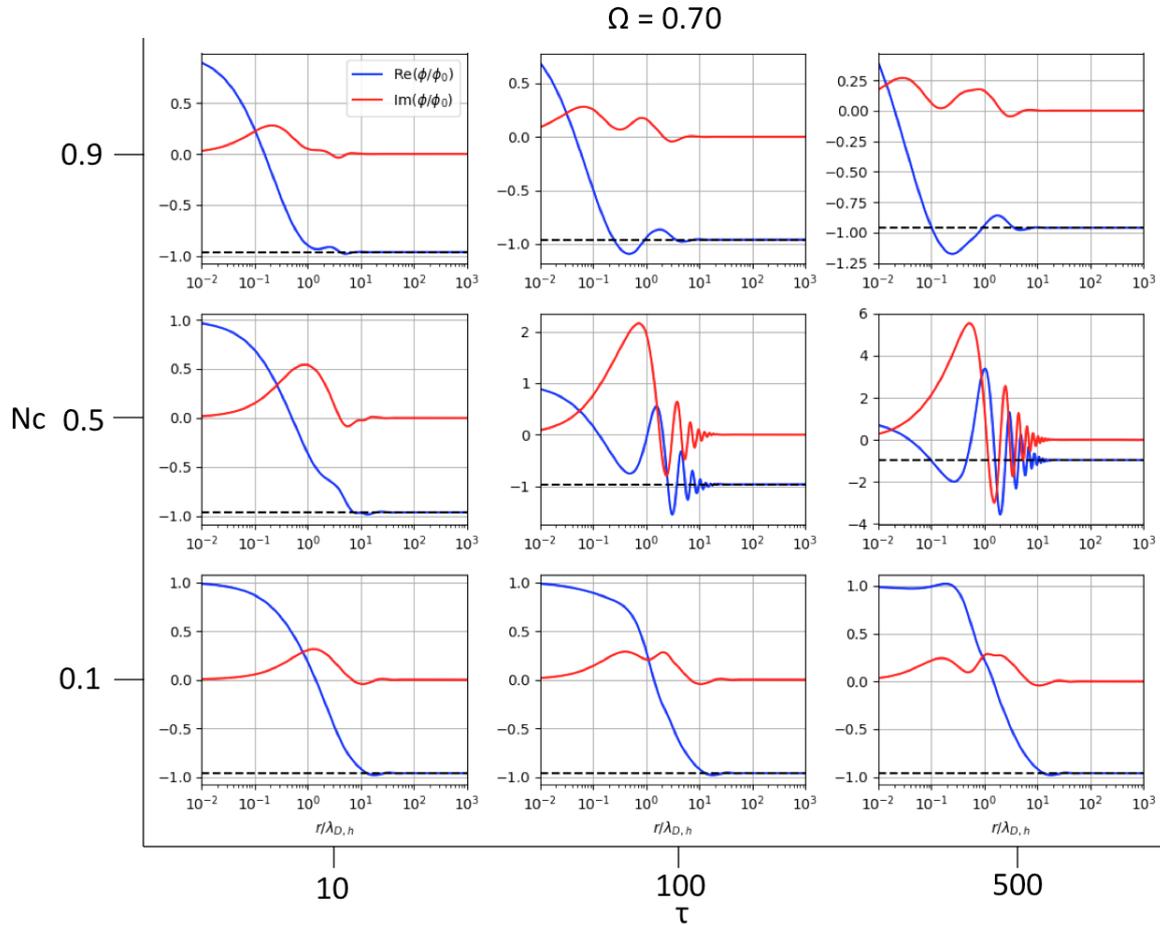


FIGURE 3.17 – Partie réelle et partie imaginaire du potentiel de l’onde électrostatique dans un plasma modélisé par une somme de deux fonctions de distribution Maxwelliennes pour différents rapports de température $\tau = 10, 100$ et 500 , de gauche à droite, et différents rapports d’électrons froids $N_c = n_c/n_{tot} = 0.1, 0.5$ et 0.9 , de bas en haut, pour une fréquence $\Omega = 0.70$.

Pour les deux fréquences normalisées Ω , la partie réelle de ϕ/ϕ_0 tend à l’inverse de la fonction diélectrique du plasma froid $\epsilon_c = \frac{1}{1-\Omega^2}$ (ici $\epsilon_c^{-1} = -1.29$ pour $\Omega = 0.75$ et $\epsilon_c^{-1} = 5.76$ pour $\Omega = 1.10$) et la partie imaginaire tend vers 0, comme prévu [Beghin, 1995; Gilet et al., 2017].

A des fréquences supérieures à la fréquence plasma électronique, ici $\Omega = 1.10$ (colonne de droite), la partie réelle et la partie imaginaire du potentiel oscillent. Le potentiel dans un plasma modélisé par une fonction de distribution kappa tend vers le potentiel correspondant à la fonction de distribution Maxwellienne lorsque κ augmente (ici $\kappa > 10$) comme prévu. Cependant, pour les faibles valeurs κ , le potentiel électrostatique est plus amorti. Ceci s’explique par le taux d’amortissement plus élevé γ (section 3.5.1.2) pour la fonction de distribution kappa. De plus, la longueur d’onde des oscillations quasi-statiques diminue (de $\sim 25R$ à $\sim 14R$) tandis que la contribution des électrons suprathermiques augmente, comme prévu par la théorie linéaire des ondes de Langmuir dans un plasma modélisé par une fonction de distribution kappa. Enfin, la longueur d’onde calculée à partir de la relation de dispersion analytique ($\lambda = 2\pi/K$) est, comme prévu, proche de celle calculée numériquement et correspondant aux vibrations du potentiel de l’onde électrostatique. Pour les fréquences inférieures à la fréquence plasma électronique ($\Omega = 0.75$ sur la figure 3.19 - panneau de gauche), le potentiel rayonné n’oscille pas car aucun mode propre n’existe à cette

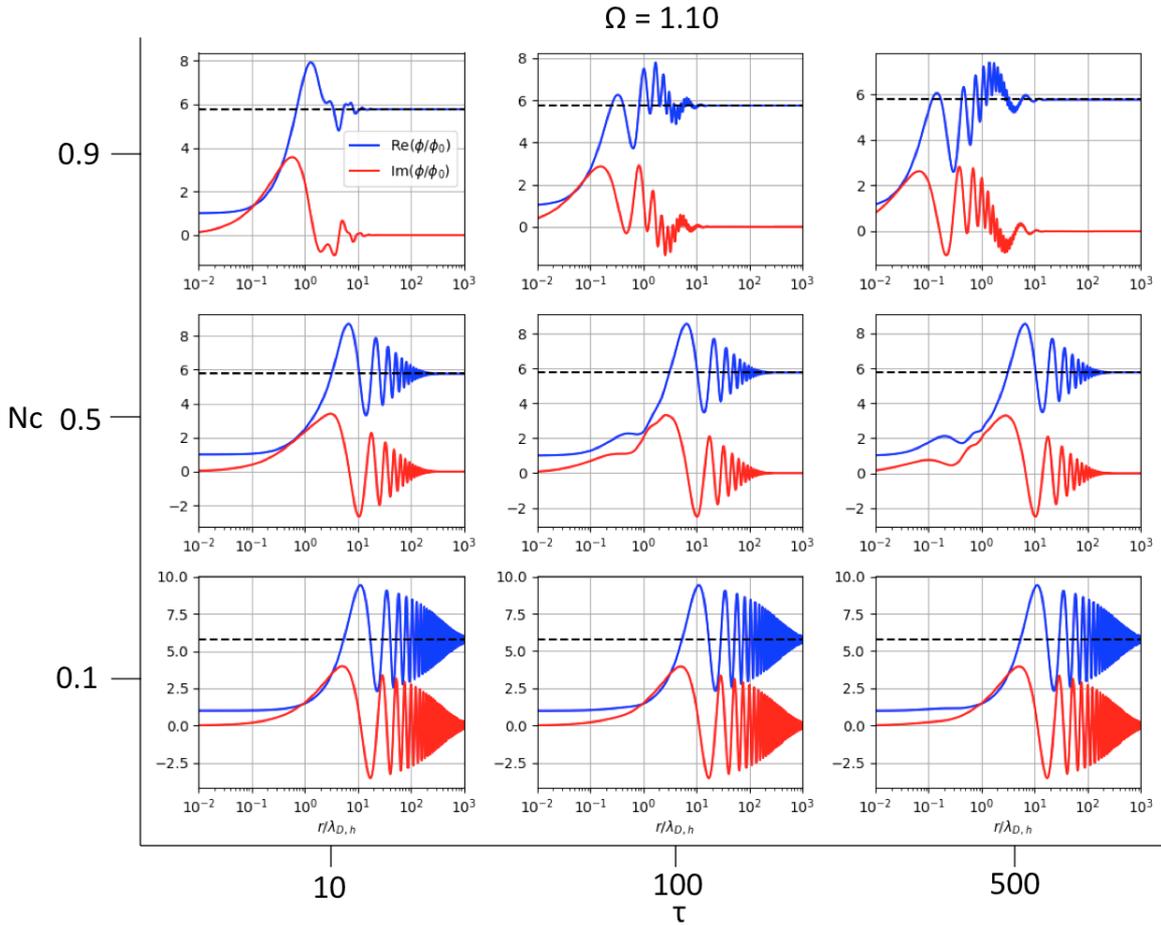


FIGURE 3.18 – Mêmes graphes que la figure 3.17 pour une fréquence $\Omega = 1.10$.

fréquence. Ceci a une forte implication sur le spectre d'impédance mutuelle en particulier lorsque la distance émetteur-récepteur est courte par rapport à la longueur de Debye.

3.5.3.3 Modélisation du potentiel dans un plasma modélisé par une somme d'une fonction kappa et d'une Maxwellienne

Nous avons également étudié la propagation du potentiel de l'onde électrostatique dans un plasma modélisé à l'aide d'un mélange d'une fonction de distribution Maxwellienne et kappa. Dans cette section, toutes les distances sont normalisées à la longueur de Debye de la fonction Maxwellienne correspondant à la longueur de Debye de la fonction de distribution kappa (voir Eq. (3.54)). Le potentiel de l'onde électrostatique calculé dans un domaine où le mode acoustique-électronique existe (ici $n_h/n_c = 0.4$ et $T_h/T_c = 100$) pour différentes valeurs κ est illustré en figure 3.20.

Premièrement, à des fréquences supérieures à la fréquence plasma électronique (ici $\Omega = 1, 10$), le potentiel de l'onde électrostatique est caractérisé par une superposition de deux oscillations propres dues à la transmission des fluctuations des modes acoustique-électroniques et des modes de Langmuir (section 3.5.1.2), comme observé sur la figure 3.20 (colonne de droite). Dans ce cas, la longueur d'onde associée à l'onde de Langmuir est supérieure à la longueur d'onde correspondante à l'onde acoustique-électronique. Pour les deux oscillations, les ondes sont plus amorties

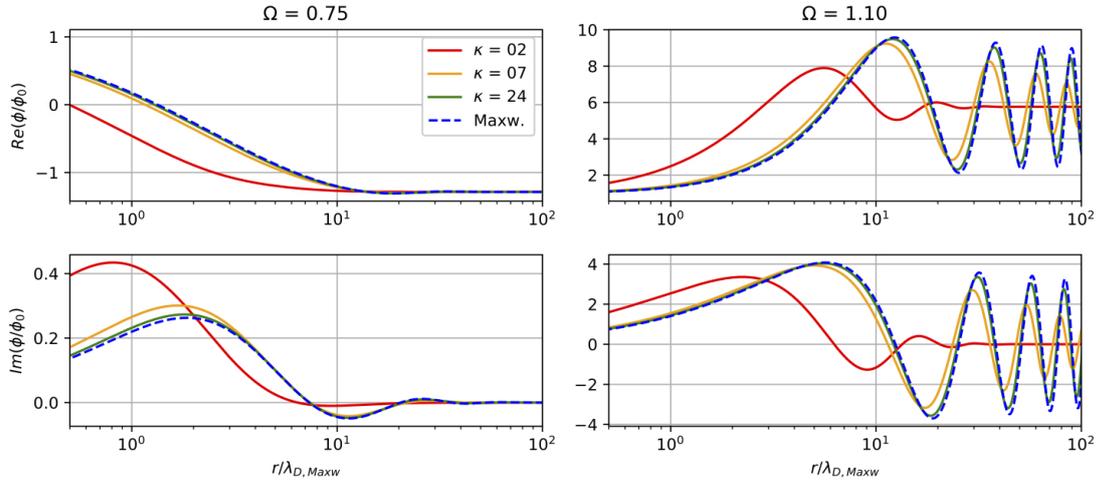


FIGURE 3.19 – Potentiels électrostatiques pour $\Omega = 0.75$ (colonne de gauche) et $\Omega = 1.10$ (colonne de droite) comparés à la distance de l'émetteur normalisée par $\lambda_{D,Maxw}$ en échelle logarithmique : la partie réelle (première ligne) et la partie imaginaire (seconde ligne) pour différentes fonctions de distribution kappa (ici $\kappa = 2, 7$ and 24) et une fonction de distribution Maxwellienne ($\kappa \rightarrow +\infty$).

lorsqu'il y a plus d'électrons suprathermiques dans le plasma (c'est-à-dire pour des valeurs faibles de κ), conséquence d'un grand amortissement Landau aux petites valeurs de κ .

Deuxièmement, à des fréquences inférieures à la fréquence plasma électronique (ici $\Omega = 0.75$), contrairement au potentiel rayonné dans un plasma avec une seule fonction de distribution, le potentiel oscille grâce au mode acoustique-électronique. Les oscillations sont plus amorties lorsque la partie suprathermique augmente (c.-à-d. lorsque la valeur de κ diminue). Il est à noter que cette onde est fortement amortie de sorte que nous ne nous attendons pas à ce que le signal se propage plus loin dans le plasma. Cela signifie que dans le cas d'un récepteur situé à une certaine distance (en terme de longueurs d'ondes acoustiques ioniques) de l'émetteur, on ne s'attend pas à une signature forte dans les spectres d'impédance mutuelle, alors que l'instrument doit être sensible au mode acoustique ionique adapté à la distance émetteur-récepteur, c'est-à-dire que l'on attend du spectre à impédance mutuelle d'exhiber une signature du mode acoustique ionique dont la longueur d'onde est le double de la distance émetteur-récepteur.

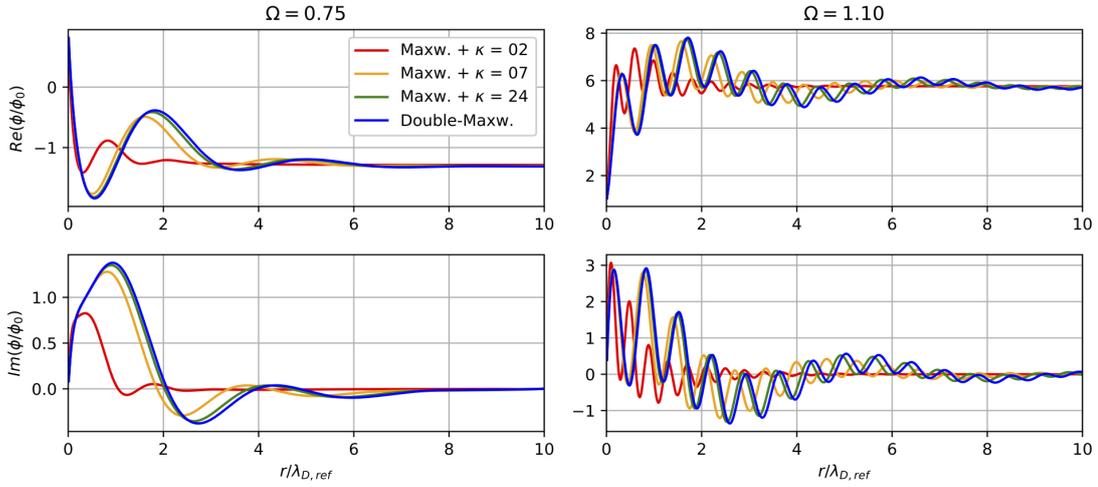


FIGURE 3.20 – Potentiels électrostatiques comparés à la distance de l'émetteur normalisée par $\lambda_{D,ref}$ pour $\Omega = 0.75$ (première colonne) et pour $\Omega = 1.10$ (deuxième colonne) représentée par la partie réelle (première ligne) et la partie imaginaire (deuxième ligne) dans un plasma à deux populations électroniques ($\mu = 0.4$ and $\tau = 100$) pour (i) une somme d'une Maxwellienne et d'une kappa (ici $\kappa = 2, 7, 24$) et (ii) pour une somme de deux Maxwelliennes.

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différentes méthodes de modélisation de la propagation du potentiel de l'onde électrostatique qui ont été développées avant ces travaux de thèse. Ces méthodes proposaient la modélisation soit (i) avec des fonctions de distribution s'approchant de la fonction de distribution en vitesse des électrons de type Maxwellienne soit (ii) en considérant le pôle de plus grande influence pour une fonction Maxwellienne. Toutefois, ces méthodes ne permettent pas de caractériser l'effet de fonctions de distribution plus communément observées ou ne sont valables que lorsque la longueur de Debye est beaucoup plus petite que la distance entre les émetteurs et les récepteurs, ce qui n'est pas le cas pour les instruments RPC-MIP, PWI/AM²P et RPWI/MIME.

Durant cette thèse, j'ai donc développé une nouvelle méthode permettant de calculer le potentiel de l'onde électrostatique en passant par une intégration numérique de la constante diélectrique [Gilet et al., 2017; Gilet et al., 2019]. J'ai pu établir les résultats suivants :

Le potentiel de l'onde électrostatique calculé par la méthode d'intégration est similaire au potentiel développé en série de Mittag-Leffler dans le cas d'une fonction de distribution en vitesse des électrons de type Maxwellienne. En effet, nous avons pu retrouver ce potentiel calculé par la méthode de Mittag-Leffler développée par Beghin [1995] dans le cas d'une fonction de distribution Maxwellienne. Par conséquent, cette méthode d'intégration permet d'éviter les calculs analytiques sur l'ensemble des pôles de la constante diélectrique.

Cette méthode permet de généraliser le calcul du potentiel électrostatique à d'autres fonctions de distribution en vitesse. En effet, j'ai adapté la méthode d'intégration à des fonctions de distribution hors équilibre thermodynamique : (i) par une somme de deux fonctions de type

Maxwellienne, (ii) par une fonction de type κ modélisant les électrons suprathermiques et (iii) par une somme d'une fonction de distribution de type Maxwellienne modélisant le coeur de la fonction de distribution et d'une fonction de distribution kappa modélisant les ailes de la fonction de distribution.

Dans le cas de deux populations électroniques, deux ondes plasmas se superposent. En effet dans le cas de deux populations électroniques, deux pôles principaux sont responsables de la propagation du potentiel de l'onde électrostatique : le pôle de Langmuir existant pour les fréquences au-dessus de la fréquence plasma et le pôle acoustique-électronique pour les fréquences supérieures à la fréquence plasma de la population la plus froide. Cette superposition des deux ondes est clairement visible lorsque le rapport de température entre les deux populations est assez élevé et lorsque la densité des électrons les plus froids est plus élevée que la densité des plus chauds.

Les électrons suprathermiques atténuent la propagation du potentiel de l'onde électrostatique dans le plasma. En effet, le mode de Langmuir correspondant à la fonction de distribution kappa est plus dispersif que dans le cas d'une fonction de distribution Maxwellienne. A une distance suffisante de l'émetteur, le potentiel électrostatique est fortement amorti. Il en est de même dans le cas de la somme d'une fonction de distribution Maxwellienne et d'une fonction de distribution kappa.

Maintenant que nous avons une méthode de modélisation de la propagation du potentiel de l'onde électrostatique valable (i) **dans la limite où la longueur de Debye est de l'ordre de la distance entre les émetteurs et les récepteurs**, (ii) pour différentes fonctions de distribution en vitesse des électrons, nous allons calculer l'impédance mutuelle dans le chapitre suivant à l'aide de ces potentiels. L'impédance mutuelle étant la différence de potentiel mesurée par les récepteurs, le potentiel de l'onde électrostatique modélisé par les diverses méthodes décrites dans ce chapitre permet de déduire cette impédance mutuelle. Nous allons analyser un certain nombre de méthodes de calcul de cette impédance mutuelle et notamment voir l'effet des fonctions de distribution hors équilibre thermodynamique sur la réponse instrumentale.

Chapitre 4

Modélisation de la réponse instrumentale d'une sonde à impédance mutuelle

Sommaire

4.1	Modélisation de la réponse instrumentale par charge pulsante	106
4.1.1	Expression de la réponse instrumentale	106
4.1.2	Les configurations d'antennes	106
4.1.3	Validation de la méthode de quadrature numérique pour un plasma à l'équilibre thermodynamique	108
4.1.4	Modélisation de la réponse instrumentale dans un plasma hors équilibre thermodynamique	109
4.2	Modélisation de la réponse instrumentale en prenant en compte le satellite	115
4.2.1	Méthode de Discrétisation Surfactive de Charge (DSCD)	115
4.2.2	Application à la sonde à impédance mutuelle RPC-MIP	116
4.3	Prise en compte de l'effet de gaine autour d'un satellite	124
4.3.1	Théorie de l'effet de gaine	124
4.3.2	Modélisation du potentiel du satellite	124
4.3.3	Modélisation de la réponse instrumentale	125
4.3.4	Spectres d'impédance mutuelle simulés de RPC-MIP	127
4.4	Calibration des données d'impédance mutuelle de RPC-MIP	129
4.4.1	Calibration de la fréquence plasma sur les spectres	129
4.4.2	Impact des électrons froids sur la détection de la fréquence plasma	131
4.5	Conclusion	133

LA nouvelle méthode de calcul du potentiel de l'onde électrostatique développée dans le cadre de cette thèse, et décrite dans le chapitre précédent pour diverses fonctions de distribution en vitesse des électrons, m'a ensuite servi à modéliser les spectres de réponse théorique des sondes à impédance mutuelle.

Il existe différentes modélisations possibles des courbes d'impédance mutuelle. La plus simple consiste à considérer les émetteurs comme des charges pulsantes ponctuelles et les récepteurs sont vus comme des points dans l'espace [Beghin, 1995; Chasseriaux et al., 1972]. Cette modélisation permet avant tout de caractériser (i) les effets des fonctions de distribution sur la réponse instrumentale pour un plasma à l'équilibre thermodynamique ou contenant des électrons supra-thermiques [Beghin, 1995; Gilet et al., 2017; Gilet et al., 2019; Grard, 1969; Rooy et al., 1972], (ii) l'effet du rapport entre la distance émetteur-récepteur et la longueur de Debye, notamment sur l'amplitude du spectre d'impédance mutuelle et la position de la fréquence plasma électronique par rapport au maximum d'amplitude.

Cependant, nous allons voir que dans la situation où la longueur de Debye est de l'ordre de la distance entre les émetteurs et les récepteurs, les effets de charge électrique des corps conducteurs environnants, tels que le corps du satellite et de l'instrument deviennent non-négligeables [Geiswiller et al., 2001]. En effet, dans l'espace, un satellite se charge électriquement. Il crée un potentiel électrique, repoussant alors certaines particules et en attirant d'autres en fonction du signe de ce potentiel. Le plasma devient inhomogène autour du satellite et de l'instrument, ce qui peut modifier fortement la réponse instrumentale. Des simulations numériques du potentiel du satellite ont été effectuées pour caractériser la distance d'influence du potentiel du satellite. Cette distance étant de l'ordre de la longueur de Debye, le corps du satellite et de l'instrument vont alors perturber la mesure de l'impédance mutuelle lorsque cette longueur de Debye est suffisamment grande. Ceci est le cas dans le plasma ionosphérique de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko (λ_D autour de 1 m, [Wattieaux et al., 2019]) et le sera également dans la magnétosphère de Mercure ainsi que dans l'environnement jovien. Ces effets sont donc à prendre en compte dans la modélisation de la réponse instrumentale des sondes à impédance mutuelle RPC-MIP, PWI/AM²P et RPWI/MIME.

Une méthode de Discrétisation Surfactive de Charge (DSCD) [Béghin et Kolesnikova, 1998; Geiswiller et al., 2001] a été développée dans les années 1990 pour prendre en compte la charge du satellite et de l'instrument dans la modélisation de la réponse instrumentale. Cependant cette méthode a été utilisée dans les conditions plasmas attendues de la comète 46P/Wirtanen, cible initiale de *Rosetta* (section 2.4.1.1) où les longueurs de Debye auraient dues être plus petites que dans l'environnement de 67P. De plus, les simulations numériques ont été effectuées en majorité sur le mode LDL de RPC-MIP qui a été utilisé minoritairement durant les opérations. C'est pourquoi durant ces travaux de thèse, en collaboration avec G. Wattieaux, nous avons réimplémenté cette méthode pour modéliser la réponse instrumentale en la couplant au calcul du potentiel de l'onde électrostatique émis dans un plasma hors équilibre thermodynamique (dans les conditions de la comète 67P). De plus, G. Wattieaux a introduit l'inhomogénéité du plasma environnant l'instrument en ajoutant une gaine ionique autour celui-ci [Wattieaux et al., 2019]. Cette gaine ionique a été incluse dans le calcul de la réponse instrumentale par la méthode DSCD. Nous verrons dans le chapitre suivant que le couplage de la méthode DSCD et de la modélisation du potentiel de l'onde électrostatique dans un plasma à deux populations électroniques ont permis de modéliser et d'analyser les spectres d'impédance mutuelle mesurés par RPC-MIP en mode SDL.

Dans ce chapitre, nous présentons tout d'abord la modélisation sans l'effet des charges du satellite afin de caractériser l'influence des fonctions de distribution sur la réponse instrumentale

des sondes à impédance mutuelle (section 4.1). Nous discutons de la modélisation de la réponse instrumentale en prenant en compte le potentiel de l'onde électrostatique calculé par la méthode numérique développée dans ces travaux de thèse. Nous comparons les résultats avec la réponse instrumentale obtenue à partir des potentiels calculés par les méthodes utilisées avant ces travaux (approximation Landau et développement en série de Mittag-Leffler) dans le cas d'une fonction de distribution Maxwellienne. Puis, nous discutons en détail l'effet des plasmas hors équilibre thermodynamique sur l'impédance mutuelle, que ce soit en présence de (i) deux populations électroniques, (ii) d'électrons suprathermiques modélisés par la fonction de distributions kappa ou par une somme d'une fonction Maxwellienne et d'une fonction kappa. Nous présentons ensuite la modélisation de la réponse instrumentale en prenant en compte les charges électriques de *Rosetta* et de l'instrument RPC-MIP (section 4.2). Pour cela, nous introduisons les principes de la méthode DSCD ainsi que les résultats obtenus pour les modes SDL dans l'environnement de 67P. Ensuite, nous présentons le modèle développé par [Wattieaux et al. \[2019\]](#) prenant en compte le fait que les électrons soient repoussés autour du satellite (section 4.3). Enfin, grâce à ces différentes méthodes de modélisation numérique de la réponse instrumentale, nous montrons que des caractéristiques importantes pour la calibration et la compréhension des données d'impédance mutuelle mesurées par RPC-MIP, peuvent être déterminées à l'aide de ces simulations numériques (section 4.4). Nous verrons alors les applications de ces simulations dans les deux derniers chapitres de ce manuscrit.

4.1 Modélisation de la réponse instrumentale par charge pulsante

Dans cette section, nous considérons chaque émetteur électrique comme une seule charge pulsante. Nous ne prenons donc pas en compte la géométrie complète du satellite et de la sonde à impédance mutuelle. Cette modélisation de la réponse instrumentale sert avant tout à mettre en évidence le rôle joué par la fonction de distribution stationnaire sur la propagation des ondes longitudinales du plasma et d'en déduire la forme théorique des spectres d'impédance mutuelle associés. Dans un premier temps, nous rappelons l'expression de l'impédance mutuelle dans cette hypothèse de modélisation (section 4.1.1). Nous présentons ensuite les différentes configurations d'antennes qui seront utilisées pour les simulations numériques de la réponse instrumentale dans cette section (section 4.1.2). Nous appliquons ensuite la modélisation dans un plasma Maxwellien (section 4.1.3) afin de comparer les résultats par rapport aux précédentes méthodes de modélisation. Enfin, nous appliquons la modélisation de la réponse instrumentale dans les plasmas hors équilibre thermodynamique dont le potentiel de l'onde électrostatique a été calculé par la méthode d'intégration numérique développée durant cette thèse (section 4.1.4).

4.1.1 Expression de la réponse instrumentale

On considère une sonde à impédance mutuelle composée de deux récepteurs électriques et de différents émetteurs électriques. Comme vu dans le chapitre 2, les émetteurs injectent un courant d'intensité constante I à une certaine fréquence ω tandis que les deux récepteurs, notés R_1 et R_2 mesurent l'amplitude et la phase du potentiel de l'onde électrostatique à la même fréquence. L'impédance mutuelle $Z(\omega) = \Delta V(\omega)/I$ est définie comme le rapport de la différence de potentiel $\Delta V(\omega) = V_{R_2}(\omega) - V_{R_1}(\omega)$ entre les récepteurs au courant en émission, à la même fréquence. Une courbe d'impédance mutuelle est alors construite en variant, pas à pas, la fréquence d'émission. Afin d'isoler les effets du plasma sur le potentiel émanant des émetteurs, on travaille alors sur la courbe d'impédance mutuelle normalisée par la courbe obtenue dans le vide. La réponse instrumentale se modélise à l'aide de la formule suivante :

$$H(\omega) = \frac{\Delta Z}{\Delta Z_0} = \frac{V_{R_2}(\omega) - V_{R_1}(\omega)}{V_{R_2,0} - V_{R_1,0}} \quad (4.1)$$

où ΔZ et ΔZ_0 représentent l'impédance mutuelle respectivement dans un plasma et dans le vide, et V_{R_i} (resp. $V_{R_i,0}$) est la tension mesurée par les récepteurs R_i dans le plasma (resp. dans le vide) et sont définies par les relations suivantes :

$$V_{R_i,0} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{j=1} \frac{q_j}{d_{ij}} \quad (4.2)$$

$$V_{R_i}(\omega) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{j=1} \frac{\varphi}{\varphi_0}(\omega, d_{ij}/\lambda_D) \frac{q_j}{d_{ij}} \quad (4.3)$$

où q_j est la charge du $j^{\text{ème}}$ émetteur et d_{ij} est la distance entre le récepteur R_i et le $j^{\text{ème}}$ émetteur. Le potentiel φ est le potentiel de l'onde électrostatique défini au chapitre 3 et φ_0 est le potentiel électrostatique dans le vide.

4.1.2 Les configurations d'antennes

Dans cette section, nous présentons les configurations géométriques des sondes à impédance mutuelle utilisées pour la modélisation de la réponse instrumentale.

4.1.2.1 Configuration d'antenne de l'instrument embarquée sur MARS 96

Pour effectuer la modélisation de la réponse instrumentale dans le cas d'une fonction Maxwellienne ou d'une somme de deux Maxwelliennes, nous considérons la même sonde quadripolaire utilisée dans [Beghin \[1995\]](#) définie dans le chapitre 2. Cette configuration permet de comparer les résultats de la modélisation obtenue entre la méthode du potentiel calculé par développement de Mittag-Leffler et la méthode d'intégration numérique développée dans ces travaux de thèse. Cette sonde quadripolaire est illustrée en figure 4.1. La configuration de la sonde à impédance mutuelle est celle de l'instrument embarqué sur la mission russe MARS 96. Elle est constituée de deux charges pulsantes $+Q$ et $-Q$ espacées chacune de l'autre de 30 cm et perpendiculaires à un dipôle de réception de 1 m de long.

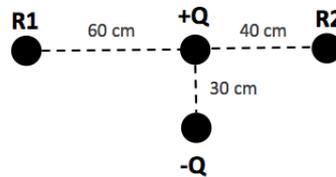


FIGURE 4.1 – Configuration de la sonde utilisée pour la réponse instrumentale dans le cas d'une fonction de distribution en vitesse des électrons de type Maxwellienne et pour une somme de deux Maxwelliennes.

La réponse instrumentale H (Eq. (4.1)) est alors calculée en posant $q_1 = -q_2$, c'est à dire que l'émission du potentiel électrostatique s'effectue en anti-phase (opposition de phase) par les deux émetteurs.

4.1.2.2 Configuration d'antennes de l'expérience PWI/AM²P sur Mio/MMO

Pour calculer numériquement la réponse instrumentale, nous avons également pris en compte la configuration d'antenne de PWI/AM²P présente sur le satellite Mio/MMO de la mission *BepiColombo*. Cette configuration sera utilisée dans la suite dans l'évaluation de l'impédance mutuelle pour un plasma modélisé par une fonction de distribution kappa ou d'une somme d'une fonction Maxwellienne et d'une fonction kappa.

Pour rappel, la sonde quadripolaire PWI/AM²P se compose (i) de deux antennes d'émissions longues de 15 m avec un diamètre de 2 mm situées des deux côtés du satellite Mio/MMO et (ii) de deux récepteurs situés à 2 m de l'extrémité des antennes d'émission (Figure 4.2). Dans ce modèle, les antennes émettrices ont été discrétisées en sous-éléments rectangulaires. Le centre de chaque sous-élément est considéré comme une charge ponctuelle, tandis que les antennes de réception sont considérées comme ponctuelles. Chaque antenne est discrétisée en 930 sous-éléments. La réponse instrumentale H (Eq. (4.1)) est alors calculée lorsque l'instrument fonctionne en mode *double-wire* (ou *push-pull*) pour lequel la charge pulsante sur une antenne émettrice est en opposition de phase à celle de la seconde antenne émettrice. Du point de vue de la modélisation, cela consiste à imposer $q_i = -q_j$ où q_i et q_j sont respectivement les charges réparties sur chacune des antennes.

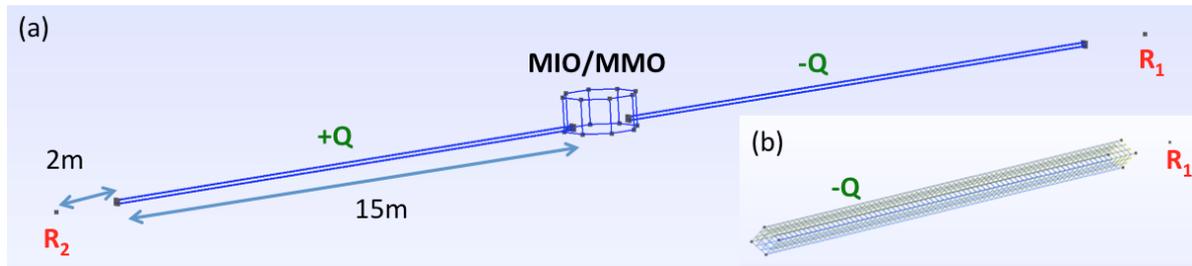


FIGURE 4.2 – (a) La géométrie de PWI/AM²P se compose de deux antennes de 15 m de part et d'autre du satellite MIO/MMO avec deux récepteurs, R₁ et R₂, situés à 2 m à chaque extrémité des bras, (b) Exemple du maillage rectangulaire d'une antenne de PWI/AM²P.

4.1.3 Validation de la méthode de quadrature numérique pour un plasma à l'équilibre thermodynamique

Dans cette section, nous considérons une fonction de distribution en vitesse des électrons Maxwellienne, c'est-à-dire que nous nous plaçons dans un plasma à l'équilibre thermodynamique.

Tout d'abord, nous allons vérifier que nous obtenons la même impédance mutuelle entre celle déterminée à l'aide du potentiel de l'onde électrostatique calculée par la méthode d'intégration numérique et celle modélisée avec le potentiel développé en série de Mittag-Leffler (section 3.3.4). Nous avons modélisé l'impédance mutuelle sur une gamme de fréquences normalisées à la fréquence plasma électronique. La figure 4.3 présente cette réponse instrumentale en module (première ligne) ainsi qu'en phase (deuxième ligne) pour une longueur de Debye de 10 cm modélisée à l'aide du potentiel électrostatique évalué par la méthode d'intégration numérique. En comparant l'impédance mutuelle obtenue à l'aide du potentiel développé en série de Mittag-Leffler présentée par [Beghin \[1995, Fig.10\]](#), nous constatons que nous obtenons la même impédance mutuelle pour les deux méthodes de calcul du potentiel de l'onde électrostatique. Ce résultat valide la méthode d'intégration numérique dans le cas d'une fonction de distribution en vitesse des électrons de type Maxwellienne.

Ensuite, nous avons comparé les spectres d'impédance mutuelle avec ceux obtenus à partir du potentiel électrostatique calculé par l'approximation Landau (section 3.3.3). Le résultat est également présenté en figure 4.3 pour deux longueurs de Debye différentes : $\lambda_D = 0.1$ m et $\lambda_D = 0.04$ m que ce soit en amplitude (première ligne) et en phase (deuxième ligne). La courbe d'impédance mutuelle modélisée à l'aide du potentiel de l'onde électrostatique calculé par la méthode d'intégration (resp. l'approximation de Landau) est représentée en ligne continue (resp. en ligne pointillée).

Pour une longueur de Debye $\lambda_D = 0.1$ m (première colonne), la distance entre les émetteurs et les récepteurs est légèrement plus grande que la longueur de Debye. Nous sommes alors dans un système antenne-plasma pour lequel un écart important est observé sur les séries de spectres d'impédance mutuelle calculés pour le potentiel obtenu par l'approximation de Landau et celui modélisé par la méthode d'intégration (section 3.3.3). Nous pouvons constater sur les impédances mutuelles que la différence d'impédance entre la méthode d'approximation Landau et celle de la méthode d'intégration est importante, que ce soit en amplitude et en phase, et cela pour n'importe quelle fréquence. Dans l'approximation de Landau, la phase est égale à 0 pour des fréquences plus faibles que la fréquence plasma électronique. Cela est dû au fait que le potentiel de l'onde électrostatique est une fonction purement réelle dans cette gamme de fréquence (voir figure 3.9).

En diminuant la longueur de Debye à 0.04 m, le potentiel calculé par la méthode d'approximation

de Landau se rapproche du potentiel calculé par la méthode d'intégration numérique. Par conséquent, nous constatons sur la figure 4.3 (deuxième colonne) que l'impédance est quasi-similaire entre les deux méthodes que ce soit au niveau de l'amplitude ou de la phase (pour des fréquences plus élevées que la fréquence plasma électronique).

Par conséquent, la méthode d'approximation de Landau est correcte lorsque la taille de l'antenne est beaucoup plus petite que la longueur de Debye. Cette condition n'étant pas vérifiée pour les sondes à impédance mutuelle RPC-MIP, PWI/AM²P et RPWI/MIME, il convient alors de calculer l'impédance mutuelle pour ces différents instruments par la méthode d'intégration numérique.

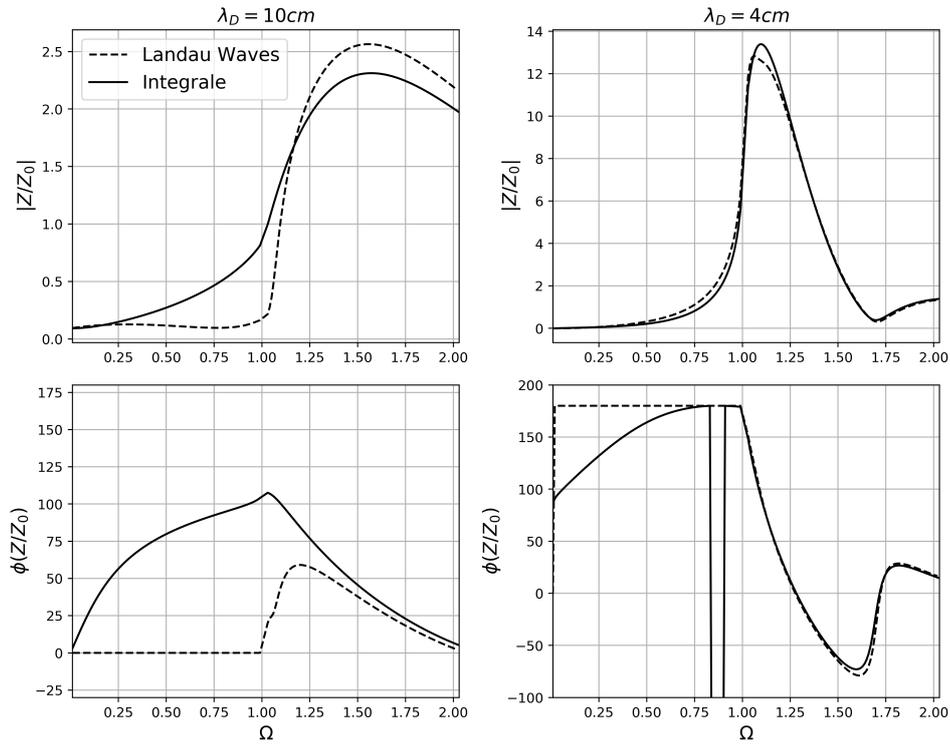


FIGURE 4.3 – Spectres d'impédance mutuelle en amplitude (première ligne) et en phase (deuxième ligne) pour deux longueurs de Debye $\lambda_D = 10$ cm (première colonne) et $\lambda_D = 4$ cm obtenus sur la sonde quadripolaire (Fig. 4.1) par la méthode d'approximation Landau (ligne pointillée) et la méthode d'intégration (ligne continue). Les fréquences sont normalisées à la fréquence plasma électronique.

Dans cette section, nous avons validé l'approche par intégration numérique dans le cas de la fonction de distribution Maxwellienne. Nous obtenons les mêmes courbes d'impédance mutuelle que par la méthode de développement de Mittag-Leffler du potentiel de l'onde électrostatique ainsi que la partie réelle du potentiel obtenu par l'approximation Landau pour de petites longueurs de Debye. Nous allons maintenant généraliser le calcul de l'impédance à d'autres fonctions de distribution en vitesse des électrons hors équilibre thermodynamique.

4.1.4 Modélisation de la réponse instrumentale dans un plasma hors équilibre thermodynamique

Grâce à la méthode d'intégration numérique du potentiel de l'onde électrostatique développé durant cette thèse, il est possible de modéliser l'impédance mutuelle pour des fonctions de distribution en vitesse des électrons hors équilibre thermodynamique. La section 4.1.4.1 présente

la modélisation de l'impédance mutuelle dans le cas d'un plasma modélisé par une somme de deux fonctions de distribution Maxwellienne. La section 4.1.4.2 présente l'influence des électrons chauds sur la réponse instrumentale. La section 4.1.4.3 présente la modélisation de la réponse instrumentale pour un plasma spécifié par une fonction de distribution kappa tandis que la section 4.1.4.4 présente la modélisation de la réponse instrumentale pour une somme d'une Maxwellienne et d'une fonction kappa. Pour ces différentes fonctions de distribution des électrons en vitesse, nous allons mettre en évidence leur influence sur la réponse instrumentale.

4.1.4.1 Dans un plasma modélisé par une somme de deux Maxwelliennes

Dans cette section, nous considérons un plasma constitué de deux populations électroniques, chacune en équilibre thermodynamique. La fonction de distribution de l'ensemble est la somme de deux Maxwelliennes. Dans ce cas, la réponse instrumentale d'une sonde à impédance mutuelle dépend fortement du rapport de température et de densité. Afin de quantifier ces effets, l'amplitude et la phase des spectres d'impédance mutuelle ont été calculées en figure 4.4 et en figure 4.5 en utilisant la géométrie de sonde à impédance mutuelle proposée en figure 4.1 pour différents rapports de température τ et de densité μ en conservant une longueur de Debye de la population électronique la plus chaude fixée à $\lambda_{D,h} = 0.10$ m. Le rapport de température T_h/T_c augmente de gauche à droite, tandis que la densité de la population froide augmente de bas en haut.

Lorsque la densité de la populations d'électrons chauds est bien plus petite que la densité de la population d'électrons froids (première ligne), les spectres d'impédance mutuelle possèdent une résonance claire proche de la fréquence plasma totale, associée à une rotation de 180° en phase. Ceci est similaire à ce qui est attendu en considérant une seule population électronique, où l'influence de la population chaude peut être observée en amplitude et en phase sur le spectre d'impédance mutuelle aux fréquences au-dessus de la fréquence plasma à travers la correction thermique des ondes de Langmuir modifiées. Cette correction thermique dépend de la pression cinétique totale des électrons et elle est largement dominée par les électrons chauds.

Lorsque la densité des électrons chauds est de l'ordre de la densité des électrons froids (seconde à quatrième lignes), une seconde résonance, associée à l'existence du mode acoustique-électronique, apparaît en dessous de la fréquence plasma autour de la fréquence plasma de la population froide. La phase du spectre d'impédance mutuelle est alors caractérisée par de larges rotations autour de la fréquence plasma des froids jusqu'à 360° . La variation de phase augmente avec τ , alors que cela décroît avec N_h à partir d'une certaine valeur. Il est à noter qu'une coupure (*cut-off*) apparaît aux fréquences correspondant à la fréquence des ondes acoustique-électroniques.

La figure 3.13 résume le domaine d'existence des ondes acoustique-électroniques dans le plan (τ, μ) . En particulier, elle montre que (i) le mode acoustique-électronique se confond avec le mode de Langmuir pour un rapport élevé d'électrons froids et (ii) le mode acoustique-électronique est fortement amorti lorsque le rapport de température n'est pas assez élevé ou par un trop petit rapport d'électrons froids dans le plasma. Les spectres d'impédance mutuelle dans les deux figures sont montrés dans le même plan défini par (τ, μ) permettant de faire une comparaison directe ainsi qu'une interprétation facile. La résonance proche de la fréquence plasma des électrons froids est seulement observée dans le domaine d'existence du mode acoustique-électronique. En particulier, cela explique pourquoi il n'existe pas de fréquence de résonance assez basse pour $\tau = 10$ ou pour $\mu = 0.11$.

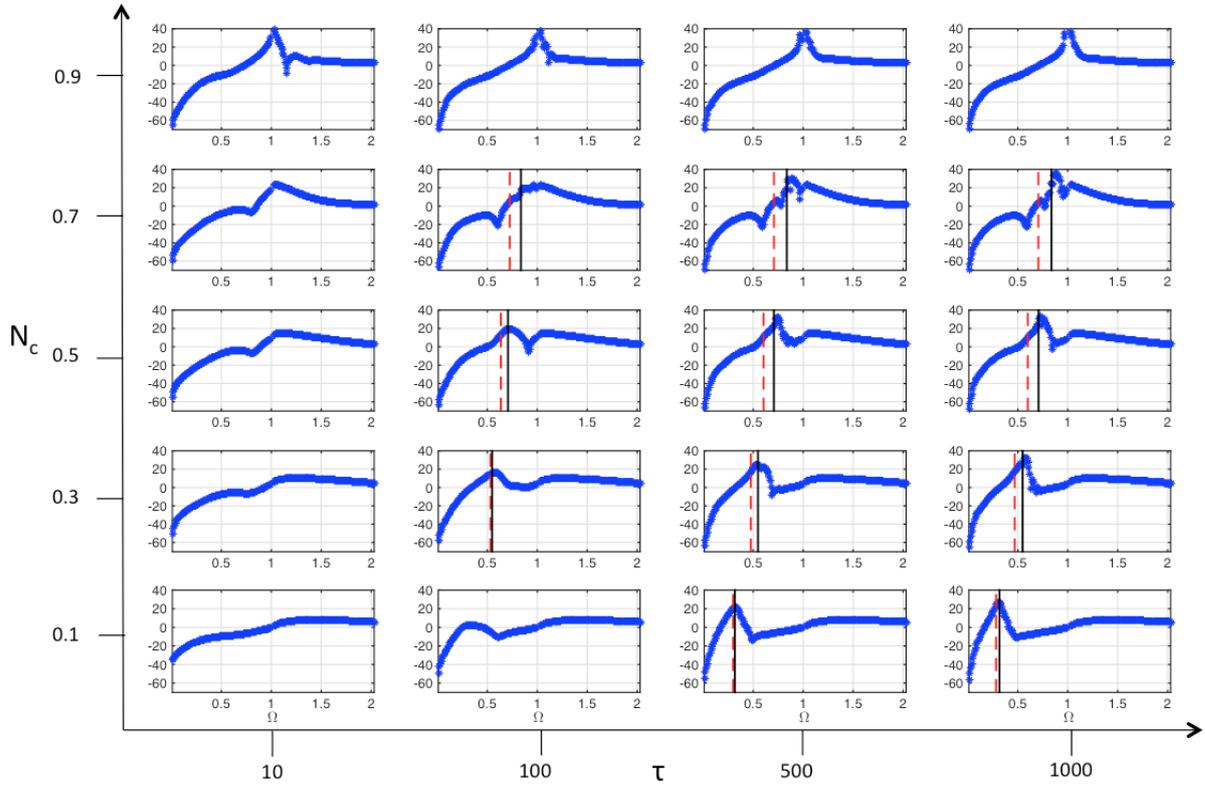


FIGURE 4.4 – Amplitude du spectre d’impédance mutuelle normalisée, exprimée en échelle logarithmique $20\log_{10}(|Z(\Omega)/Z_0|)$ par rapport à la fréquence d’émission normalisée à la fréquence plasma totale ($\Omega = \omega/\omega_{pe}$), fondée sur la configuration d’antenne présentée en figure 4.1 pour différents rapports de température $\tau = 10, 100, 500$ et 1000 , de gauche à droite, et de densité des électrons froids n_c normalisée à la densité totale n_{tot} avec $n_c/n_{tot} = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7$ et 0.9 de bas en haut. La longueur de Debye des chauds est fixée à $\lambda_{D,h} = 10$ cm. La ligne verticale hachurée en rouge représente la position du pôle acoustique-électronique calculée par la relation de dispersion. La ligne noire verticale montre la position de la fréquence plasma de la population froide $\omega_{pe,c}$.

4.1.4.2 Influence de la population d’électrons chauds sur la réponse instrumentale

Afin de mieux comprendre l’influence des fonctions de distribution en vitesse des électrons sur les spectres d’impédance mutuelle, en particulier l’influence des électrons les plus chauds, nous allons comparer les spectres théoriques sur une sonde quadripolaire, respectivement dans un plasma froid, dans un plasma Maxwellien et dans un plasma modélisé par une somme de deux Maxwelliennes. Pour cela, on considère la sonde quadripolaire illustrée en figure 4.1. Les spectres sont présentés en figure 4.6.

La résonance principale est attendue à la fréquence plasma électronique dans la limite d’un plasma froid (courbe bleue) et proche de la fréquence plasma (dépendant de la distance émetteur-récepteur) pour un plasma avec une seule population électronique (courbe verte, typiquement le plasma ionosphérique terrestre). L’allure du spectre d’impédance mutuelle au-dessus de la fréquence plasma est dominée par l’influence du mode le moins amorti se propageant dans un plasma Maxwellien : les modes de Langmuir (section 3.3.2). Ces ondes se propagent pour des fréquences $\omega > \omega_{pe}$ et sont à l’origine d’interférences destructives sur le dipôle de réception donnant naissance à des minima locaux sur le spectre.

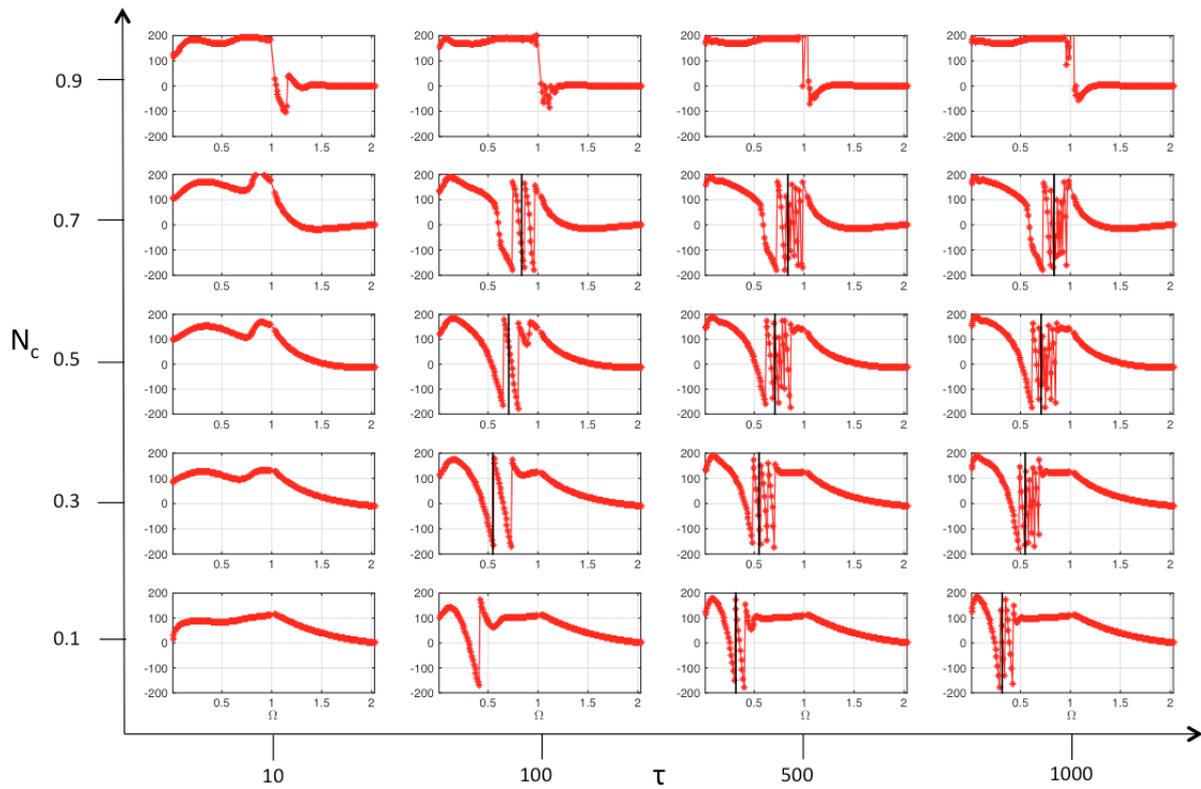


FIGURE 4.5 – Phase des spectres d'impédance mutuelle, correspondante aux amplitudes montrées en figure 4.4 et exprimée en degré.

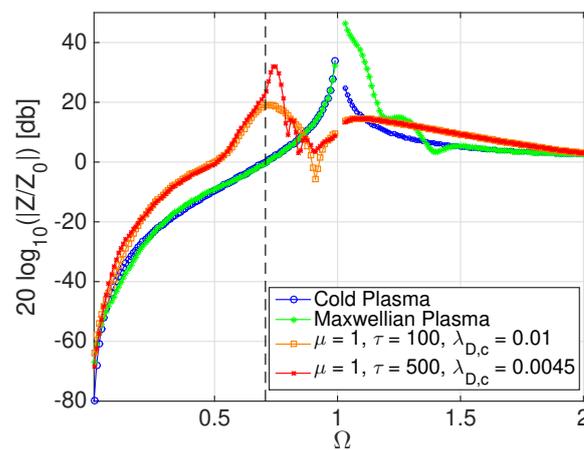


FIGURE 4.6 – Spectres d'impédance mutuelle modélisés sur une sonde à impédance mutuelle idéalisée (figure 4.1) pour différents paramètres μ et τ : dans le cas plasma froid (bleu), plasma Maxwellien (vert) et pour une somme de deux fonctions Maxwelliennes : $\mu=1$, $\tau=100$ (orange) ainsi que $\mu = 1$, $\tau = 500$ (rouge). La fréquence plasma de la population froide est localisée par la barre noire horizontale hachurée.

Dans un plasma dont la fonction de distribution est une somme de deux Maxwelliennes (courbes orange et rouge, représentant les conditions possibles d'un plasma cométaire), une seconde résonance apparaît pour des fréquences $\omega < \omega_{pe}$, spécifiquement proche de la fréquence plasma de

la population froide $\omega_{pe,c}$ localisée sur le graphe par des traits pointillés verticales noires. Cette résonance peut être associée à la propagation d'un autre mode se propageant dans un plasma à deux populations électroniques : le mode acoustique-électronique. Cette résonance a des conséquences importantes sur l'interprétation des spectres d'impédance mutuelle dans un plasma non-collisionnel. Cela implique en effet que sur la mesure de l'impédance mutuelle dans un plasma contenant deux populations électroniques, la résonance principale peut être cachée à la fréquence plasma totale et peut être localisée à la fréquence plasma des électrons les plus froids. Dans ce cas là, cela permet d'avoir une détermination de la densité de la population froide. Cependant, cette résonance principale localisée à la fréquence plasma des électrons les plus froids est souvent confondue expérimentalement lors de l'analyse des données avec la résonance à la fréquence plasma totale sur les spectres d'impédance mutuelle, ce qui peut mener à une sous-estimation de la fréquence plasma totale et donc à une sous-estimation de la densité électronique. Nous verrons que cela a pu être le cas sur les données de RPC-MIP (section 4.4). Une solution pour lever cette ambiguïté est d'effectuer des mesures passives où seule la résonance dûe au mode de Langmuir est présente sur les spectres d'impédance mutuelle [Myllys et al., submitted].

4.1.4.3 Dans un plasma modélisé par une fonction de distribution kappa simple

Dans cette section, nous considérons une fonction de distribution en vitesse des électrons de type kappa. Pour ce type de plasma, nous avons calculé la réponse instrumentale sur une configuration ressemblant à l'expérience PWI/AM²P à bord du satellite Mio/MMO de BepiColombo. La géométrie est présentée en figure 4.2.

La réponse instrumentale a été calculée pour différentes valeurs de κ . Nous avons comparé les résultats avec la réponse instrumentale obtenue avec une fonction Maxwellienne ($\kappa \rightarrow +\infty$). L'impédance mutuelle est calculée pour différentes longueurs de Debye (de 30 cm à 5 m renormalisée par la longueur de Debye correspondant à la Maxwellienne - Eq. (3.54)). Le résultat est montré en figure 4.7.

Premièrement, dans la limite où la longueur de Debye est beaucoup plus petite que la distance émetteur-récepteur, les spectres d'impédance mutuelle sont similaires quelle que soit la part d'électrons suprathermiques i.e. quelle que soit la valeur de la kappa. Ces mesures sont également robustes dans la détermination de la fréquence plasma électronique totale.

Deuxièmement, lorsque la longueur de Debye augmente, les spectres d'impédance mutuelle s'aplatissent pour des grandes valeurs de κ ou pour le spectre correspondant à la Maxwellienne ($\kappa \rightarrow +\infty$). De plus, le maximum d'amplitude est décalé par rapport à la fréquence plasma électronique. Dans ce régime, la présence d'électrons suprathermiques permet de détecter plus facilement la fréquence plasma électronique. Ce résultat contre-intuitif doit être contre-balançé par le fait que les spectres d'impédance mutuelle sont calculés pour des longueurs de Debye plus petites lorsque la valeur de κ décroît. Cela est dû au fait que la comparaison entre les κ ainsi que la Maxwellienne doit être effectuée dans un même plasma, c'est-à-dire à densité et à température identiques. Il est à noter que la réponse instrumentale est la même entre la Maxwellienne pour $\lambda_{D,Maxw} = 2$ m que celle obtenue pour une kappa lorsque $\lambda_{D,Maxw} = 5$ m. Cela veut dire qu'il est difficile expérimentalement de caractériser la présence d'électrons suprathermiques en n'ayant pas accès à la longueur de Debye.

4.1.4.4 Dans un plasma modélisé par une kappa et une Maxwellienne

Nous considérons maintenant un mélange tel que la fonction de distribution est la combinaison d'un coeur Maxwellien et d'ailes en kappa.

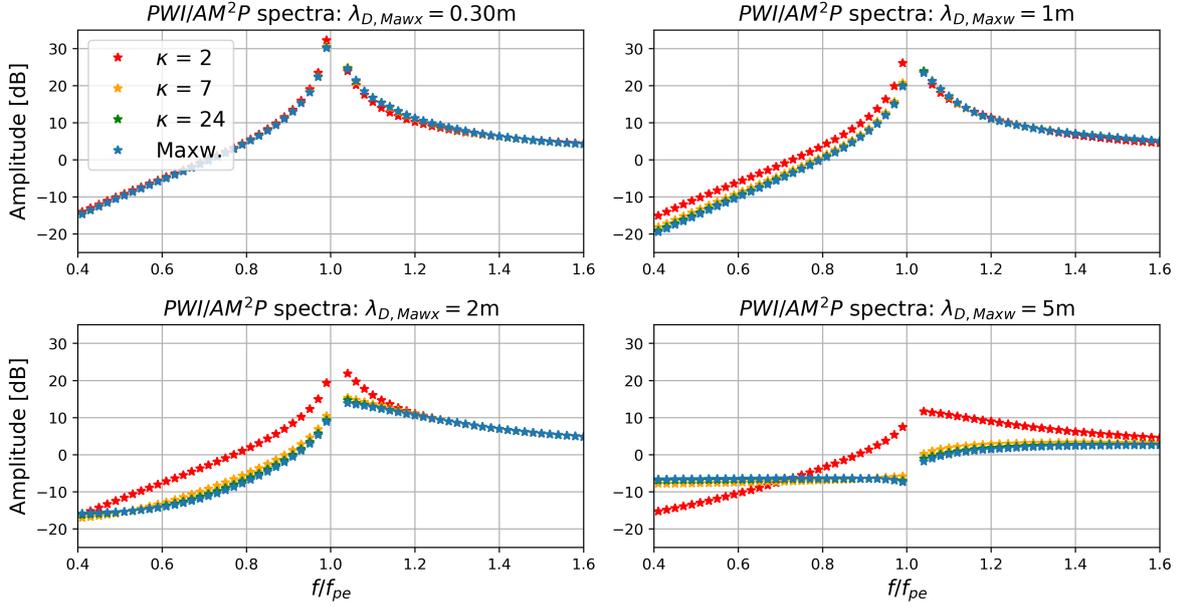


FIGURE 4.7 – Spectres d’impédance mutuelle modélisés pour différentes longueurs de Debye (de 30 cm à 5 m) dans un plasma modélisé par une fonction de distribution kappa ($\kappa = 2, 7$ et 24) et une Maxwellienne ($\kappa \rightarrow +\infty$). L’amplitude est exprimée en $20\log_{10}$ et la fréquence est normalisée par la fréquence plasma électronique.

Les spectres d’impédance mutuelle ont été calculés sur une large gamme de paramètres plasma : le rapport de densité entre le coeur et le total n_{core}/n_{tot} varie entre 0.1 et 0.9 alors que le rapport de température entre les ailes (*halo*) et le coeur T_{halo}/T_{core} varie entre 10 et 500. Ces spectres ont été tracés pour une même longueur de Debye $\lambda_{D,Maxw} = 4$ m. Les résultats sont présentés en figure 4.8. Le rapport de température augmente de gauche à droite tandis que la densité du coeur augmente de bas en haut.

Premièrement, lorsque la densité de la population constituant le coeur de la fonction de distribution est beaucoup plus grande que celle représentant les ailes (typiquement dans le vent solaire [Pierrard et al., 2016]), le spectre d’impédance mutuelle est proche des spectres observés dans un plasma modélisé par une unique fonction de distribution (Maxwellienne ou kappa). Seule une résonance apparaît proche de celle de la fréquence plasma totale. Dans cette gamme de paramètres, la réponse instrumentale est indépendante de la valeur de kappa.

Deuxièmement, lorsqu’un plasma contient autant d’électrons du coeur de la fonction de distribution que des ailes, ou lorsque les électrons sont dominés par les ailes, la réponse dépend de la valeur de l’indice κ . Comme vu précédemment, la résonance localisée à la fréquence plasma totale est plus plate lorsque la valeur de la kappa augmente, c’est-à-dire lorsque la kappa tend vers une fonction Maxwellienne. Cependant, la fréquence plasma peut tout de même être localisée pour toutes les valeurs de la kappa. Lorsque le rapport de température augmente, une seconde résonance apparaît proche de la fréquence plasma de la Maxwellienne. Cette résonance est plus prononcée lorsque le rapport de température augmente quelle que soit la valeur de l’indice κ . L’amplitude de la résonance augmente lorsque κ augmente également et tend vers la Maxwellienne. Cela traduit le fait que le domaine d’excitation du mode acoustique-électronique est plus faible lorsque la longueur de Debye est fixée et lorsque le taux d’électrons suprathermiques augmente [Mace et al., 1999].

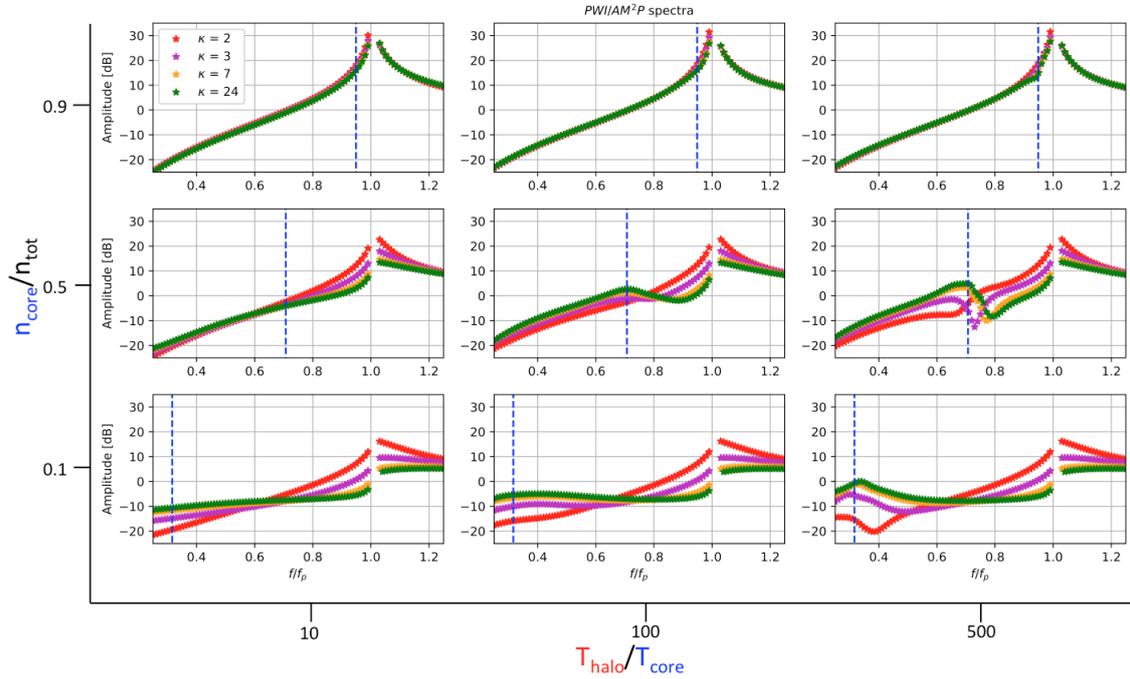


FIGURE 4.8 – Spectres d'impédance mutuelle modélisés pour $\lambda_{D,ref} = 4$ m dans un plasma modélisé par un mélange d'une Maxwellienne et d'une kappa ($\kappa = 2, 3, 7, 24$). L'amplitude est exprimée en $20 \log_{10}$ et la fréquence est normalisée par la fréquence plasma électronique. La fréquence plasma des froids est localisée par les pointillés bleus verticales.

4.2 Modélisation de la réponse instrumentale en prenant en compte le satellite

Jusqu'à maintenant, nous avons considéré que le corps du satellite et de l'instrument n'avaient aucune influence sur la réponse instrumentale. Cependant, nous allons voir dans cette section que les charges électriques présentes sur le satellite et de l'instrument lui-même peuvent avoir un effet sur les mesures d'impédance mutuelle. Afin de prendre en compte ces charges, la méthode de Discrétisation Surfactive de Charge (DSCD) a été utilisée. Cette méthode mise en place par [Béghin et Kolesnikova \[1998\]](#) et appliquée dans le cas de RPC-MIP par [Geiswiller et al. \[2001\]](#) dans l'environnement plasma de 46P/Wirtanen, cible initiale de *Rosetta*, est présentée en section 4.2.1. Avec G. Wattiaux, nous avons réimplémenté cette méthode pour calculer la réponse instrumentale pour les modes SDL dans le cas d'un plasma à deux populations électroniques. Ces résultats sont présentés en section 4.2.2.

4.2.1 Méthode de Discrétisation Surfactive de Charge (DSCD)

Afin de prendre en compte l'effet des charges du satellite sur la mesure de l'impédance mutuelle, nous avons appliqué la méthode de Discrétisation Surfactive de Charge (DSCD) développée par [Béghin et Kolesnikova \[1998\]](#). Ce dispositif permet de prendre en compte l'influence des éléments conducteurs proches de l'instrument. Cette méthode se base sur l'approche quasi-statique du problème en considérant que le champ électrique dans ce système est celui généré par l'instrument. L'équation de Poisson qui gouverne le système est linéaire. Ainsi, la solution se compose de la superposition des potentiels électriques générés par la répartition des charges à la surface

de tous les éléments conducteurs, que ce soit sur l'instrument ou sur le corps du satellite. Le calcul de l'impédance mutuelle s'effectue à partir de la discrétisation de chaque élément conducteur en sous-éléments d'une certaine taille, de manière à ce que la distribution de charge sur chacun d'eux soit uniforme. Chaque sous-élément est alors vu comme une charge ponctuelle et le système d'équation intégrale devient un système d'équations linéaires mis sous forme d'un système linéaire à résoudre. Cette méthode s'inspire de la méthode SCD (Surface Charge Distribution) dans le cas des diélectriques ordinaires [Renau et al., 1982].

Une étude a été réalisée dans le cas de la sonde à impédance mutuelle RPC-MIP avant le lancement du satellite *Rosetta* par Geiswiler et al. [2001] dans les conditions plasmas attendues dans l'environnement de la comète 46P/Wirtanen. Cette comète est supposée plus active en terme de dégazage des molécules neutres que la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko par des observations réalisées sur Terre ainsi que par le télescope Hubble [Lamy et al., 1998]. Par conséquent, les simulations ont donc été réalisées pour une gamme de longueurs de Debye plus faible, du mm à la dizaine de cm, que celle observée dans l'ionosphère de 67P/Churyumov-Gerasimenko (20 cm à 1 m). De plus, la plupart de ces simulations ont été effectuées dans le mode LDL. Ce mode a été utilisé minoritairement durant la phase d'opération. C'est pourquoi, en collaboration avec G. Wattiaux, nous avons réimplémenté cette technique pour l'adapter à la modélisation de la réponse instrumentale de RPC-MIP pour les modes SDL dans l'environnement de 67P.

4.2.2 Application à la sonde à impédance mutuelle RPC-MIP

Dans cette section, nous détaillons la méthode de Discrétisation Surfactive de Charge (DSCD) appliquée à la sonde à impédance mutuelle RPC-MIP pour les quatre modes SDL. Dans un premier temps, nous modélisons la réponse instrumentale de RPC-MIP dans le vide (section 4.2.2.2). Cette première étape sert à calibrer la méthode pour ensuite ajouter un plasma chaud (section 4.2.2.3). La méthode DSCD dépendant du système électrique de l'instrument, nous allons tout d'abord décrire ce système sur la sonde à impédance mutuelle RPC-MIP (section 4.2.2.1).

4.2.2.1 Schéma électrique de l'instrument

La sonde à impédance mutuelle RPC-MIP est constituée de deux émetteurs et de deux récepteurs montés sur un bras d'un mètre de long. Cet ensemble est placé sur l'un des deux bras principaux du satellite *Rosetta*.

Dans cette étude, nous allons déterminer la réponse instrumentale lorsque RPC-MIP fonctionne en mode SDL (Short Debye Length). Les émetteurs T_1 et T_2 sont connectés respectivement à travers une capacité en série C_1 et C_2 à un générateur électrique opérant dans la gamme de fréquences entre 28 kHz et 3.5 MHz. Chaque générateur délivre une valeur efficace ($|V_A|$ pour T_1 et $|V_B|$ pour T_2) entre 0 V et 2 V relativement au potentiel du satellite, noté $V_{S/C}$. Cette valeur dépend du mode d'opération (E_1 , E_2 , Anti-Phase et Phase) ainsi que des niveaux d'émissions. Ces niveaux d'émissions sont les suivants : Full ($|V_{A,B}| = 2$ V), Div.2 ($|V_{A,B}| = 1$ V), Div.4 ($|V_{A,B}| = 0.5$ V) et Div.8 ($|V_{A,B}| = 0.25$ V).

Les récepteurs R_1 et R_2 sont quant à eux connectés au satellite à travers une capacité C_3 et C_4 respectivement. Le reste du barreau ainsi que le bras supportant l'instrument sont mis au potentiel du satellite. La figure 4.9 illustre ce circuit électrique. Ce schéma électrique équivalent représente le fonctionnement de l'instrument RPC-MIP. Ces schémas sont disponibles dans Geiswiler [2001, section 3.4.3]. Les capacités C_1 , C_2 , C_3 et C_4 sont donc des capacités équivalentes. Elles sont estimées autour de 0.12 pF. Une calibration par rapport à la réponse dans le vide est nécessaire pour affiner la valeur de ces capacités.

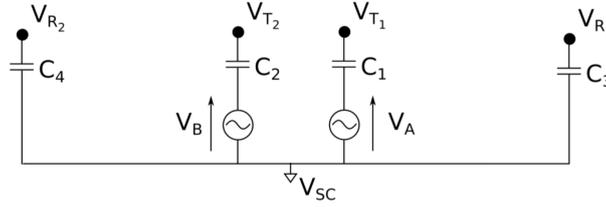


FIGURE 4.9 – Circuit électrique équivalent de la sonde à impédance mutuelle RPC-MIP considéré dans la méthode DSCD. D'après [Wattiaux et al. \[2019\]](#).

Pour ce schéma électrique, les potentiels des émetteurs V_{T_1} et V_{T_2} s'expriment de la façon suivante :

$$V_{T_{1,2}} = V_{A,B} + V_{S/C} - j\omega Z_{C_{1,2}} \sum q_{T_{1,2}} \quad (4.4)$$

tandis que les potentiels des récepteurs V_{R_1} et V_{R_2} prennent la forme :

$$V_{R_{1,2}} = V_{S/C} - j\omega Z_{C_{3,4}} \sum q_{R_{1,2}} \quad (4.5)$$

où

$$Z_{C_i} = \frac{1}{jC_i\omega} \quad (4.6)$$

sont les impédances associées aux capacités C_i et $\sum q_{T_i}$ ainsi que $\sum q_{R_i}$ sont les charges réparties sur les émetteurs et les récepteurs.

La valeur de la différence de potentiel entre les deux récepteurs est donc égale à :

$$\Delta V_R = \frac{1}{C_4} \sum q_{R_2} - \frac{1}{C_3} \sum q_{R_1} \quad (4.7)$$

Nous allons maintenant voir comment calculer les divers potentiels (Eq. (4.4) et Eq. (4.5)) à l'aide de la méthode DSCD dans le vide ainsi que dans un plasma.

4.2.2.2 Réponse instrumentale dans le vide

Pour calculer la réponse instrumentale par la méthode DSCD, il est nécessaire de prendre en compte toute les surfaces conductrices. Dans cette étude, j'ai choisi de considérer comme conducteur le satellite *Rosetta*, le bras supportant la sonde RPC-MIP ainsi que la géométrie de la sonde RPC-MIP. Les panneaux solaires étant découplés électriquement au reste du satellite, j'ai décidé de ne pas les prendre en compte dans la modélisation numérique. La géométrie complète utilisée pour l'étude de la réponse instrumentale est représentée sur la figure 4.10. Concernant la géométrie de RPC-MIP, les électrodes d'émission et de réception sont séparés du reste du barreau par un fourreau. Ce fourreau étant isolant, il n'est pas nécessaire de le prendre en compte dans la modélisation.

Chaque élément constituant la géométrie est considéré comme des parallélépipèdes rectangles. Ces parallélépipèdes sont alors discrétisés en sous-éléments S_i qui peuvent être rectangulaires ou triangulaires. En utilisant les expressions Eq. (4.4) et Eq. (4.5), le potentiel électrique de chaque sous-élément S_i de la géométrie se lit alors :

$$V_{S_i} = V_k + V_{SC} - j\omega Z_s \sum q_s \quad (4.8)$$

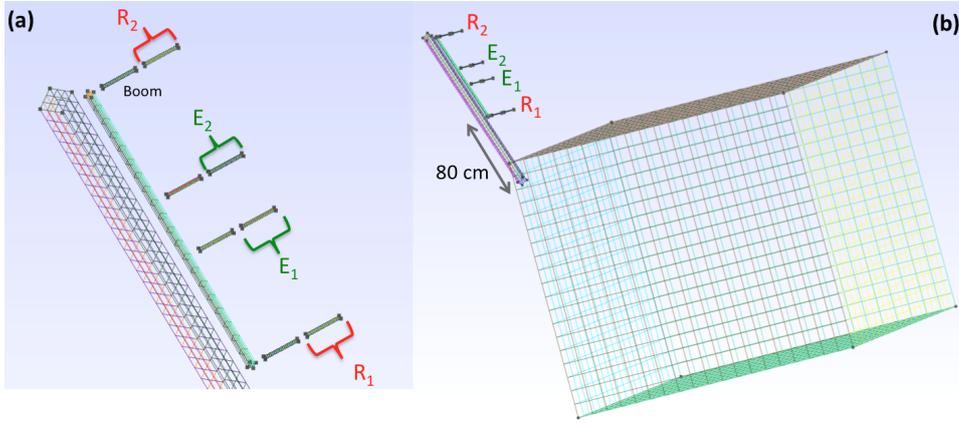


FIGURE 4.10 – Illustration de la géométrie et du maillage de *Rosetta* et de la sonde à impédance mutuelle RPC-MIP utilisés pour calculer l'impédance mutuelle par la méthode DSCD.

V_k est le potentiel appliqué par les générateurs, c'est-à-dire $V_k = V_{A,B}$ si le sous-élément S_i se situe sur l'un des deux émetteurs, sinon $V_k = 0$. Z_s est l'impédance traversée par la somme des charges q_s sur l'ensemble de l'élément pour atteindre le satellite. Si S_i se situe sur l'un des deux émetteurs ou récepteurs, alors $Z_s = Z_{C_{1,2,3,4}}$, sinon $Z_s = 0$.

Le potentiel V_i au centre de chaque sous-élément S_i est induit par sa propre charge notée q_i ainsi que par la somme des contributions des charges ponctuelles q_j définies sur toute la géométrie. Le potentiel V_i s'exprime alors par :

$$4\pi\epsilon_0 V_i = \frac{q_i}{\alpha_i} + \sum_{j=1, j \neq i}^N \frac{q_j}{r_{ij}} \frac{\phi}{\phi_0}(r_{ij}) \quad (4.9)$$

où q_i est la charge au centre du sous-élément S_i , r_{ij} est la distance entre le centre du sous-élément S_i et S_j . $q_i/4\pi\epsilon_0\alpha_i$ est le potentiel propre du sous-élément S_i .

La valeur du potentiel propre est obtenue en supposant une distribution uniforme de la charge sur toute la surface du sous-élément S_i , c'est-à-dire :

$$\frac{q_i}{\alpha_i} = \frac{q_i}{S_i} \iint_{S_i} \frac{dS}{|r|} \quad (4.10)$$

où r est la distance depuis le centre du sous-élément S_i . Le coefficient α_i est donné par une expression analytique dérivant de l'intégrale. Ce coefficient est calculé en Annexe B pour des sous-éléments rectangulaires et triangulaires lorsque ces éléments sont sur un plan. [Wattieaux et al. \[2019\]](#) a calculé α_i pour un maillage rectangulaire défini sur un cylindre ou une sphère. En combinant les équations (4.8) et (4.9), la distribution de potentiel sur toute la surface de la géométrie définit N équations à $N + 1$ inconnues (les charges q_i et le potentiel du satellite $V_{S/C}$) :

$$\frac{q_i}{\alpha_i} + \sum_{j=1}^N \frac{q_j}{r_{ij}} - 4\pi\epsilon_0 V_{SC} + \frac{4\pi\epsilon_0}{C_{1,2,3,4}} \sum q_i = 4\pi\epsilon_0 V_k, i \in [1, N]; j \neq i \quad (4.11)$$

Ce système d'équations est complété par la condition de la neutralité de la charge sur toute la géométrie :

$$\sum_{i=1}^N q_i = 0 \quad (4.12)$$

Le système d'équations (4.15) et (4.12) peut alors être écrit comme un système linéaire $Aq = B$ avec une matrice A de dimension $(N+1, N+1)$, q un vecteur de dimension $(N+1)$ contenant toutes les charges q_i et $V_{S/C}$ en position $N+1$ (charge neutre), et B un vecteur $(N+1)$ contenant $V_{T_{1,2}}$ pour les surfaces S_i correspondantes aux deux émetteurs et 0 autrement. Pour inverser la matrice A , une factorisation LU est appliquée. Le vecteur-solution q est alors utilisé pour calculer la différence de potentiel entre les récepteurs :

$$\Delta V_R = \frac{1}{C_4} \sum q_{R_2} - \frac{1}{C_3} \sum q_{R_1} \quad (4.13)$$

La réponse instrumentale est alors définie par :

$$H_{vide} = 20 \log_{10} (20 |\Delta V_R|) \quad (4.14)$$

La figure 4.11 présente les réponses instrumentales obtenues dans le vide à l'aide de la méthode DSCD comparées aux données expérimentales de RPC-MIP à bord de *Rosetta* pour les modes SDL E_1 , E_2 , Anti-Phase et Phase au niveau d'émission *Full*. Les réponses instrumentales de la sonde à impédance mutuelle RPC-MIP ont été calculées à partir d'une base de données de spectres d'impédance mutuelle dont la signature de la fréquence plasma est absente sur les spectres. Pour ces spectres, nous considérons donc que RPC-MIP se situait dans le vide. Pour chaque mode, une moyenne des amplitudes des spectres a été calculée pour chacune des fréquences d'émission entre 28 kHz et 1 MHz. Nous pouvons voir que les spectres d'impédance mutuelle et les spectres simulés sont quasiment similaires à quelques décibels près, correspondant à la précision instrumentale de RPC-MIP. Ces résultats valident la géométrie prise en compte dans la méthode DSCD. Nous allons maintenant rajouter un plasma homogène dans la modélisation de la réponse instrumentale. La méthode DSCD est expliquée en détail en Annexe B.

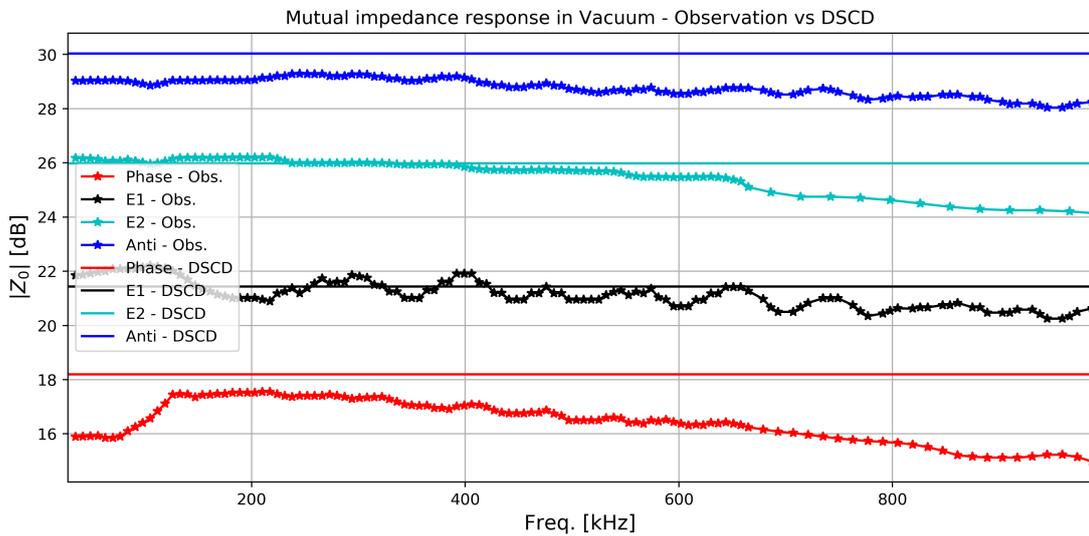


FIGURE 4.11 – Comparaison de la réponse instrumentale modélisée dans le vide par la méthode DSCD (ligne continue) et celle mesurée par RPC-MIP à bord de *Rosetta* (ligne avec astérisques) pour les quatre modes SDL au niveau *Full*.

4.2.2.3 Réponse instrumentale dans un plasma chaud

En ajoutant un plasma dans le système étudié via l'approche DSCD, le potentiel de chaque sous-élément de la géométrie va dépendre également du potentiel du plasma. Pour une fréquence

d'émission normalisée Ω , la distribution du potentiel sur toute la géométrie s'écrit à l'aide du système d'équations suivant :

$$\frac{q_i}{\alpha_i} + \sum_{j=1}^N \frac{q_j}{r_{ij}} \frac{\phi}{\phi_0}(\Omega, r_{ij}/\lambda_D) - 4\pi\epsilon_0 V_{SC} + \frac{4\pi\epsilon_0}{C_{1,2,3,4}} \sum q_i = 4\pi\epsilon_0 V_k, i \in [1, N]; j \neq i \quad (4.15)$$

La fonction ϕ/ϕ_0 est le potentiel de l'onde électrostatique défini dans le chapitre 3 pour différentes fonctions de distribution en vitesse des électrons.

Cet ensemble d'équations est toujours complété par la condition de neutralité électrique (Eq. (4.12)). La réponse instrumentale H est alors calculée pour chaque Ω par la relation suivante :

$$H(\Omega) = 20 \log_{10}(20|V_{R_1}(\Omega) - V_{R_2}(\Omega)|) - H_{vide}(\Omega) \quad (4.16)$$

avec $V_{R_i} = \sum_{q_i \in R_i} q_i$ et H_{vide} la réponse instrumentale calculée dans le vide.

L'étude que j'ai menée sur la réponse instrumentale par la méthode DSCD concerne différentes fonctions de distribution en vitesse des électrons et différentes conditions plasmas. Les résultats sont décrits ci-dessous.

Dépendance des modes SDL sur la réponse instrumentale pour différentes longueurs de Debye :

Debye : J'ai réalisé des calculs de l'impédance mutuelle pour les modes SDL E_1 , E_2 , Anti-Phase et Phase dans un plasma caractérisé par une fonction de distribution en vitesse des électrons de type Maxwellien pour différentes longueurs de Debye allant de 10 cm à 40 cm. Les résultats sont présentés en figure 4.12. Nous constatons que les spectres en mode SDL Phase (courbe noire) ont la plus grande amplitude à la fréquence plasma électronique comparés aux autres modes SDL quelle que soit la longueur de Debye. Sur les mesures de RPC-MIP, cela correspond au fait que la fréquence plasma électronique devrait être plus facilement localisable en mode SDL Phase. Par conséquent, lorsque la longueur de Debye est assez grande, les meilleurs résultats sont attendus en mode SDL Phase.

Influence de deux populations électroniques sur les spectres d'impédance selon les modes SDL :

J'ai également réalisé des simulations numériques de la réponse instrumentale dans le cas de deux populations électroniques spécifiées chacune par une fonction de distribution Maxwellienne. La longueur de Debye est celle associée à la population électronique la plus chaude et fixée à 0.5 m. Les résultats sont présentés en figure 4.13. Le rapport de température varie de gauche à droite ($T_h/T_c = 10, 50$ et 100) tandis que le rapport d'électrons froids varie de bas en haut ($n_c/n_{tot} = 0.3, 0.5$ et 0.7). Les spectres en mode SDL Phase présentent une double-résonance dans des paramètres plasmas pour lesquelles le mode acoustique-électronique et le mode de Langmuir coexistent. Pour ces mêmes paramètres, les spectres d'impédance mutuelle présentent un maximum à la fréquence plasma de la population la plus froide. Nous verrons en fin de ce chapitre que ce décalage du maximum d'amplitude par rapport à la fréquence plasma totale a été observé durant les opérations de RPC-MIP dans l'ionosphère de la comète 67P.

Comparaison entre la méthode à trois charges et la méthode DSCD : La méthode à trois charges est le prolongement de la modélisation effectuée dans la section 4.1. Cette méthode considère les émetteurs comme une seule charge ponctuelle. Afin de respecter la neutralité de la charge dans le cas de RPC-MIP, nous avons placé une troisième charge au centre du satellite *Rosetta* [Gilet et al., 2017]. La figure 4.14 illustre cette configuration. Il est à noter que nous avons ajouté à cette modélisation un biais sur l'émetteur E_1 dont le potentiel généré comparé à l'émetteur E_2 s'est avéré plus faible durant les opérations. La charge E_3 est donc également prise en compte en mode SDL Anti-Phase, où dans les conditions normales de fonctionnement, la neutralité de la charge est

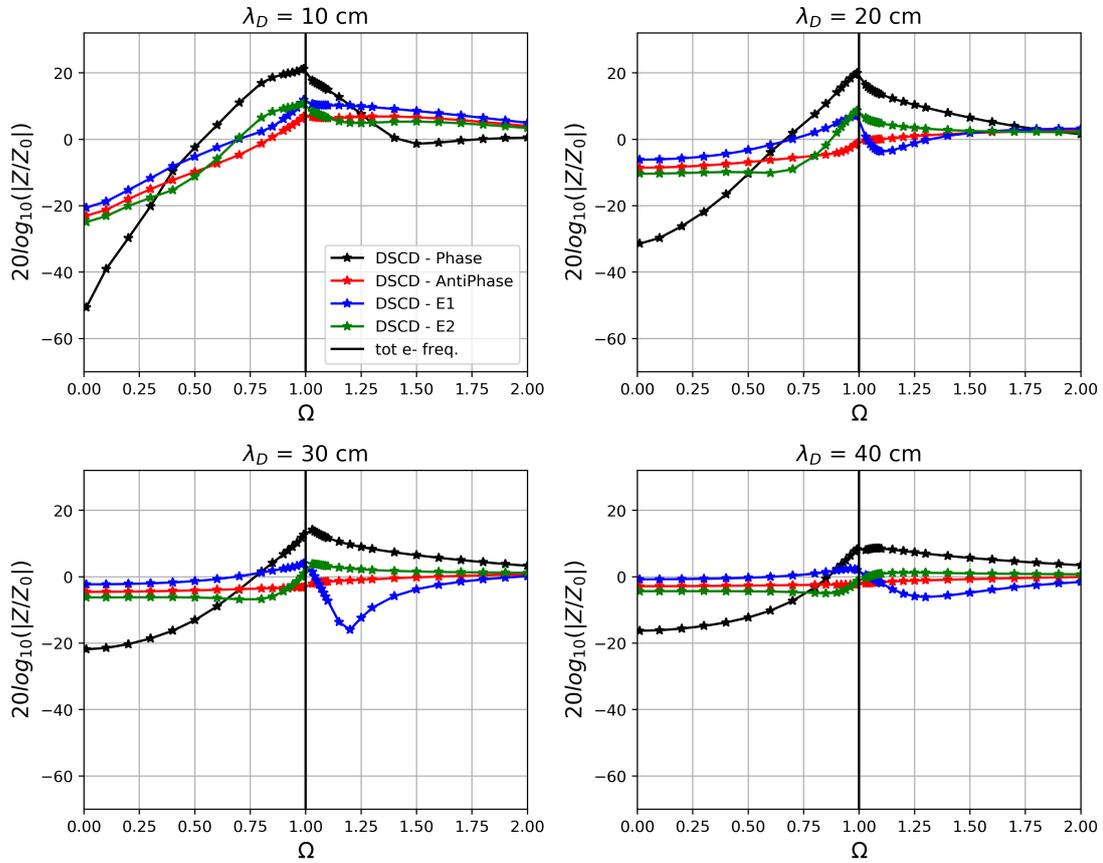


FIGURE 4.12 – Courbes d'impédance mutuelle modélisées par la méthode DSCD dans un plasma Maxwellien pour les quatre modes SDL (E_1 , E_2 , Anti-Phase et Phase) pour différentes longueurs de Debye ($\lambda_D = 10, 20, 30$ et 40 cm). La position de la fréquence plasma électronique est donnée par la courbe noire verticale.

respectée. Cette modélisation a été utilisée pour effectuer des comparaisons avec les données de RPC-MIP comme expliqué dans [Gilet et al. \[2017, section 5\]](#). Malgré le fait que les simulations numériques décrivent bien les données expérimentales autour de la fréquence plasma dans le cas d'une fonction de distribution en vitesse des électrons modélisée par une somme de deux populations électroniques, cette méthode ne décrit pas tout le spectre d'impédance mutuelle notamment à basse fréquence [[Gilet et al., 2017](#)].

Nous avons tracé les spectres d'impédance mutuelle pour chaque mode SDL modélisés soit (i) par la méthode DSCD (courbe bleue), soit (ii) par la méthode à trois charges (courbe noire) dans un plasma Maxwellien. Les résultats sont présentés en figure 4.15. Nous pouvons voir que les résultats sont similaires en mode SDL Anti-Phase, E_1 et E_2 où le poids de l'émetteur au centre de Rosetta est faible. Par conséquent, il n'est pas nécessaire de prendre en compte toutes les charges électriques réparties sur le satellite et l'instrument pour ces modes SDL.

Cependant, les deux courbes sont différentes en mode SDL Phase. L'influence des charges électriques réparties sur le corps du satellite et de l'instrument est donc plus forte en mode SDL Phase. Par conséquent, en mode Phase, il est nécessaire de prendre en compte le modèle DSCD pour calculer l'impédance mutuelle. Il est à noter que le même type d'observations a lieu dans un plasma à deux composantes Maxwelliennes. En mode SDL Phase, les résonances sont moins marquées dans le modèle DSCD que dans le cas à 3 charges.

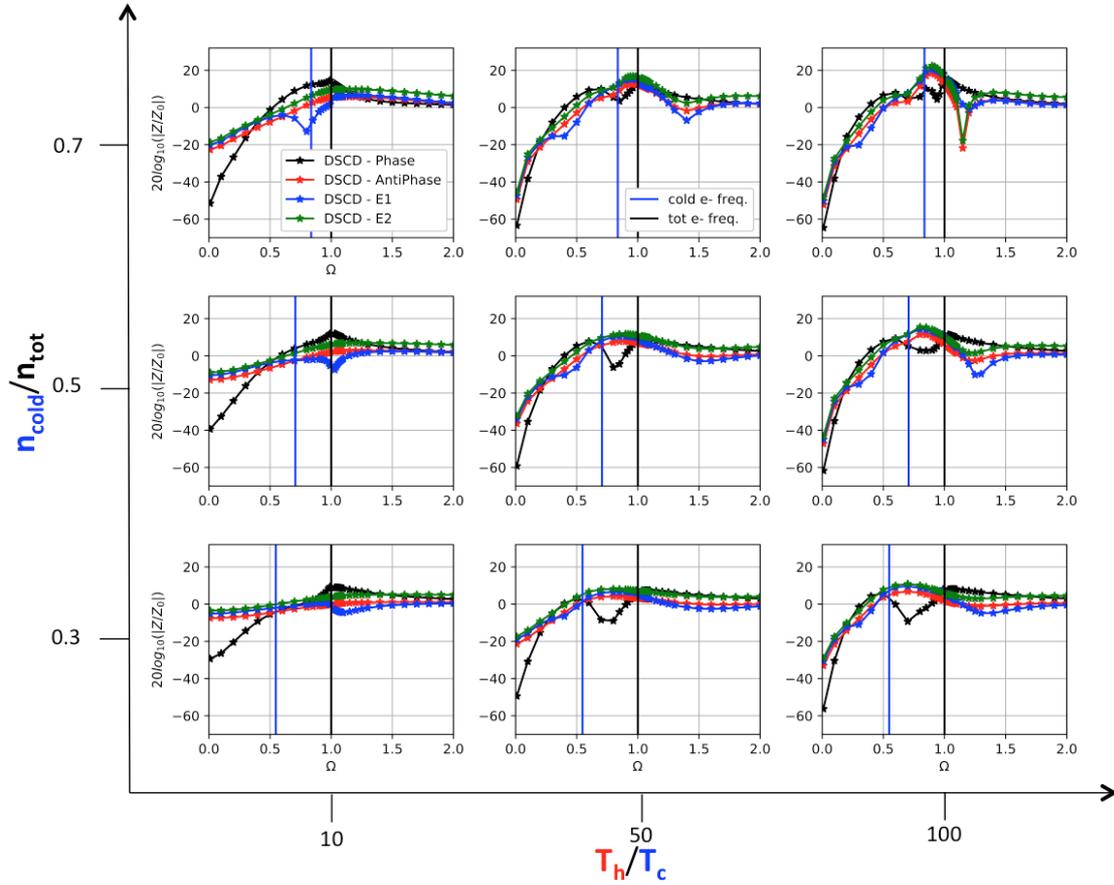


FIGURE 4.13 – Courbes d'impédance mutuelle modélisées par la méthode DSCD dans un plasma à deux populations électroniques modélisées chacune par une fonction de type Maxwellien pour les quatre modes SDL (E_1 , E_2 , Anti-Phase et Phase) pour différents plasmas ($\tau = 10, 50$ et 100 , de gauche à droite) ($n_c/n_{tot} = 0.3, 0.5$ et 0.7 de bas en haut). La fréquence plasma électronique totale (resp. froide) est repérée par la ligne verticale noire (resp. bleue).

De plus, j'ai réalisé des simulations numériques du DSCD avec et sans le satellite pour caractériser l'influence des charges sur *Rosetta*. En comparant les résultats avec des données expérimentales de RPC-MIP dans les cas limites où la longueur de Debye est supposée connue et large par rapport à la distance émetteur/récepteur, j'ai montré que ce sont les charges du satellite qui donne aux spectres d'impédance mutuelle une dynamique plus élevée, et permettent de donner un accès à un domaine d'observation de paramètres plasmas plus large en mode SDL Phase.

Par conséquent, [Wattiaux et al. \[2019\]](#) a ajouté une surface représentant le satellite dans le modèle de gaine ionique pour modéliser correctement les spectres en mode SDL Phase, comme nous le verrons dans la prochaine section.

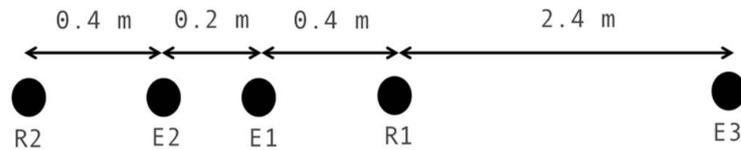


FIGURE 4.14 – Géométrie utilisée pour le calcul de la réponse instrumentale en considérant chaque émetteur comme une unique charge ponctuelle, dans le cas de l'instrument RPC-MIP en mode SDL Phase où un émetteur E_3 est placé au centre du satellite *Rosetta* pour respecter la neutralité de la charge.

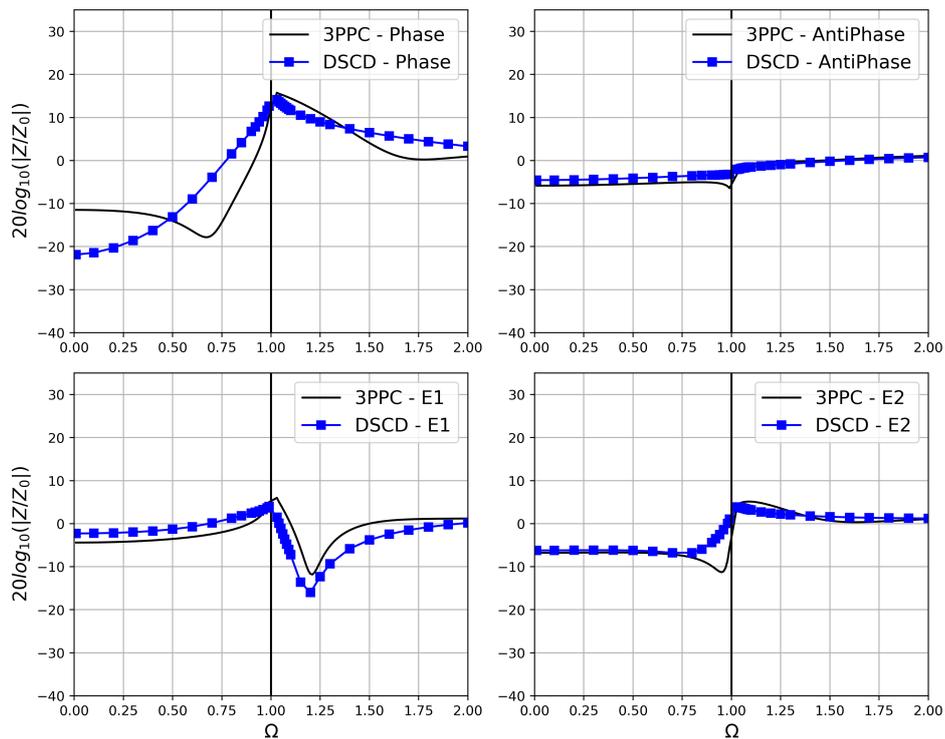


FIGURE 4.15 – Courbes d'impédance mutuelle pour chaque sous-mode SDL de RPC-MIP modélisées par (i) la méthode DSCD (courbe bleue), (ii) par la méthode à trois charges (courbe noire) en prenant une fonction de distribution de type Maxwellien.

4.3 Prise en compte de l'effet de gaine autour d'un satellite

Nous avons indiqué que le corps du satellite se charge électriquement. Un potentiel électrique propre au satellite se crée. Ce potentiel provoque une inhomogénéité des particules chargées au sein du plasma environnant le satellite. Cette inhomogénéité modifie la mesure effectuée par la sonde à impédance mutuelle. Si le satellite se charge négativement, les électrons sont repoussés autour du vaisseau. Si l'instrument se situe dans cette région, les mesures peuvent être faussées. Nous présentons cet effet en section 4.3.1. Des simulations numériques du potentiel du satellite *Rosetta* par le logiciel SPIS ont été mises en place afin de caractériser l'effet de gaine dans le cas de RPC-MIP. Nous présentons ces simulations réalisées par L. Bucciardini dans la section 4.3.2. Enfin, nous détaillons la méthode de modélisation de la réponse instrumentale en prenant en compte l'effet de gaine dans la section 4.3.3. Cette méthode a été développée par [Wattiaux et al. \[2019\]](#), couplée avec mes simulations de la propagation du potentiel de l'onde électrostatique calculé dans un plasma hors équilibre thermodynamique.

4.3.1 Théorie de l'effet de gaine

Tout satellite se charge électriquement dans un plasma. Cette charge électrique peut avoir un effet drastique et peut provoquer des courts-circuits si elle n'est pas correctement répartie sur tout le corps du satellite par les éléments conducteurs. De plus, ces charges électriques créent un potentiel électrique. Ce potentiel repousse ou attire certaines particules chargées. Une région perturbée se crée autour des éléments conducteurs où la quasi-neutralité du plasma n'est plus respectée. De plus, si l'instrument se situe dans cette région, la mesure est drastiquement modifiée. Cette région, appelée gaine, a été activement étudiée [\[Meyer-Vernet et al., 1978\]](#). L'une des théories des gaines les plus utilisées est la méthode OML (Orbit Motion Limit theory). Cette méthode considère une épaisse gaine de plasma perturbé entourant le satellite [\[Laframboise, 1966\]](#). Au bord de la gaine, les particules dérivent avec une certaine intensité et direction de vitesse. En fonction des particules et du potentiel du satellite, les courants captés par le satellite sont calculés en supposant une certaine distribution des particules et en imposant la conservation de l'énergie dans la gaine plasma. Le potentiel d'une gaine de plasma en géométrie cylindrique se lit :

$$\phi = \frac{C}{r} \exp\left(-\frac{r}{\alpha\lambda_D}\right) \quad (4.17)$$

avec α un réel dépendant de la longueur de Debye, afin de prendre en compte la non-linéarité du système. Ce potentiel peut être calculé grâce à un code *Particles-In-Cell*. Nous allons décrire ces simulations réalisées par L. Bucciardini dans la prochaine section.

4.3.2 Modélisation du potentiel du satellite

Afin de calculer le potentiel de l'équation (4.17), des simulations numériques du potentiel électrique du satellite ont été mises en place à l'aide du logiciel SPIS (Spacecraft Plasma Interaction Software) par L. Bucciardini [\[Bucciardini, 2017\]](#). Ce logiciel open-source est développé par l'ONERA et ARTENUM. Il permet de simuler l'interaction entre le plasma et un satellite par un code 3D Particles-In-Cell (3D-PIC). Une illustration du résultat de simulation est proposée en figure 4.16.

Pour simplifier les simulations numériques, le satellite a été remplacé par un cylindre. Le profil de la densité électronique par rapport à la distance au satellite est extrait des simulations numériques. La figure 4.17 présente ce profil (courbe bleue). A partir de cette courbe, une gaine équivalente

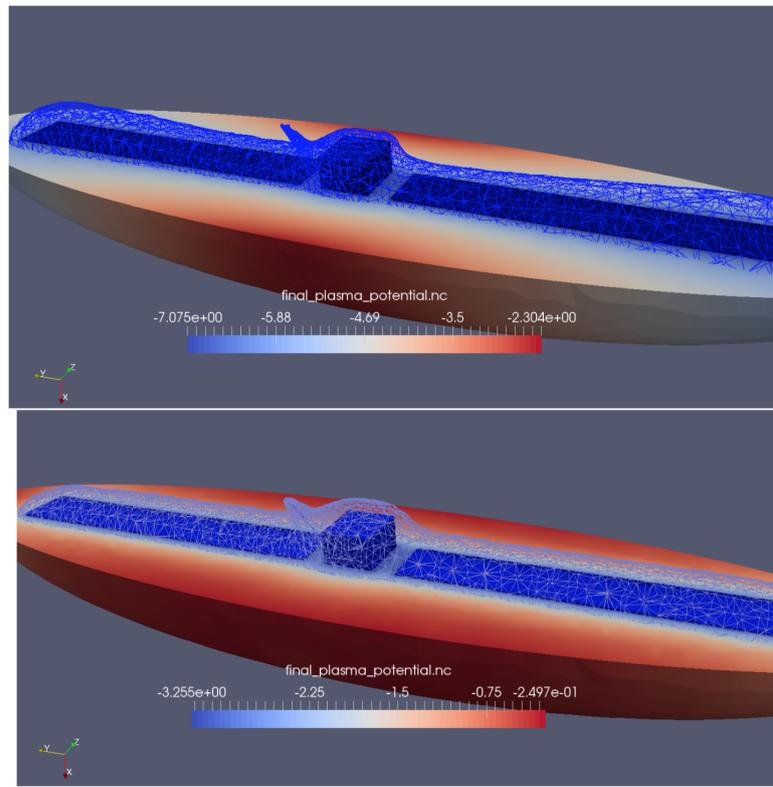


FIGURE 4.16 – Simulation du potentiel du satellite *Rosetta* à l'aide du logiciel SPIS. Premier graphe : avec un plasma dérivant avec pour paramètres de simulations : $kT_e = 5[\text{eV}]$, $n = 50[\text{cm}^{-3}]$, 10 particules par cellule, $u = 10000[\text{m/s}]$ perpendiculaire aux panneaux solaires. Second graphe : avec un plasma immobile. Paramètres de simulation : $kT_e = 5[\text{eV}]$, $n = 50[\text{cm}^{-3}]$, 10 particules par cellule, $u = 0[\text{m/s}]$. Adaptée de [Bucciantini \[2017\]](#).

est calculée en considérant le profil des électrons comme une fonction escalier où à l'intérieur d'une distance G du satellite, il n'existe aucun électron. Cela correspond au fait que l'aire de la courbe orange est égale à celle grisée. A partir de là, la position du saut détermine une longueur de la gaine dans laquelle les électrons sont repoussés. Les simulations numériques ont montré que cette échelle de longueur se situe autour d'une longueur de Debye.

4.3.3 Modélisation de la réponse instrumentale

Afin de prendre en compte l'inhomogénéité de plasma se formant dans l'environnement du satellite, [Wattiaux et al. \[2019\]](#) a ajouté une gaine ionique autour de l'instrument RPC-MIP dans laquelle aucun électron n'est présent. Le plasma est homogène à l'extérieur de cette gaine. En termes de modélisation au sein de la méthode de Discrétisation Surfactive de Charge (DSCD), la gaine est modélisée en introduisant des charges fictives à l'intérieur et à l'extérieur de la gaine. L'écart entre l'intérieur et l'extérieur de la gaine est noté $2 \times dr$ et dépend de la longueur de Debye de la population chaude. Les charges fictives du côté interne sont notées q_{1k} ou q_{1m} . Ces charges représentent la contribution du plasma situé à l'extérieur de la gaine sur le potentiel de l'onde électrostatique à l'intérieur de la gaine. Les charges fictives situées à l'extérieur sont notées q_{2k} ou q_{2m} . Ces charges sont la contribution des chargés situées à l'intérieur de la gaine (à l'exception des charges q_1) sur le potentiel de l'onde électrostatique dans le plasma. On pose N_1 le nombre de

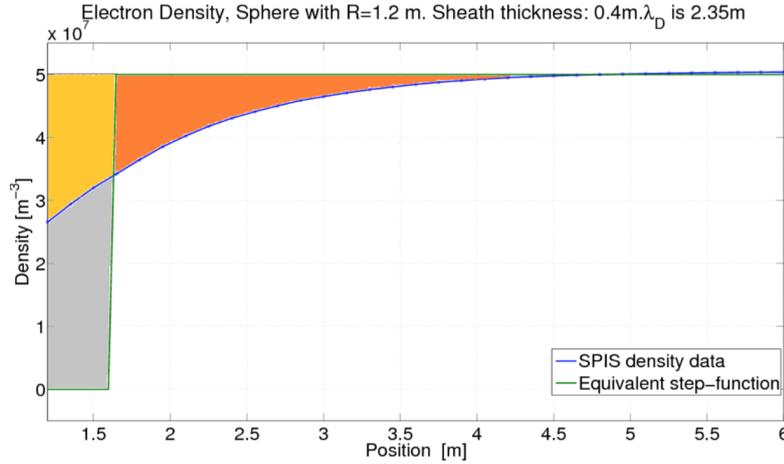


FIGURE 4.17 – Profil de densité électronique (exprimée en m^{-3}) par rapport à la position du satellite (courbe bleue) extraite du logiciel SPIS. La courbe verte est la fonction escalier équivalente. Adaptée de [Bucciantini \[2017\]](#).

charges réparties sur les faces intérieures et extérieures de la gaine ($k, m \in [1 : N_1]$, avec $m \neq k$). Par conséquent, le potentiel à l'intérieur de la gaine est calculé en considérant q_i et q_{1k} , alors que le potentiel dans le plasma est calculé selon q_{2k} . L'équation (4.15), définie sans gaine, est modifiée afin de tenir compte de l'influence des charges fictives q_{1k} à l'intérieur de la gaine sur la distribution du potentiel sur l'instrument :

$$\frac{q_i}{\alpha_i} + \sum_{j=1}^N \frac{q_j}{r_{ij}} + \sum_{k=1}^{N_1} \frac{q_{1k}}{r_{ik}} - 4\pi\epsilon_0 V_{SC} + 4\pi\epsilon_0 j\omega Z_s \sum q_s = 4\pi\epsilon_0 V_{0i}; i \in [1; N]; j \neq i \quad (4.18)$$

avec r_{ik} la distance entre la charge q_i et la charge q_{1k} située du côté interne de la gaine. De plus, le système d'équations est complété par la continuité du potentiel entre l'intérieur et l'extérieur de la gaine. L'équation est la suivante :

$$\frac{q_{1k}}{\alpha_k} + \sum_{i=1}^N \frac{q_i}{r_{ki}} + \sum_{m=1}^{N_1} \left[\frac{q_{1m}}{r_{km}} - \frac{q_{2m}}{r_{km}} \frac{\Phi}{\Phi_0}(r_{km}) \right] - \frac{q_{2k}}{\beta_k} = 0; k \in [1 : N_1]; m \neq k \quad (4.19)$$

avec r_{ki} la distance entre q_{1k} et q_i , r_{km} la distance entre q_{1k} et les $N_1 - 1$ autres charges q_{1m} du côté intérieur de la gaine.

La conservation de la composante perpendiculaire du déplacement électrique (équation de Maxwell-Gauss) au niveau de la gaine se lit [[Wattiaux et al., 2019, Annexe C](#)] :

$$-2\pi \left(\frac{q_{1k} + q_{2k}}{S_k} \right) + \sum_{i=1}^N \frac{q_i}{2dr} \left(\frac{1}{r_{ki1}} - \frac{1}{r_{ki2}} \right) + \sum_{m=1}^{N_1} \left[\left(\frac{q_{1m} - q_{2m}}{2dr} \right) \left(\frac{1}{r_{km1}} - \frac{1}{r_{km2}} \right) \right] = 0; k \in [1; N_1]; m \neq k \quad (4.20)$$

avec r_{ki1} (resp. r_{ki2}) la distance entre q_{1k} (resp. q_{2k}) et q_i , r_{km1} (resp. r_{km2}) la distance entre q_{1k} (resp. q_{2k}) et q_{1m} (resp. q_{2m}). Le système d'équations est fermé à l'aide de l'équation de neutralité de la charge.

Ce système est alors un système linéaire de taille $N + 2N_1 + 1$ où les inconnues sont q_i , q_{1k} et q_{2k} ainsi que $V_{S/C}$. Sa résolution passe également par une méthode LU.

[Wattiaux et al. \[2019\]](#) a utilisé la géométrie présentée en figure 4.18. L'instrument RPC-MIP est

entouré d'un cylindre ainsi que d'une sphère à son extrémité, formant la gaine. L'épaisseur du cylindre et de la sphère est de $2dr$ où $dr = \lambda_{D,h}/10^4$ avec $\lambda_{D,h}$, la longueur de Debye de la population chaude.

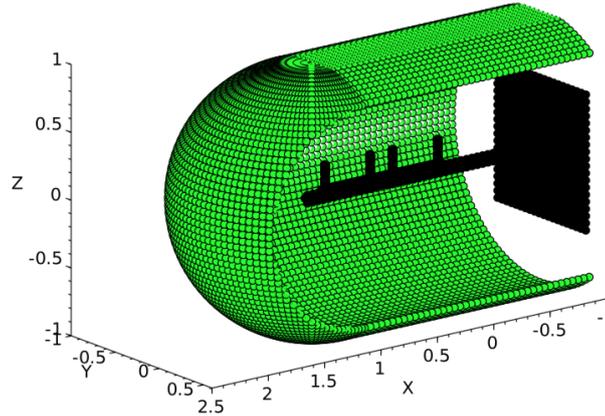


FIGURE 4.18 – Géométrie de RPC-MIP en considérant une gaine ionique modélisée par un cylindre dans lequel aucun électron n'est présent autour de l'instrument. Adaptée de [Wattieaux et al. \[2019\]](#).

Comme nous l'avons vu dans la section 4.2.2.3, j'ai montré que les charges du satellite interagissent également sur la réponse instrumentale, plus particulièrement en mode SDL Phase. Par conséquent, G. Wattieaux a rajouté un carré au bout du bras maintenant la sonde à impédance mutuelle. Nous présentons les spectres simulés de RPC-MIP à l'aide de cette méthode dans la prochaine section.

4.3.4 Spectres d'impédance mutuelle simulés de RPC-MIP

Dans cette section, nous allons voir les dépendances de chacun des paramètres plasmas ainsi que la taille de la gaine. Le modèle de gaine a été couplé à mes simulations numériques du potentiel de l'onde électrostatique dans un plasma contenant deux populations Maxwelliennes. Les résultats sont présentés dans le cas où RPC-MIP fonctionne en mode SDL Phase en niveau *Full*. Les résultats sont illustrés en figure 4.19.

Dépendance de la taille de la gaine : Le premier graphe (figure 4.19, première ligne, première colonne) présente différents spectres d'impédance mutuelle dans les mêmes conditions plasmas ($\lambda_{D,h} = 1$ m, $n_h/n_{tot} = 0.3$ et $T_h/T_c = 20$) pour différentes tailles de gaine (R allant de 80 à 120 cm). Nous constatons qu'une double-résonance est clairement visible sur tous les spectres. Leurs localisations en fréquence ne dépendent pas de la taille de la gaine. Nous constatons ensuite que l'amplitude au niveau des résonances augmente lorsque la taille de la gaine diminue. De plus, l'amplitude pour de larges fréquences d'émission (ici $\Omega = 2$) est différente selon la taille de la gaine. Dans les autres modèles présentés dans ce manuscrit, cette amplitude correspond à une valeur proche de l'impédance dans le vide. Par conséquent, en ajoutant la gaine, l'amplitude est différente de celle dans le vide. [Wattieaux et al. \[2019\]](#) a calculé la courbe de la valeur de l'amplitude à la plus large fréquence d'émission (ici $\Omega = 2$) en faisant varier la taille de la gaine. Lorsque la gaine est de petite taille (autour de 50 cm), la valeur de l'amplitude est doublée, passant de 17 dB à plus de 35 dB en mode SDL Phase. La taille de la gaine est déterminée à partir de partir

de la valeur de l'amplitude pour la dernière fréquence d'émission sur les spectres de RPC-MIP (~ 1 Mhz).

Dépendance de la longueur de Debye des chauds : Le second graphe (figure 4.19, première ligne, deuxième colonne) présente différents spectres d'impédance mutuelle pour la même taille de gaine ($R = 1$ m), pour le même rapport de densité ($n_h/n_{tot} = 0.2$) et de température ($T_h/T_c = 20$) pour différentes longueurs de Debye allant de 50 cm à 150 cm. Contrairement aux précédents modèles, nous constatons que lorsque la longueur de Debye augmente, le spectre d'impédance mutuelle présente une plus forte résonance au niveau de la fréquence plasma électronique. On constate également que la résonance localisée autour de la fréquence plasma des froids est de moins en moins marquée lorsque la longueur de Debye augmente. Cette observation apporte une limite de la détection d'électrons froids par la présence d'une double-résonance sur les spectres d'impédance mutuelle. En effet, lorsque la densité des chauds est très faible, les électrons thermalisés dominent le plasma sans qu'il y ait la présence d'une double-résonance. Cependant, les données de RPC-LAP ont indiqué que les électrons chauds étaient toujours présents à minima lors des détections d'électrons thermalisés. Ces cas présents ne devraient être rencontrés que très rarement. On remarque également que la longueur de Debye n'influe pas sur la valeur de l'amplitude du spectre aux fréquences d'émission plus grandes que la fréquence plasma électronique.

Dépendance du rapport de température entre les deux populations électroniques : Le troisième graphe (figure 4.19, deuxième ligne, première colonne) présente différents spectres d'impédance mutuelle pour la même taille de gaine ($R = 1$ m), le même rapport de densité ($n_h/n_{tot} = 0.2$) et la même longueur de Debye ($\lambda_{D,h} = 1$ m), pour différents rapports de température allant de 10 à 30. Comme pour les précédents modèles, lorsque le rapport de température augmente, la résonance localisée proche de la fréquence plasma des froids est plus marquée sur les spectres d'impédance. On remarque ensuite que cette résonance, lorsqu'elle est visible, n'est pas localisée à la même fréquence suivant le rapport de température. On observe également que la résonance principale est localisée à la fréquence plasma des froids et non à la fréquence plasma totale lorsque le rapport de température est suffisamment élevé.

Dépendance du rapport de densité des électrons froids : Le quatrième graphe (figure 4.19, deuxième ligne, deuxième colonne) présente différents spectres d'impédance mutuelle pour la même taille de gaine ($R = 1$ m), le même rapport de température ($T_h/T_c = 20$) et la même longueur de Debye ($\lambda_{D,h} = 1$ m) pour différents rapports de densité n_h/n_{tot} allant de 0.2 à 0.4. Nous constatons que la résonance liée à la population électronique des froids est toujours localisée proche de la fréquence plasma électronique des froids : autour de $0.90f_{pe}$ pour le cas $n_h/n_{tot} = 0.2$, $0.83f_{pe}$ pour le cas $n_h/n_{tot} = 0.3$ et $0.77f_{pe}$ pour le cas $n_h/n_{tot} = 0.4$.

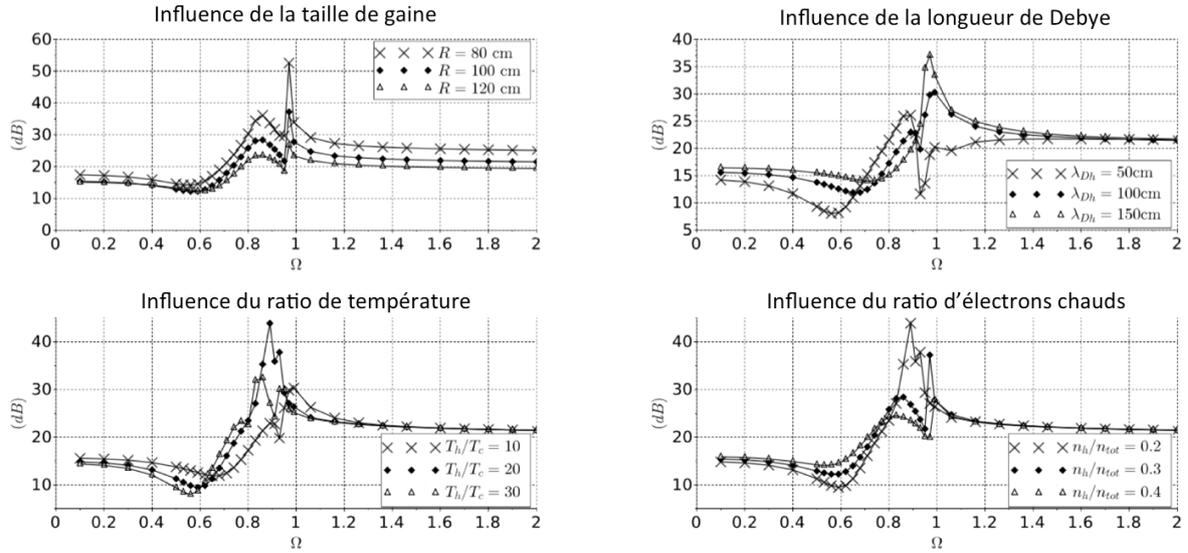


FIGURE 4.19 – Spectres d'impédance mutuelle simulés par la méthode DSCD avec présence de la gaine dans un plasma contenant deux populations électroniques. 1er graphe : Influence de la taille de la gaine R avec $\lambda_{D,h} = 1$ m, $n_h/n_{tot} = 0.3$ et $T_h/T_c = 20$. 2ème graphe : Influence de $\lambda_{D,h}$. $R=1$ m, $n_h/n_{tot} = 0.2$ et $T_h/T_c = 10$. 3ème graphe : Influence de T_h/T_c . $\lambda_{D,h} = 1$ m, $n_h/n_{tot} = 0.2$ et $R = 1$ m. 4ème graphe : Influence de n_h/n_{tot} . $\lambda_{D,h} = 1$ m, $T_h/T_c = 20$ et $R = 1$ m. Adaptée de [Wattieaux et al. \[2019\]](#).

4.4 Calibration des données d'impédance mutuelle de RPC-MIP

Une sonde à impédance mutuelle a pour la première fois caractérisé un environnement cométaire où la plupart du temps la longueur de Debye était de l'ordre ou plus grande que la distance émetteur-récepteur. Le traitement des données tel que la localisation de la fréquence plasma électronique a dû s'adapter à ces nouvelles conditions en s'appuyant sur la modélisation de la réponse instrumentale. Nous allons voir comment cette modélisation a permis de calibrer la fréquence plasma électronique (section 4.4.1). De plus, la caractérisation de la présence d'électrons froids détectés par RPC-MIP a également permis de comprendre certaines observations (section 4.4.2).

4.4.1 Calibration de la fréquence plasma sur les spectres

Lorsque la longueur de Debye est de l'ordre de la distance entre les émetteurs et les récepteurs, la fréquence d'amplitude maximale est décalée par rapport à la fréquence plasma électronique. Etant donné que la plupart du temps dans l'environnement cométaire la longueur de Debye était de l'ordre de la distance émetteur-récepteur, la mesure de la fréquence plasma électronique à partir du maximum d'amplitude n'est plus viable à partir des spectres de RPC-MIP. Afin d'avoir une idée quantitative sur le décalage entre la fréquence d'amplitude maximale, appelée f_{max} , et la fréquence plasma électronique, j'ai réalisé des simulations numériques de la réponse instrumentale pour chacun des modes d'opération (SDL et LDL) en faisant varier la longueur de Debye. Les résultats sont présentés pour le mode SDL Phase, Anti-Phase et LDL en figure 4.20. Sur cette figure, nous avons tracé le rapport des valeurs des f_{max} normalisées à la fréquence plasma électronique par rapport au maximum d'amplitude. Pour chacun des trois modes d'opérations, la correction de la fréquence plasma électronique par rapport à f_{max} n'est pas nécessaire (cas $f_{max}/f_{pe} \sim 1$) lorsque l'amplitude du spectre est suffisamment élevée : autour de 15 dB pour le mode SDL Anti-Phase, autour de 10 dB pour le mode SDL Phase et 25 dB pour le mode LDL. Cela correspond aux

cas où la longueur de Debye est faible devant la distance émetteur-récepteur ($\sim 20/40$ cm en mode SDL, ~ 3 m en mode LDL). Il est à noter qu'en mode SDL Anti-Phase, la continuité de la courbe est respectée. Les points non marqués sont dûs à la présence d'un artefact en amplitude proche de la fréquence plasma sur les simulations des spectres d'impédance mutuelle. Pour des petites amplitudes, la valeur de f_{max} s'écarte de la fréquence plasma électronique. Il est alors nécessaire d'apporter une correction. Les valeurs de f_{max}/f_{pe} trouvées par les simulations numériques n'ont pas été utilisées directement pour la calibration de la fréquence plasma électronique. En effet, des similitudes du rapport f_{max}/f_{pe} ont été trouvées sur les données en prenant le rapport de la valeur moyenne de la fréquence minimale et de la fréquence maximale avec le f_{max} . C'est majoritairement cette correction qui est apportée sur les données de fréquences plasmas électroniques. Un raffinement de la calibration est effectué sur des spectres plus complexes à traiter dont le niveau signal-sur-bruit est faible (non expliqué ici). Un exemple de calibration des spectres d'impédance est donné en figure 4.21. Cette figure présente un spectrogramme mesuré par RPC-MIP le 21 mai 2016 entre 11h et 23h en mode SDL Phasé ainsi que les rapport f_{max}/f_{pe} et l'amplitude maximale. On constate que lorsque l'amplitude est faible (entre 11h et 16h et autour de 22h), une correction est apportée à la valeur de la fréquence plasma électronique. Lorsque l'amplitude est élevée (entre 17h et 22h), la fréquence plasma électronique est prise à la position de la fréquence d'amplitude maximale.

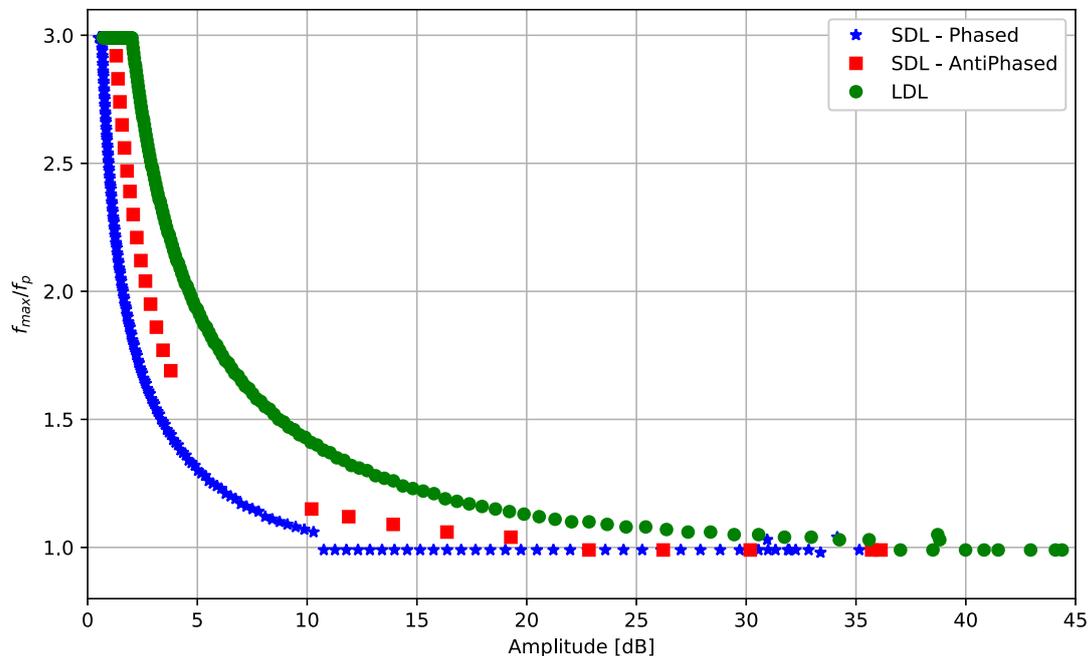


FIGURE 4.20 – Position de la fréquence d'amplitude maximale f_{max} normalisée à la fréquence plasma électronique f_{pe} par rapport à la valeur du maximum d'amplitude, exprimée en dB, pour les modes SDL Phase, Anti-phase et LDL. La non-continuité de la courbe en Anti-Phase entre 5 et 10 dB est dûe à un artefact numérique dans la recherche du maximum. Les valeurs sont données par rapport aux simulations numériques effectuées dans un plasma Maxwellien.

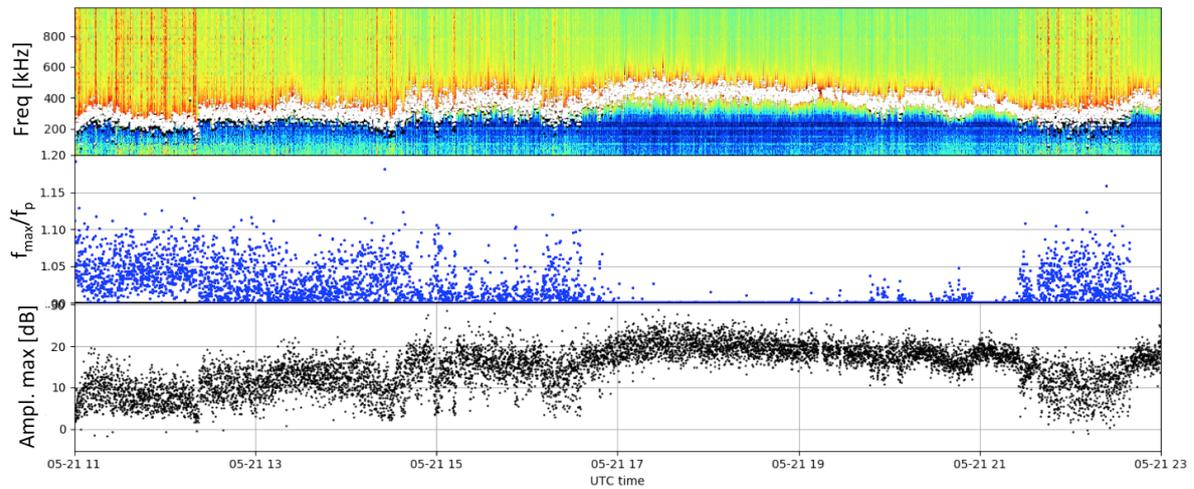


FIGURE 4.21 – Haut : spectrogramme de RPC-MIP avec la position de la fréquence f_{max} (point blanc) et de la fréquence plasma électronique f_{min} . Les couleurs représentent l'amplitude de la plus faible (bleu) à la plus élevée (rouge). Milieu : Position de f_{max} normalisée à la fréquence plasma électronique. Bas : Amplitude à f_{max} exprimée en dB.

4.4.2 Impact des électrons froids sur la détection de la fréquence plasma

Grâce à la modélisation numérique de la réponse instrumentale dans un plasma contenant deux populations électroniques, nous avons vu que dans certaines conditions plasma (majorité d'électrons froids et fort rapport de température entre les deux populations électroniques), les spectres d'impédance mutuelle pouvaient exhiber une double-résonance en amplitude. Les simulations numériques ont montré que la première résonance était localisée proche de la fréquence plasma de la population la plus froide tandis que la seconde résonance était localisée à la fréquence plasma totale, qui est censée être celle fournie par RPC-MIP.

Un algorithme de traitement a été mis en place pour chercher les double-résonances dans les spectres de RPC-MIP durant la phase cométaire de la mission *Rosetta* (août 2014 à septembre 2016). Les double-résonances sont majoritairement décrites par une première résonance plus faible en amplitude que la seconde résonance. La fréquence plasma électronique totale est donc prise par rapport à la localisation de la seconde résonance.

Cependant, une étude récente sur la détection de la fréquence plasma électronique par RPC-MIP a montré que la localisation de la fréquence plasma électronique pouvait être différente entre les spectres mesurés en mode actif et en mode passif. En effet, Myllys et al. [submitted] a comparé sur toute la mission cométaire la détection de la fréquence plasma électronique entre les deux modes. Le mode SDL Anti-Phase présente un nombre important de détections différentes entre le mode passif et le mode actif. L'étude montre que l'estimation de la fréquence plasma en mode actif est plus faible que celle observée en mode passif sur un tiers des spectres d'impédance mutuelle où les spectres mesurés en mode actif et passif sont tous les deux exploitables. L'étude montre également que l'erreur faite sur la fréquence plasma électronique peut aller jusqu'à plus de 50%. Un exemple de tels spectres mesurés par RPC-MIP en actif est montré en figure 4.22 où la valeur de la fréquence plasma électronique déterminée en mode actif (resp. passif) est localisée par la ligne rouge (resp. ligne noire).

Durant cette étude, grâce aux simulations numériques développées au cours de cette thèse, nous avons vu qu'en mode SDL Anti-Phase, le maximum d'amplitude des spectres d'impédance mu-

tuelle peut être situé à la fréquence plasma des électrons les plus froids et non à la fréquence plasma totale (section 4.1.4.2 et section 4.2.2.3). En sachant que l'algorithme de détection de la fréquence plasma électronique en mode actif est fondé sur le maximum d'amplitude des spectres d'impédance mutuelle, il est possible que la fréquence déterminée soit celle des électrons les plus froids et non la fréquence plasma totale. Sur les périodes étudiées par Myllys et al. [submitted] indiquant un décalage entre le mode actif et passif, la sonde de Langmuir RPC-LAP observe des électrons froids.

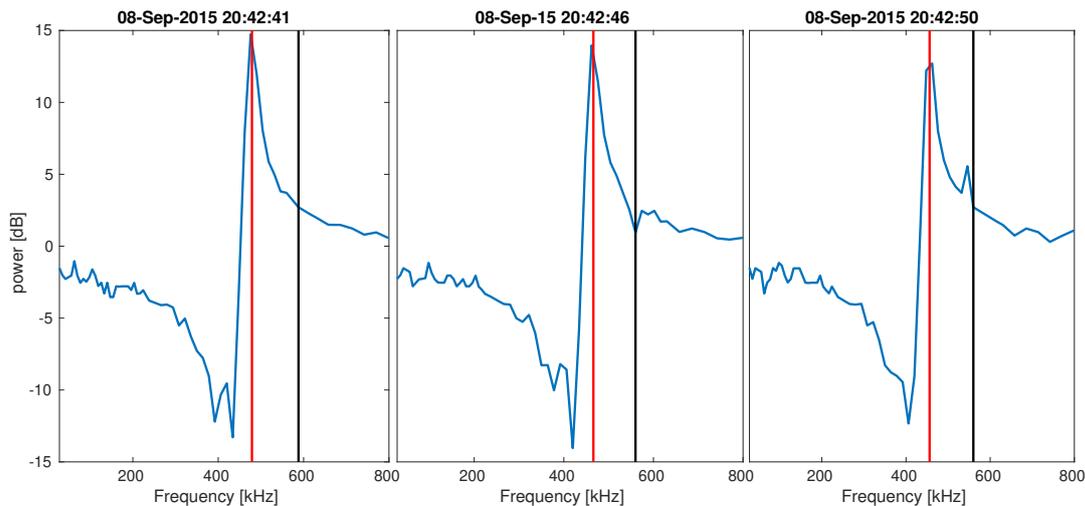


FIGURE 4.22 – Exemple de trois spectres d'impédance mutuelle successifs mesurés par RPC-MIP en actif en mode SDL Anti-Phase où l'écart entre la détection de la fréquence plasma électronique en mode actif (ligne rouge) est différente de celle en mode passif (ligne noire). Adaptée de Myllys et al. [submitted].

De plus, la présence d'électrons froids sur les mesures de RPC-MIP a permis de comprendre que la densité déterminée par RPC-MIP n'était pas forcément celle de la population chaude. Cette observation permet de comprendre les différences de densité électronique de la population chaude déterminée par RPC-IES et RPC-MIP. En effet, Myllys et al. [2019] a étudié cette population électronique pouvant être déterminée à partir des fonctions de distribution en vitesse des électrons mesurées par RPC-IES. Une comparaison avec des fonctions analytiques (de type kappa) ont permis d'isoler la contribution de la population dominante à celle de la population suprathermique. En comparant la densité de cette population de celle déterminée à partir de la fréquence plasma électronique, l'étude a montré qu'il existait de large différences de densités entre les deux instruments. La figure 4.23 présente la densité moyennée par jour de la population chaude déterminée à partir des données de RPC-IES (points rouges) et celle de RPC-MIP (points bleus) sur l'année 2016. L'histogramme donne le rapport du nombre de détection d'électrons froids avec le nombre total de spectres mesurés par RPC-MIP. Lorsque la différence de densité entre les deux instruments est important, l'observation d'électrons froids est élevée. Cela provient du fait que la fréquence plasma mesurée par RPC-MIP n'est pas directement reliée à la population chaude mais à la somme de la population chaude et froide, alors que pour RPC-IES, au mieux, une partie de la population chaude est détectée.

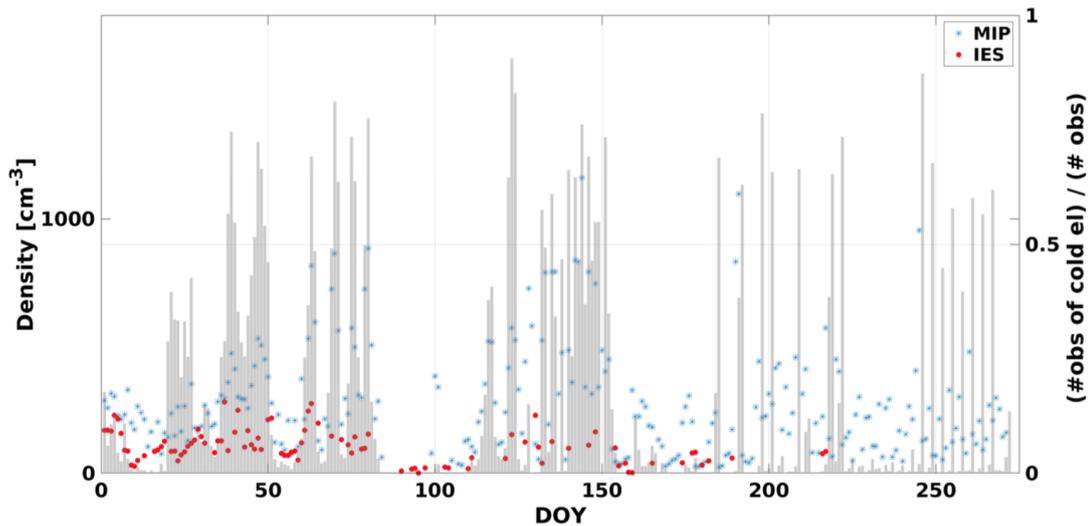


FIGURE 4.23 – Densité des électrons moyennée par jour sur l'année 2016 déterminée à partir des données de RPC-IES (points rouges) et des données de RPC-MIP (points bleus). L'histogramme gris représente le rapport d'observation d'électrons froids par RPC-MIP sur le nombre total de mesure par jour. Adaptée de Myllys et al. [2019].

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit la modélisation de la réponse instrumentale des sondes à impédance mutuelle en utilisant les potentiels des ondes électrostatiques calculés pour différentes fonctions de distribution en vitesse des électrons. Les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse m'ont permis de montrer plusieurs résultats importants :

L'approximation Landau n'est plus juste dans les conditions de RPC-MIP, PWI/AM²P et RPWI/MIME, pour lesquelles la distance émetteur-récepteur est de l'ordre de la longueur de Debye du milieu à explorer. Déjà abordée au chapitre 3 avec la modélisation du potentiel électrostatique, l'approximation Landau n'est plus valide dans les conditions des plasmas planétaires, c'est-à-dire lorsque que la longueur de Debye est de l'ordre de la distance émetteur-récepteur. Il est donc essentiel pour la modélisation des spectres d'impédance mutuelle pour la sonde à impédance mutuelle RPC-MIP et des expériences d'impédance mutuelle PWI/AM²P sur Bepi-Colombo et RPWI/MIME sur JUICE d'effectuer les calculs sur le modèle développé durant cette thèse. J'ai pu montrer que cette approche était équivalente à celle développée par Beghin [1995] pour laquelle le potentiel électrostatique est développé en série de Mittag-Leffler dans le cadre d'une fonction de distribution de type Maxwellienne.

Une seconde résonance apparaît sur les spectres d'impédance mutuelle dans un plasma à deux populations électroniques. Grâce à la modélisation de la réponse instrumentale dans le cas de fonctions de distribution contenant plusieurs populations électroniques, j'ai pu montrer que dans certaines conditions plasmas, les spectres d'impédance mutuelle décrivent une seconde résonance localisée autour de la fréquence plasma électronique de la population la plus froide. Cela est dû à la présence de deux modes dans le plasma : le mode principal de Langmuir et le mode acoustique électronique.

L'effet des électrons suprathermiques est visible sur les mesures d'impédance mutuelle.

J'ai réalisé des simulations numériques de la réponse instrumentale pour les fonctions de distribution observées dans le vent solaire où la partie suprathermique est composée par (i) une fonction de distribution de type kappa ou par (ii) un mélange d'une fonction kappa (aile) et d'une Maxwellienne (coeur). J'ai pu montrer qu'en considérant un mélange d'une kappa et d'une Maxwellienne, la seconde résonance devient moins visible sur les spectres d'impédance. Cela provient du fait que le mode acoustique électronique contribue moins à la propagation des ondes dans de tels plasmas. Cependant, la modélisation de la réponse instrumentale a été effectuée dans des conditions plasmas éloignées de celles du vent solaire afin de mieux exhiber l'effet de ces suprathermiques. Nous appliquerons des conditions plasmas plus réalistes en chapitre 6 avec la modélisation de la réponse instrumentale de PWI/AM²P dans le vent solaire et dans l'environnement de Mercure.

L'effet des charges électriques du satellite est non-négligeable sur les mesures de l'impédance mutuelle .

L'inhomogénéité du plasma autour du satellite et de l'instrument a été caractérisée par la modélisation du potentiel du satellite par des simulations 3D-PIC réalisée par L. Bucciantini [Bucciantini, 2017]. Avec G. Wattieaux, nous avons réimplémenté la méthode de Discrétisation Surfactive de Charge (DSCD) pour prendre en compte les charges électriques réparties sur le corps du satellite et sur l'instrument. G. Wattieaux a également adapté cette méthode pour prendre en compte l'inhomogénéité du plasma créée par ces charges autour de l'instrument. Cette inhomogénéité a été représentée par une gaine ionique présente autour de l'instrument. Ces deux modèles ont été couplés à mes simulations numériques du potentiel de l'onde électrostatique dans les plasmas hors équilibre thermodynamique.

Wattieaux et al. [2019] a étudié l'influence de la gaine ionique sur la réponse instrumentale. Nous verrons dans le chapitre suivant que ce modèle permet de retrouver et d'analyser les spectres d'impédance mutuelle dans l'ionosphère de 67P en présence de deux populations électroniques. Nous avons montré dans le cas de RPC-MIP que les charges réparties sur le satellite et sur l'instrument lui-même avaient un effet non-négligeable sur la mesure de la réponse instrumentale, plus particulièrement en mode SDL Phase où il est essentiel de prendre en compte l'influence des charges du satellite.

Les simulations de la réponse instrumentale ont permis de calibrer les données de RPC-MIP :

Grâce aux simulations de la réponse instrumentale, j'ai proposé une correction de la localisation de la fréquence plasma électronique en déterminant une relation entre la fréquence d'amplitude maximale, facilement détectable sur les spectres expérimentaux, et la fréquence plasma électronique totale en fonction de l'amplitude du spectre. Ces travaux ont été utilisés dans le cadre du travail de calibration des données d'impédance mutuelle de RPC-MIP pour obtenir la densité du plasma cométaire aujourd'hui archivée et disponible sur le *Planetary Science Archive* (PSA) de l'ESA.

De plus, la présence d'électrons froids ont permis de comprendre que la fréquence plasma mesurée par RPC-MIP n'était pas seulement due à la population chaude, ce qui explique la différence de densité de cette population également déterminée par intégration des fonctions de distribution mesurées par RPC-IES [Myllys et al., 2019].

Enfin, les simulations numériques ont permis de comprendre la différence de détection de la fréquence plasma électronique entre le mode passif et le mode actif. Ceci étant justifié au fait que la résonance principale sur le mode actif peut être localisée, non pas sur la fréquence plasma

totale mais sur la fréquence plasma des électrons froids [Myllys et al., submitted].

Les modèles caractérisent la présence de deux populations électroniques mesurées par RPC-MIP. Dans certaines conditions plasmas, les spectres d'impédance mutuelle possèdent une double-résonance caractéristique de la présence de deux populations électroniques. Cette double-résonance sur les spectres d'impédance mutuelle a été observée durant toute une partie de la mission *Rosetta* par la sonde RPC-MIP dans l'environnement cométaire de 67P/Churyumov-Gerasimenko. Un exemple de spectre avec double-résonance est montré en figure 4.24. Cette double-résonance a permis de caractériser le mélange d'une population chaude (issue d'une ionisation) et les électrons froids (électrons collisionnés). J'ai pu alors mené une étude sur l'observation des électrons froids par RPC-MIP dans l'ionosphère de 67P/Churyumov-Gerasimenko. Cette mise en évidence d'électrons froids est présentée dans le chapitre suivant et décrite dans Gilet et al. [submitted].

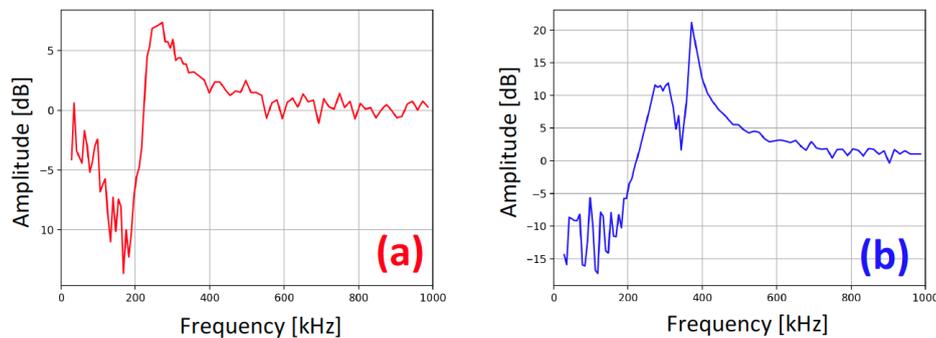


FIGURE 4.24 – Exemple de spectres d'impédance mutuelle mesurés par RPC-MIP dans l'ionosphère cométaire de 67P/Churyumov-Gerasimenko. A gauche : spectre possédant une simple résonance. A droite : spectre possédant une double-résonance.

Chapitre 5

Caractérisation des électrons froids par RPC-MIP dans l'ionosphère de 67P/Churyumov-Gerasimenko

Sommaire

5.1	Aperçu de la mission spatiale <i>Rosetta</i>	140
5.2	Ionosphère de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko	141
5.2.1	Electrons suprathermiques	141
5.2.2	Electrons chauds	142
5.2.3	Electrons froids	144
5.3	Détection des électrons froids par RPC-MIP	145
5.3.1	Aperçu de la détection d'électrons froids par RPC-MIP sur toute la mission cométaire	146
5.3.2	Détection des électrons froids selon le mode d'opération de RPC-MIP	147
5.4	Observations des électrons froids dans l'ionosphère de 67P	149
5.4.1	En fonction de la latitude et de la longitude	149
5.4.2	En fonction de la distance héliocentrique de 67P	151
5.4.3	En fonction de la distance cométo-centrique du satellite	153
5.4.4	Dans la cavité diamagnétique	155
5.5	Comparaison des observations des électrons froids avec RPC-LAP	158
5.5.1	Comparaison de la base de données de RPC-LAP et RPC-MIP	158
5.5.2	Comparaison des observations des électrons froids entre RPC-MIP et RPC-LAP	160
5.5.3	Résumé	162
5.6	Dynamique des électrons froids et chauds dans l'ionosphère de 67P	165
5.7	Conclusion	167

LA sonde à impédance mutuelle RPC-MIP à bord du satellite *Rosetta* a caractérisé l'ionosphère de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko pendant plus de deux ans : d'août 2014 à septembre 2016, en déterminant la densité des électrons par la mesure de la fréquence plasma électronique. Au sein de l'ionosphère de 67P, la population électronique analysée par RPC-MIP provient essentiellement de la photo-ionisation et de l'ionisation par impact électronique par interaction entre les radiations solaires et les particules neutres dégazées par la comète [Galand et al., 2016; Heritier et al., 2018]. Ces électrons ont une température située entre 5 et 10 eV [Odelstad et al., 2015]. On appellera *électrons chauds* cette population dans la suite de cette étude. Cependant, cette population électronique cohabite avec d'autres types d'électrons. Premièrement, l'analyseur à électrons (RPC-IES) à bord du satellite *Rosetta* a mesuré à partir des fonctions de distribution en vitesse particulière, des électrons à haute-énergie, appelés *électrons suprathermiques*. Leurs températures varient entre 10 et 100 eV. La présence d'électrons suprathermiques proche de la comète est encore incomprise. Différentes études ont montré que ces électrons pourraient être des électrons du vent solaire accélérés par différents processus physiques autour du noyau de la comète [Deca et al., 2017]. Cette population est assez diluée pour que sa densité ne puisse pas être mesurée par RPC-MIP. Deuxièmement, RPC-LAP a mis en évidence une autre population électronique spécifiée par une température inférieure à celle des électrons chauds de l'ordre de 0.1 eV [Edberg et al., 2019; Engelhardt et al., 2018; Eriksson et al., 2017; Odelstad et al., 2018]. Ces électrons ont été observés de manière sporadique, majoritairement entre mars 2015 et mars 2016 où l'activité de dégazage de la comète était la plus forte [Hoang et al., 2017]. Différents instruments des précédentes missions cométaires ont mesuré ce type de population électronique dans l'environnement cométaire de 1P/Halley et 21P/Giacobini-Zinner [Meyer-Vernet et al., 1986a; Zwickl et al., 1986] lorsque le satellite se rapprochait du noyau.

Dans le chapitre précédent, nous avons apporté la preuve qu'en présence de deux populations électroniques, les spectres d'impédance mutuelle étaient caractérisés par une double-résonance dans une certaine gamme de conditions plasmas. Grâce à la modélisation de la réponse instrumentale de RPC-MIP développée au cours de cette thèse, il a été possible de caractériser ce mélange d'électrons froids et chauds par la présence de ces double-résonances sur les spectres d'impédance mutuelle mesurés par RPC-MIP dans l'ionosphère de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko [Gilet et al., submitted]. Cette caractéristique est présente sur les données de manière notable à partir de juillet 2015 proche du périhélie de la comète jusqu'à la fin des opérations en septembre 2016. Ces observations réalisées par la sonde à impédance mutuelle ont permis de confirmer la présence d'électrons froids par une technique indépendante des sondes de Langmuir et ont apporté de nouvelles informations sur cette population.

Dans ce chapitre, nous détaillons l'étude que j'ai menée sur les électrons froids observés dans l'environnement cométaire de 67P/Churyumov-Gerasimenko par la sonde à impédance mutuelle RPC-MIP. Dans un premier temps, nous donnons un aperçu des orbites complexes décrites par le satellite *Rosetta* tout au long de la mission cométaire d'août 2014 à septembre 2016 (section 5.1). Ensuite, nous donnons une vue des différentes populations électroniques observées par les instruments plasmas à bord du satellite dans l'ionosphère de 67P (section 5.2). Nous nous focalisons ensuite sur la détection des électrons froids par RPC-MIP grâce à la présence d'une double-résonance sur les spectres d'impédance mutuelle en amplitude (section 5.3). Dans un deuxième temps, nous discutons des observations des électrons froids par rapport aux conditions de l'ionosphère autour de la comète 67P (section 5.4). Ensuite, nous avons réalisé une comparaison avec les observations effectuées par les sondes de Langmuir (section 5.5).

Nous verrons enfin que par des comparaisons directes avec les modèles de réponses instru-

mentales, il est également possible de détecter les électrons froids dans les conditions plasmas pour lesquelles la double-résonance n'est pas décrite sur les spectres d'impédance mutuelle (section 5.6).

5.1 Aperçu de la mission spatiale *Rosetta*

La mission *Rosetta* est la première mission cométaire à avoir suivi une comète pendant près de deux ans d'août 2014 à septembre 2016. La mission a permis de cartographier l'ionosphère de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko sous quasiment toutes les latitudes et longitudes, à différentes distances de la comète et pour différentes distances héliocentriques (de 1.21 UA à 3.8 UA, fig.5.6). La figure 5.1 présente l'évolution de la distance du satellite à la comète de décembre 2014 à septembre 2016. En début et en fin de mission, le satellite s'est approché à une vingtaine de kilomètres du noyau profitant de la faible activité de la comète en regard de sa distance par rapport au Soleil (~ 3 UA). Elle s'est ensuite peu à peu éloignée avant d'effectuer une première excursion à plus de 1000 km en septembre 2015 lorsque l'activité de dégazage de la comète est au plus fort au périhélie qui a eu lieu le 13 août 2015 lorsque la comète se situait à 1.21 UA du Soleil. Elle effectua une autre excursion en avril 2016 avant d'effectuer les manoeuvres de la descente finale en se rapprochant entre 10 et 20 km du noyau. La mission se termina le 30 septembre 2016 [Taylor et al., 2017].

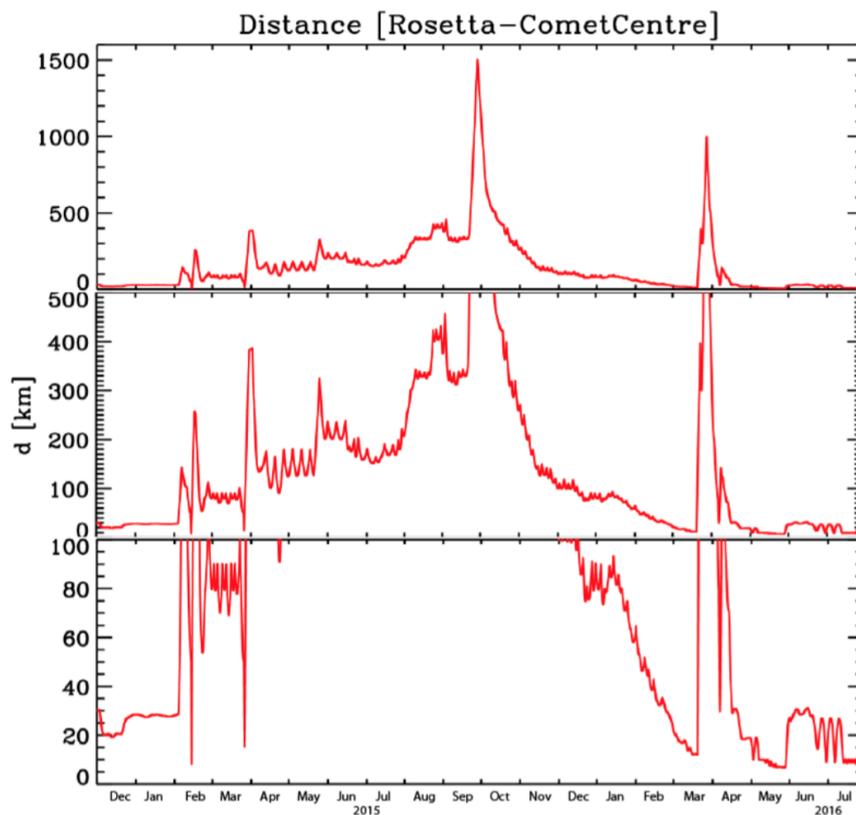


FIGURE 5.1 – Evolution de la distance de *Rosetta* à la comète de décembre 2014 à septembre 2016. Les trois graphiques représentent la même distance cométocentrique sur des échelles différentes. Adaptée de Taylor et al. [2017].

La figure 5.2 présente les trajectoires du satellite par rapport au noyau de la comète. Par sa complexité, les trajectoires de *Rosetta* ont pu décrire un maximum d'orbite autour de la comète, ce qui a permis de cartographier toute la surface et une majeure partie de l'ionosphère de la comète. La mission *Rosetta* a donc permis de caractériser l'environnement cométaire à différentes pé-

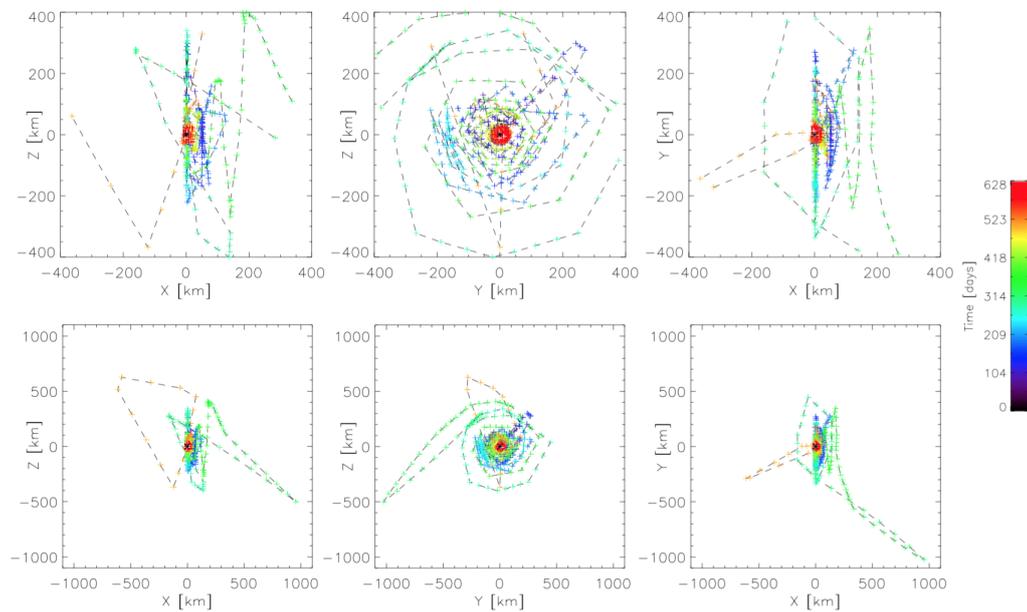


FIGURE 5.2 – Evolution des orbites du satellite *Rosetta* autour de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko du 1er janvier 2015 au 1 août 2015 dans le système de coordonnées CSEQ. La couleur indique la période. Adaptée de Taylor et al. [2017].

riodes d'activité de dégazage de la comète à différentes altitudes par rapport à la surface du noyau. Cela a permis de suivre les différents processus physiques de création d'une ionosphère cométaire et ainsi mieux appréhender la nature du plasma autour d'une comète.

5.2 Ionosphère de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko

Le satellite *Rosetta* a embarqué certains instruments permettant de caractériser les différentes populations électroniques. Il s'agit de l'analyseur à électrons (RPC-IES, [Burch et al., 2007]), des sondes de Langmuir (RPC-LAP, [Eriksson et al., 2007]) et de la sonde à impédance mutuelle RPC-MIP. Dans cette section, nous dressons un bilan des populations électroniques observées par les instruments du *Rosetta Plasma Consortium* [Carr et al., 2007]. Nous présentons tout d'abord les électrons suprathermiques observés par l'analyseur à électrons (RPC-IES) dans la section 5.2.1. Puis, nous détaillons l'observation des électrons chauds dans la section 5.2.2. Enfin, nous esquissons une introduction sur l'étude des électrons froids dans la section 5.2.3 avant de nous concentrer sur mon étude des observations de cette population par RPC-MIP dans la prochaine section.

5.2.1 Electrons suprathermiques

L'analyseur à électrons RPC-IES ([Burch et al., 2007]) a déterminé la fonction de distribution en vitesse en trois dimensions des électrons dans l'environnement cométaire. Ces mesures ont permis de caractériser les électrons suprathermiques dans l'ionosphère de 67P, dans le vent solaire ainsi que dans la magnétosphère induite de 67P. Par une comparaison avec des modèles analytiques de fonctions de distribution telles que les fonctions de distribution kappa, il est possible d'approximer les différents moments de la fonction de distribution tels que la densité ou la température électroniques. Par exemple, Clark et al. [2015] a utilisé les fonctions de type *flattop* sur les

cinq premiers mois de la mission cométaire d'août à décembre 2014 lorsque la comète se situait à une grande distance du Soleil (> 2 UA) où l'activité de dégazage du noyau était faible. Les comparaisons avec les fonctions analytiques ont permis de mettre en évidence la présence d'électrons suprathermiques ayant une température entre 10 et 200 eV. [Clark et al. \[2015\]](#) suggère que ces électrons ont été accélérés par les ondes hybrides basses générées par les *pick-up* ions ainsi que par un mélange d'électrons issus de l'ionisation par photoionisation ou par impact d'électrons à hautes énergies. Par une comparaison avec les mesures des électrons et des ions réalisés par RPC-MIP et RPC-LAP avec celles de RPC-IES, [Madanian et al. \[2016\]](#) suggère que les électrons suprathermiques deviennent thermalisés par des collisions avec les particules neutres provenant de la comète. Par comparaison avec des modèles numériques, les électrons suprathermiques pourraient (i) provenir du vent solaire, (ii) être produits par photo-ionisation ou (iii) accélérés par différents processus comme le champ électrique ambipolaire. [Broiles et al. \[2016b\]](#) s'est servi de fonctions de distribution de type kappa pour modéliser les fonctions de distribution mesurées par RPC-IES. Par cette méthode, l'étude a pu catégoriser plusieurs populations électroniques distinctes dont deux mesurées directement par RPC-IES, une première qui aurait pour origine le vent solaire et la deuxième pourrait provenir des photo-électrons ou peut-être des électrons chauffés par une troisième population. [Broiles et al. \[2016a\]](#) a étendu l'étude en prenant en compte différentes données du plasma. L'étude conclue que la seconde population observée précédemment est constituée de deux sous-populations : une en dessus de 8.6 eV corrélée avec la densité des neutres et celle en dessous de 8.6 eV corrélée avec le champ magnétique. [Myllys et al. \[2019\]](#) a étendu cette analyse sur toute la mission cométaire d'août 2014 à septembre 2016 en utilisant également une double kappa pour modéliser les fonctions de distribution en vitesse des électrons mesurées par RPC-IES. La densité de la population chaude varie entre 30 et 100 cm^{-3} et celle de la population suprathermique varie entre 0.08 et 3 cm^{-3} . En comparant avec les fonctions de distribution mesurées dans le vent solaire non perturbé ([Pierrard et al., 2016](#); [Štverák et al., 2009](#)), il s'avère que la population suprathermique est bien plus dense et froide que celle observée dans le vent solaire. Cette population observée dans l'environnement cométaire ne proviendrait donc pas directement des électrons suprathermiques du vent solaire comme indiqué par [Broiles et al. \[2016a\]](#). La partie suprathermique, provenant du vent solaire, pourrait avoir été accélérée par le champ électrique ambipolaire prédit par les simulations numériques ([Deca et al., 2017, 2019](#); [Madanian et al., 2016](#)).

5.2.2 Electrons chauds

Les sondes de Langmuir RPC-LAP ([Eriksson et al., 2007](#)) et la sonde à impédance mutuelle RPC-MIP ont été conçues pour caractériser les électrons chauds en terme de densité et de température. Les sondes de Langmuir utilisent le potentiel du satellite ainsi que la théorie OML sur les courbes courant-tension pour estimer la densité et la température des électrons chauds ([Odelstad et al., 2015, 2017](#)).

L'étude de cette population a permis de connaître les mécanismes de création des électrons et de l'ionosphère cométaire (section 5.2.2.1) ainsi que leur évolution dans les différentes conditions cométaires (section 5.2.2.2).

5.2.2.1 Processus de création des électrons chauds

Les électrons chauds sont créés par différents processus physiques. Les particules neutres provenant du dégazage de la comète réagissent avec les radiations solaires et le vent solaire selon différents mécanismes. [Galand et al. \[2016\]](#) a développé un modèle permettant de quantifier les processus de création des électrons (photo-ionisation, ionisation par impact électronique) ainsi

que les pertes via la comparaison en terme de densité électronique à grande distance héliocentrique (autour de 3 AU), c'est-à-dire lorsque la comète avait une faible activité. Un exemple de comparaison entre le modèle et les densités mesurées par RPC-MIP et déterminées par RPC-LAP (en fixant une température électronique) est illustré sur la figure 5.3. Heritier et al. [2018] a étudié les sources de photo-ionisation et d'impact électronique sur toute la période des opérations d'août 2014 à septembre 2016. Cette étude a conclu que les sources d'ionisation sont majoritairement dues à la photo-ionisation et de l'ionisation par impact électronique. Ce dernier processus est la principale source d'ionisation à larges distances héliocentriques (> 2 UA).

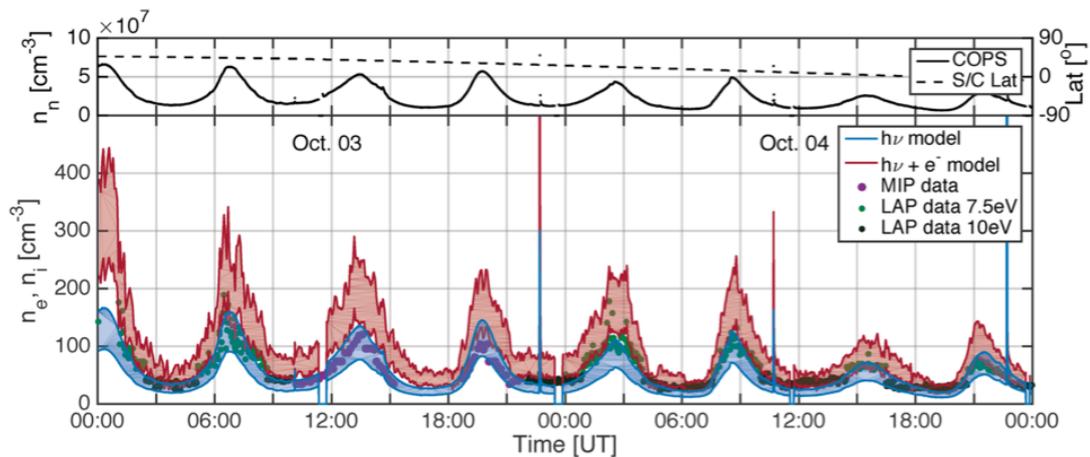


FIGURE 5.3 – Première figure : Evolution de la densité des particules neutres mesurées par ROSINA-COPS ainsi que de la latitude du satellite. Deuxième figure : Evolution de la densité électronique/ionique mesurée par RPC-MIP (points mauves) et par RPC-LAP en supposant la température des électrons à 7.5 eV (point vert) et 10 eV (point noir) comparées au modèle supposant uniquement une photo-ionisation (courbe bleue) ou une photo-ionisation avec une ionisation par impact électronique (courbe rouge) avec les barres d'erreur correspondantes. Adaptée de Galand et al. [2016].

5.2.2.2 Observations des électrons chauds

Les électrons issus d'une récente ionisation ont été observés par les sondes de Langmuir (RPC-LAP) et par la sonde à impédance mutuelle (RPC-MIP). Edberg et al. [2015] a utilisé la densité des ions mesurée à partir des courbes courant-tension des sondes de Langmuir ainsi que les densités électroniques déterminées par RPC-MIP lorsque RPC-MIP fonctionnait en mode LDL pour caractériser la distribution spatiale des électrons thermiques par rapport à la longitude/latitude ainsi que la distance cométo-centrique du satellite. L'étude effectuée en octobre 2014 où la comète est faiblement active, montre une corrélation avec la densité des neutres, mesurée par l'instrument ROSINA/COPS [Balsiger et al., 2007]. De plus, Odelstad et al. [2015] a analysé le potentiel du satellite $V_{S/C}$ dépendant de la densité et de la température des électrons chauds. Cette étude trouve les mêmes relations que [Edberg et al., 2015] en supposant une température des électrons fixée à 5 eV. Des événements solaires de type CIR ou CME ont également été observés, modifiant drastiquement l'ionosphère et en particulier la densité du plasma cométaire [Hajra et al., 2017].

5.2.3 Electrons froids

Une troisième population électronique a été observée dans l'ionosphère cométaire. Il s'agit des électrons thermalisés par les molécules neutres liées au dégazage de la cométaire. Nous présentons les observations de ces électrons lors des missions cométaires avant la mission *Rosetta* (section 5.2.3.1). Nous introduisons ensuite l'observation des électrons froids dans le cas de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko (section 5.2.3.2).

5.2.3.1 Précédentes observations d'électrons froids dans un environnement cométaire

Ces électrons froids ont été déjà observés sur les précédentes missions cométaires. La méthode de bruit thermique (section 1.2.3.2) à bord du satellite *ICE* a permis de caractériser la densité et la température des électrons de l'environnement ionisé de la comète 21P/Giacobini-Zinner [Meyer-Vernet et al., 1986a]. La figure 5.4 présente l'évolution de la densité et de la température des électrons mesurées par cet instrument à bord de *ICE* lors du survol de la comète 21P/Giacobini-Zinner. On constate que la température diminue lorsque le satellite s'est approché du noyau de la comète passant de 10 eV à environ 1 eV.

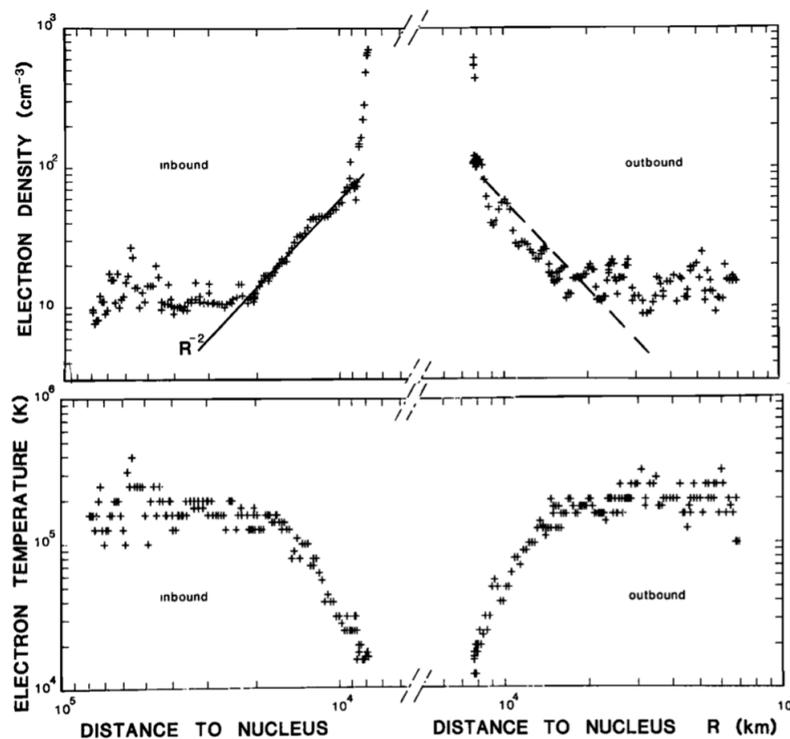


FIGURE 5.4 – Evolution de la densité et de la température des électrons relevées par la méthode de bruit thermique à bord du satellite *ICE* lors du survol de la comète 21P/Giacobini-Zinner. Adaptée de Meyer-Vernet et al. [1986a].

Des sondes de Langmuir ont également caractérisé la population électronique dans l'environnement cométaire de 1P/Halley. Ces sondes bord du satellite *VEGA-1* et *VEGA-2* [Grard et al., 1985] ont mesuré la densité électronique du milieu ionisé lors du survol de la comète 1P/Halley. La température électronique a également pu être déterminée par la sonde de Langmuir sur *VEGA-1*. La figure 5.5 présente les évolutions de la densité et de la température des électrons mesurées par la sonde de Langmuir à bord de *VEGA-1*. La température électronique se situe autour de 0.5 eV.

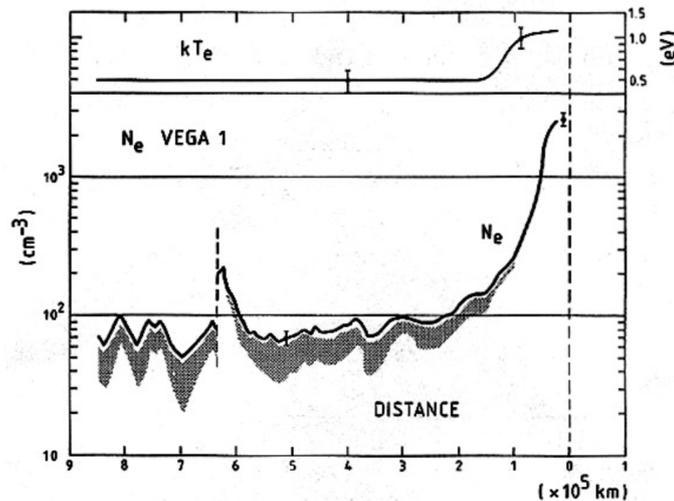


FIGURE 5.5 – Densité et température des électrons relevées par la sonde de Langmuir présente à bord du satellite *VEGA-1* dans l’environnement cométaire de 1P/Halley. Adaptée de [Grard et al. \[1985\]](#).

Ces deux observations des électrons froids ont été réalisées lors d’un seul survol à grande distance du noyau de la comète 1P/Halley dont la distance la plus proche était de 7800 km. Par conséquent, l’origine et l’évolution de cette population électronique suivant l’activité cométaire ou la distance cométocentrique n’étaient pas encore disponibles. Par conséquent, la mission *Rosetta* a représenté une grande opportunité pour les instruments du consortium plasma pour caractériser l’évolution du plasma cométaire lors d’un cycle orbital d’une comète.

5.2.3.2 Dans l’environnement de 67P

Les sondes de Langmuir RPC-LAP et la sonde à impédance mutuelle RPC-MIP ont observé cette population électronique ayant des températures autour de 0.1 eV et proche de celle des neutres (de l’ordre de 0.01 eV, [Gulkis et al., 2015](#)). Les sondes de Langmuir ont pu observer les électrons froids grâce aux courbes courant-tension [\[Eriksson et al., 2017\]](#). La pente de la courbe dépendant de la température électronique (section 1.2.2.1), RPC-LAP peut caractériser la présence d’électrons froids lorsque celle-ci domine le plasma. Un exemple de courbes I-V mesurés dans l’ionosphère de 67P en présence d’électrons froids est illustré dans [\[Eriksson et al., 2017, Fig. 2\]](#). Grâce à ma modélisation de la réponse instrumentale développée durant ces travaux de thèse, RPC-MIP peut également caractériser la présence d’une population froide grâce à la double-résonance présente sur les spectres d’impédance mutuelle. Nous allons voir l’étude de ces électrons froids observés par RPC-MIP dans la prochaine section avant de comparer ces observations avec les données de RPC-LAP dans la section 5.5.

5.3 Détection des électrons froids par RPC-MIP

Dans cette section, nous présentons un aperçu des détections des électrons froids par RPC-MIP sur toute la mission cométaire d’août 2014 à septembre 2016 (section 5.3.1) ainsi qu’une étude sur la détection des électrons froids par rapport au mode d’opération de l’instrument (section 5.3.2). Ces résultats sont également présentés dans le papier [Gilet et al. \[submitted\]](#).

5.3.1 Aperçu de la détection d'électrons froids par RPC-MIP sur toute la mission cométaire

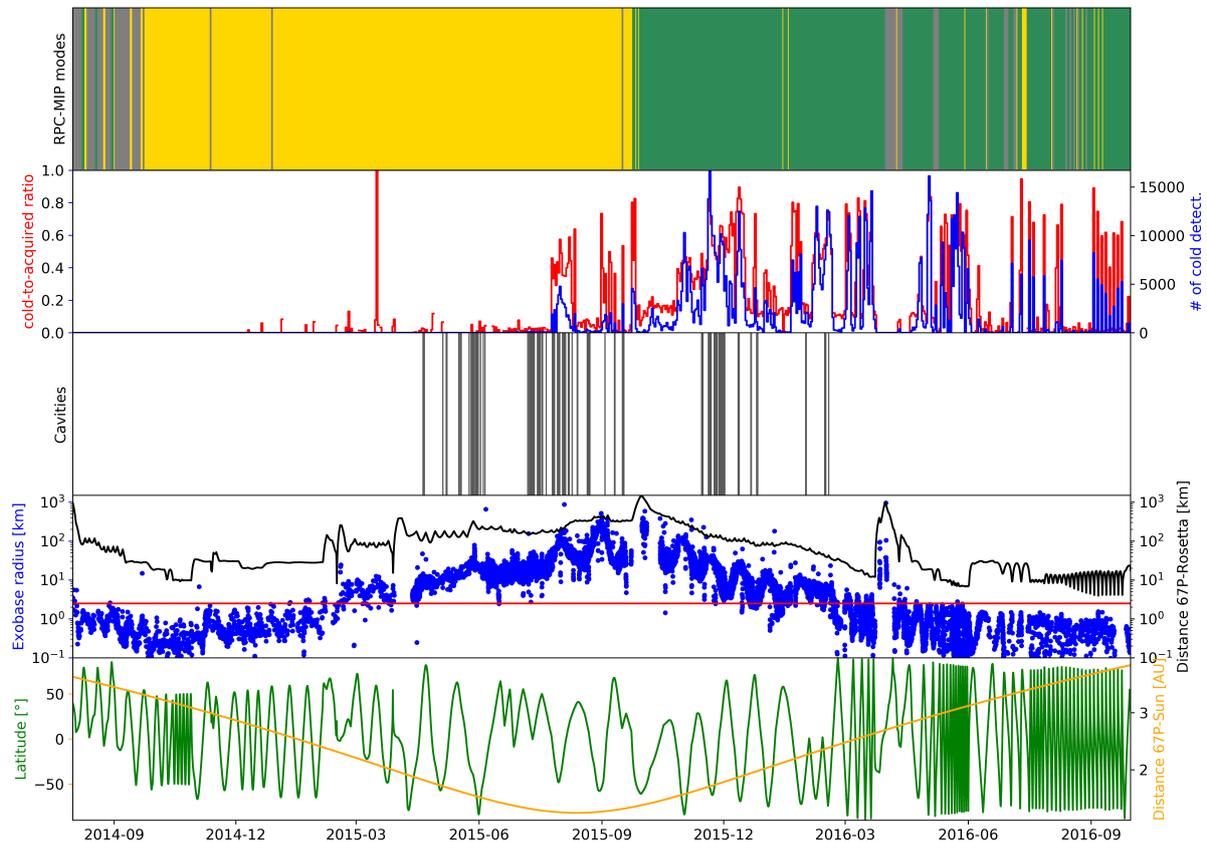


FIGURE 5.6 – Aperçu de la mission *Rosetta* d'août 2014 à septembre 2016. Premier panneau : Mode principal de RPC-MIP par jour. Le mode SDL Anti-Phase est représenté en jaune, le mode SDL Phase en vert et les autres modes (E_1, E_2 et LDL) en gris. Deuxième panneau : Statistique journalière de la détection d'électrons froids par RPC-MIP (bleu) et par rapport au nombre total de spectres mesurés par RPC-MIP (rouge). Troisième panneau : Localisation des passages dans la cavité diamagnétique observés par RPC-MAG. Quatrième panneau : la distance cométocentrique du satellite (courbe noire) ainsi que la longueur de *electron-exobase* (points bleus) exprimées en km. La surface de 67P est indiquée par la ligne rouge horizontale (autour de 2 km). Dernier panneau : latitude du satellite (courbe verte), exprimée en degré, et la distance héliocentrique (courbe jaune), exprimée en UA.

Un aperçu de la détection et de la localisation des électrons froids observés par RPC-MIP pour toute la partie de la mission cométaire de *Rosetta*, du 1er août 2014 au 30 septembre 2016, est proposé en figure 5.6. RPC-MIP est configurée selon deux modes principaux : le mode SDL (Short Debye Length) et le mode LDL (Long Debye Length) ainsi que quatre modes SDL : E_1 , E_2 , Anti-Phase et Phase. Durant les opérations dans l'environnement de la comète, RPC-MIP a utilisé tous les modes pour effectuer des mesures des spectres d'impédance mutuelle. Cependant, ces modes n'ont pas tous été utilisés de la même façon. Le premier panneau montre l'évolution du mode le plus utilisé chaque jour de la mission. Le mode SDL Anti-Phase est identifié par des barres jaunes tandis que le mode SDL Phase est représenté en vert. Les deux autres modes SDL E_1 et E_2 ainsi que le mode LDL sont rassemblés et représentés en gris sur la figure. Le mode SDL Anti-Phase était le mode principal d'octobre 2014 à septembre 2015 et que le mode SDL Phase

TABLEAU 5.1 – Statistiques de la détection d'électrons froids pour les modes d'opérations de RPC-MIP (E_1 , E_2 , Anti-Phase et Phase) pour toute la mission cométaire : le nombre total de spectres mesurés, le nombre de densité électronique déterminé, le pourcentage de détection d'électrons froids pour chaque mode SDL et le pourcentage de détection d'électrons froids pour tous les modes.

SDL sub-modes	E_1	E_2	Anti-Phased	Phased
# spectra	125 687 (2%)	290 021 (4%)	2 338 146 (34%)	4 099 980 (60%)
# density	0 (0%)	18 709 (6%)	251 286 (11%)	2 089 204 (51%)
% with cold e^- (per mode)	0	1	2	23
% with cold e^- (all)	0.0	0.3	5.0	94.8

était le mode principal de septembre 2015 à la fin des opérations en septembre 2016.

Le deuxième panneau contient le nombre de double-résonances observées sur les spectres de RPC-MIP chaque jour (courbe bleue) ainsi que le rapport réalisé par rapport au nombre de spectres total mesurés par RPC-MIP ce même jour (courbe rouge). La détection d'électrons froids est significative à partir de juillet 2015 proche du périhélie jusqu'à la fin des opérations.

Le troisième panneau montre les passages de Rosetta dans la cavité diamagnétique. Cette cavité est une région autour du noyau de la comète où le champ magnétique, celui provenant du vent solaire, devient nul [Goetz et al., 2016b]. Ces passages dans la cavité ont été détectés par le magnétomètre RPC-MAG [Glassmeier et al., 2007b] d'avril 2015 à février 2016 et listés dans Goetz et al. [2016a]. Les sondes de Langmuir RPC-LAP ont observé la présence quasi-systématique d'électrons froids dans la cavité diamagnétique [Edberg et al., 2019; Odelstad et al., 2018]. Nous analysons l'observation d'électrons froids par RPC-MIP dans cette cavité dans la section 5.4.4.

Le quatrième panneau montre différentes distances : la distance cométocentrique de *Rosetta* (en noir), la distance à la surface moyennée à 2 km de 67P (ligne rouge) ainsi que la limite estimée de la région où les électrons sont majoritairement refroidis par collision avec les neutres [Mandt et al., 2016]. Cette région a été observée le long de l'orbite de *Rosetta* entre mars 2015 et mars 2016. Les électrons froids devraient alors être majoritairement présents durant cette période. Nous fournissons plus de détails sur l'observation des électrons froids par rapport à cette région en section 5.4.3.

Le dernier graphe montre l'évolution de la latitude de *Rosetta* (courbe verte) ainsi que la distance héliocentrique de la comète 67P. Nous analysons l'observation des électrons froids par rapport à la latitude en section 5.4.1 et par rapport à la distance héliocentrique en section 5.4.2.

5.3.2 Détection des électrons froids selon le mode d'opération de RPC-MIP

Dans cette section, nous décrivons la détection des électrons suivant le mode d'opération de RPC-MIP. Pour cela, nous avons calculé pour les quatre modes SDL (i) le nombre de spectres mesurés, (ii) le nombre de spectres pour lequel la densité électronique a pu être déterminée, (iii) le pourcentage de détection d'électrons froids comparé au nombre de densité extraite au sein du mode ainsi que (iv) le pourcentage de détections d'électrons froids comparé à tous les modes SDL. Tous ces paramètres sont listés dans le tableau 5.1.

Le mode SDL E_1 a été utilisé très rarement ($\sim 2\%$), essentiellement au début de la mission cométaire en août 2014 loin du périhélie et lorsque *Rosetta* était loin du noyau cométaire (~ 100 km).

La densité des électrons était trop faible ($< 100 \text{ cm}^{-3}$) pour une détection claire de la fréquence plasma électronique par RPC-MIP. Par conséquent, le mode SDL E_1 n'a pas permis de donner une densité électronique et par conséquent il n'y a eu aucune détection d'électrons froids.

Le mode SDL E_2 a été utilisé sur toute la mission mais seulement sur de très courtes périodes (moins d'une heure). La densité des électrons a pu être déterminée sur 6% des spectres mesurés dans ce mode. Très peu d'électrons froids ont pu être détectés ($\sim 1\%$ du nombre total de spectres). Le mode SDL Anti-Phase a été le mode principal de septembre 2014 à septembre 2015 (34% de spectres total mesurés dans ce mode). Sur les spectres mesurés dans ce mode, 11% des spectres ont permis de retrouver la densité des électrons et 2% des spectres possédaient une double-résonance, caractérisant la présence d'électrons froids. On peut voir sur la figure que la détection d'électrons froids a essentiellement eu lieu lors du périhélie entre juillet et septembre 2015 (figure 5.6).

En septembre 2015, le mode principal est devenu le mode SDL Phase jusqu'à la fin des opérations en septembre 2016. Un peu plus de la moitié des spectres d'impédance (60%) a été mesurée dans le mode SDL Phase. Ce mode a permis de déterminer la densité électronique sur à peu près la moitié des spectres mesurés dans ce mode. 23% des spectres mesurés dans ce mode présente une évidence de la présence d'électrons froids sur les mesures. Cela représente au total 95% de toutes les détections d'électrons froids sur toute la base de données de RPC-MIP durant les opérations dans l'environnement de la comète.

Les modes SDL Anti-Phase et Phase ont été utilisés dans à peu près les mêmes conditions ionosphériques de la comète 67P en termes de distance héliocentrique, de distance cométocentrique, de latitude ainsi que de l'activité des neutres. Le plasma devrait alors être approximativement le même que l'on soit au début ou à la fin des opérations. Par conséquent, la température et la densité de la population des électrons chauds devraient être à peu près les mêmes [Myllys et al., 2019]. Cela veut dire que la fréquence plasma électronique (i.e. la densité électronique) a été plus facilement détectable en mode SDL Phase qu'en mode SDL Anti-Phase. L'amplitude du spectre d'impédance autour de la fréquence plasma électronique est reliée à la longueur de Debye λ_D . Lorsque la longueur de Debye est petite (c'est-à-dire une grande densité électronique ou une relativement faible température électronique) comparée à la distance émetteur-récepteur ($\sim 40\text{-}60 \text{ cm}$), la résonance principale localisée autour de la fréquence plasma est clairement visible sur le spectre d'impédance. Lorsque la longueur de Debye est grande, de l'ordre de la distance émetteur-récepteur, la résonance est moins visible et la mesure de la fréquence plasma électronique peut être difficile voire impossible à identifier. Cependant, la longueur de Debye ne devrait pas changer que l'on soit avant ou après le périhélie, on peut donc supposer que la densité électronique devrait être la même. La différence en termes de détection des électrons entre le mode SDL Phase et le mode SDL Anti-Phase peut s'expliquer grâce à la modélisation de l'impédance mutuelle.

En effet, Wattiaux et al. [2019] a modélisé les spectres d'impédance mutuelle en mode SDL Phase et en mode SDL Anti-Phase dans les mêmes conditions plasmas. Cette étude a conclu que la dynamique de mesure était plus grande en mode SDL Phase, ce qui rend la détection de la fréquence plasma ainsi que de la double-résonance plus facile par rapport au mode SDL Anti-Phase.

En ce qui concerne les détections d'électrons froids, la longueur de Debye des électrons froids est inférieure à la longueur de Debye des électrons chauds. Ainsi, la résonance de la population froide devrait également être visible dans le mode SDL Anti-Phase. Sachant que la résonance principale du mode SDL Anti-Phase n'est pas totalement décrite, la résonance située à proximité de la fréquence du plasma froid peut être considérée comme la résonance principale qui conduit à une erreur dans la mesure de la densité électronique (environ 20%). Deuxièmement, la densité totale des électrons augmente près du périhélie en raison de l'activité élevée des neutres provenant du noyau de la comète. En supposant que la température des électrons est constante, la longueur de

Debye diminue près du périhélie ce qui permet de détecter plus facilement la fréquence totale du plasma électronique sur les spectres d'impédance mutuelle. Par conséquent, de juillet 2015 à septembre 2015, une double-résonance est détectée dans les spectres d'impédance mutuelle lorsque RPC-MIP fonctionne en mode SDL Anti-phase.

En conclusion, nous avons constaté que la caractérisation de la présence des électrons cométaires froids sur les spectres RPC-MIP dépend fortement du mode opérationnel de RPC-MIP. Dans la suite de cette étude, nous nous concentrons uniquement sur l'observation des électrons froids sur les spectres d'impédance mutuelle mesurés dans le mode SDL Phase.

5.4 Observations des électrons froids dans l'ionosphère de 67P

Dans cette section, nous discutons des observations des électrons froids à partir des données de RPC-MIP en fonction de : (i) la latitude et la longitude (section 5.4.1), (ii) la distance héliocentrique (section 5.4.2), (iii) la distance cométocentrique (section 5.4.3) et (iv) des régions non magnétisées, appelées cavités diamagnétiques (section 5.4.4). Cette étude que j'ai menée sur ces observations est également décrite dans [Gilet et al. \[submitted\]](#).

5.4.1 En fonction de la latitude et de la longitude

[Eriksson et al. \[2017\]](#) a émis l'hypothèse que les électrons froids provenaient essentiellement des électrons refroidis par collisions avec les particules neutres provenant de l'activité de dégazage de la comète. Durant les opérations, l'activité de dégazage de la comète a été fortement inhomogène et dépend de l'illumination du noyau de la comète par le Soleil. L'illumination dépend fortement de la latitude et de la longitude. La figure 5.7 présente une cartographie de la comète par rapport à la latitude et à la longitude de l'illumination au Soleil (première ligne) et de la densité des particules neutres pour différentes espèces : H₂O (deuxième ligne), CO₂ (troisième ligne) et CO (dernière ligne) [\[Hoang et al., 2017\]](#). Cette cartographie a été réalisée sur plusieurs périodes : du 1^{er} novembre 2014 au 14 février 2015 (période B, première colonne), et du 1^{er} décembre 2015 au 15 février 2016 (période C, deuxième colonne). L'illumination et la densité des particules neutres sont fortement liées.

Pour la période B, l'illumination a été plus élevée dans l'hémisphère nord tandis que l'illumination a été plus élevée dans l'hémisphère sud pour la période C.

En se concentrant sur la période durant laquelle RPC-MIP effectuait des mesures en mode SDL Phase (septembre 2015 à septembre 2016), l'activité cométaire a été plus élevée dans l'hémisphère sud que dans l'hémisphère nord. Durant cette période, la population neutre était dominée par les molécules d'eau [\[Läuter et al., 2019\]](#) jusqu'en mai 2016. De mai 2016 jusqu'à la fin des opérations, l'activité était toujours élevée dans l'hémisphère sud en raison du CO₂ qui a dominé les neutres, et qui ont une température de sublimation inférieure à H₂O [\[Heritier et al., 2018\]](#). Par conséquent, pendant la période où RPC-MIP fonctionnait principalement en mode SDL Phase, l'activité de dégazage des neutres était plus élevée dans l'hémisphère sud. Ainsi, les électrons froids devraient être essentiellement détectés dans l'hémisphère sud.

La figure 5.8 montre une cartographie 2D en longitude/latitude du rapport de spectres de RPC-MIP présentant une signature d'électrons froids par rapport au nombre total de spectres mesurés par RPC-MIP en mode SDL Phase sur deux périodes de temps différentes. La première carte (gauche) contient ce rapport entre le 4 septembre 2015 et le 21 mai 2016 lorsque l'hémisphère nord (resp. sud) était en hiver (resp. été). La couleur indique la valeur de ce rapport. La deuxième carte montre ce rapport sur la période du 22 mai 2016 au 30 septembre 2016 pendant laquelle l'hémi-

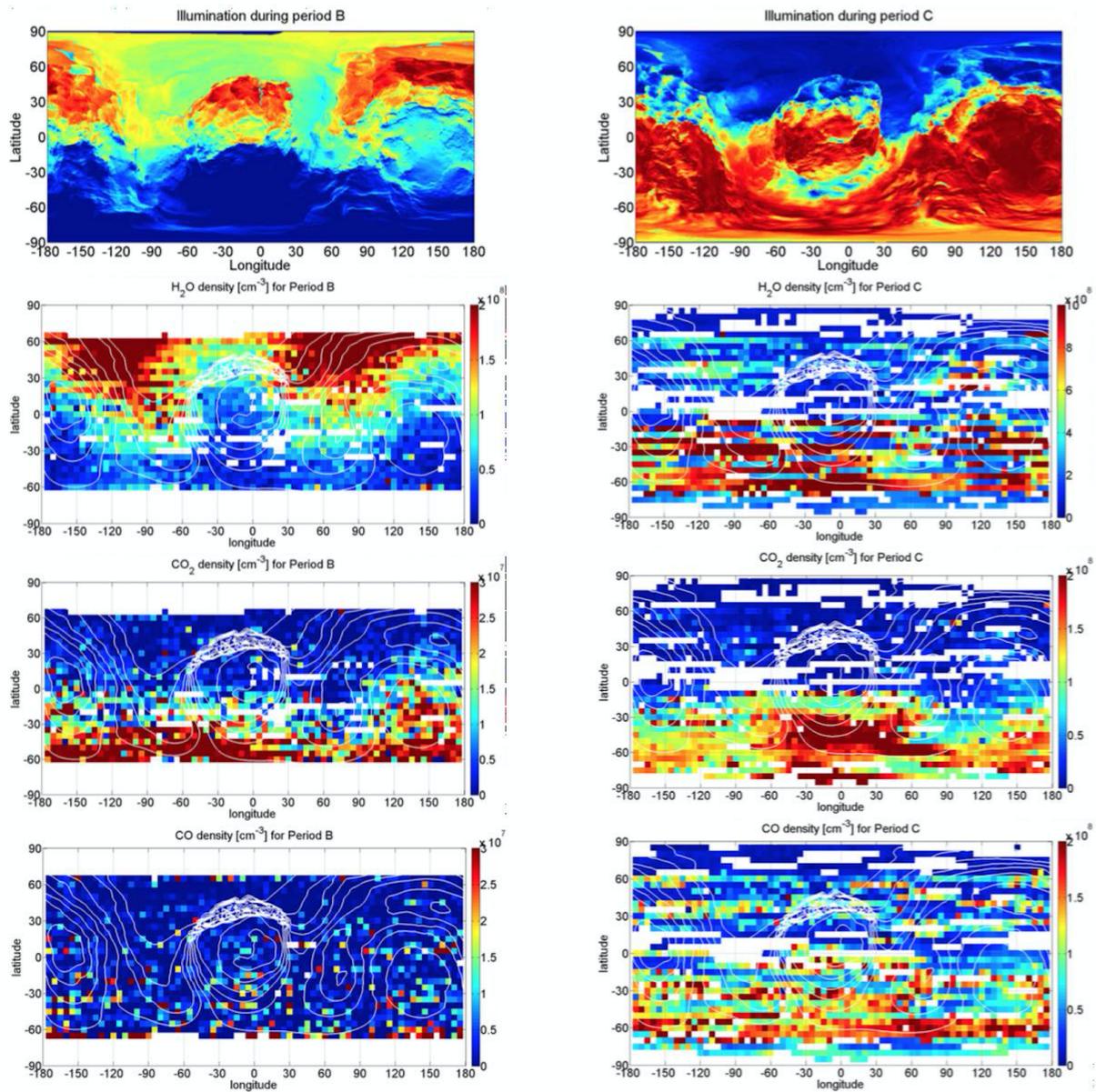


FIGURE 5.7 – Cartographie de l'illumination au Soleil et de la densité des particules neutres, exprimée en cm^{-3} , en fonction de la longitude et de la latitude pour différentes périodes (B : 1^{er} novembre 2014 au 15 février 2015, C : 1^{er} décembre 2015 au 15 février 2016) et ceux pour plusieurs espèces : H₂O (deuxième ligne), CO₂ (troisième ligne) et CO (dernière ligne). Adaptée de [Hoang et al. \[2017\]](#).

sphère nord (resp. sud) était au printemps (resp. en automne). Nous constatons que la détection des électrons froids par RPC-MIP était plus élevée dans l'hémisphère sud pour les deux périodes, ce qui corrobore avec le fait que l'activité des neutres est plus élevée dans l'hémisphère sud sur ces deux périodes. Par conséquent, l'observation d'électrons froids est liée avec les particules neutres, ce qui semble être en accord avec le fait que les électrons issus d'une récente ionisation sont refroidis par collision avec les neutres.

La figure 5.9 montre quatre histogrammes du nombre total de spectres mesurés par RPC-MIP dans le mode SDL Phase (barres noires), du nombre de densité électronique fournie (barres rouges)

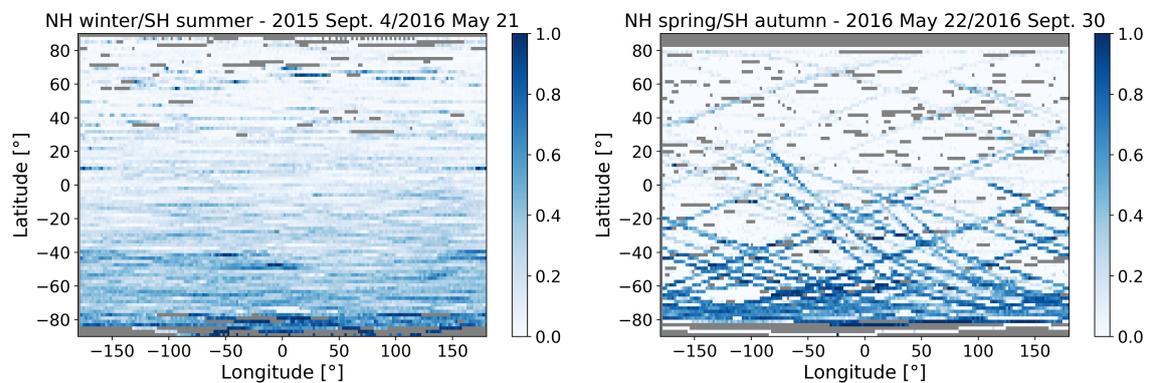


FIGURE 5.8 – Cartographie du rapport de spectres mesurés par RPC-MIP ayant une signature d'électrons froids par rapport au nombre total de spectres mesurés par RPC-MIP en mode SDL Phase. A gauche : Carte 2D en longitude/latitude du 4 septembre 2015 au 21 mai 2016 où l'hémisphère sud (resp. nord) était en été (resp. hiver). A droite : Carte 2D de longitude/latitude du 22 mai 2016 au 30 septembre 2016 où le sud (resp. nord) était en automne (resp. printemps). La barre de couleur représente le rapport de spectres présentant une signature d'électrons froids mesurée par RPC-MIP entre 0 (blanc) et 1 (bleu). Les régions grisées sont les régions pour lesquelles il n'y a pas de données.

et du nombre de spectres mesurés par RPC-MIP ayant une signature d'électrons froids (barres bleues). Les histogrammes présentés en première et deuxième lignes dépendent respectivement de la latitude, exprimée par le sinus, et de la longitude. Pour s'assurer que les observations ne sont pas biaisées, nous avons également calculé le rapport de spectres présentant une signature d'électrons froids par rapport au nombre total de spectres mesurés par RPC-MIP (carré jaune). Nous constatons que ce rapport est élevé lorsque la latitude est faible (sinus négatif), c'est-à-dire lorsque *Rosetta* était dans l'hémisphère sud, et ceux pour les deux périodes. Le rapport de double-résonance passe d'environ 0.1 dans l'hémisphère nord à 0.4 dans l'hémisphère sud et monte jusqu'à 0.6 durant la dernière partie des opérations au niveau des pôles sud de la comète. En ce qui concerne la longitude, les spectres mesurés par RPC-MIP sont équitablement répartis. Le rapport est presque constant (~ 0.2) avec un léger maximum autour de 150° de longitude, ce qui correspond au cou de la comète où l'activité de dégazage des molécules cométaires est plus élevée [Odelstad et al., 2015].

5.4.2 En fonction de la distance héliocentrique de 67P

L'activité de dégazage des neutres a également évolué avec la distance de la comète du Soleil [Hansen et al., 2016]. Ce dégazage a augmenté près du périhélie (août 2015) lorsque 67P était à 1.24 UA et a diminué progressivement lorsque 67P s'est éloignée du Soleil [Läuter et al., 2019]. A la fin des opérations en septembre 2016, 67P était à 3.8 UA du Soleil. En supposant que les électrons sont refroidis par les neutres, l'observation des électrons froids devrait donc être plus élevée lorsque 67P était proche du Soleil (i.e. durant le périhélie). La figure 5.10 montre un histogramme du nombre de spectres mesurés par RPC-MIP en mode SDL Phase (barres noires), le nombre de densité électronique déterminée à partir des spectres de RPC-MIP (barres rouges) et des spectres de RPC-MIP ayant une signature d'électrons froids (barres bleues) comparés à la distance héliocentrique exprimée en UA. Nous voyons que RPC-MIP a observé des électrons froids à toutes les distances héliocentriques de 1.25 UA, près du périhélie, à 3.8 UA à la fin des opérations. L'observation des électrons froids n'a donc pas diminué lorsque 67P s'est éloignée du Soleil tandis que

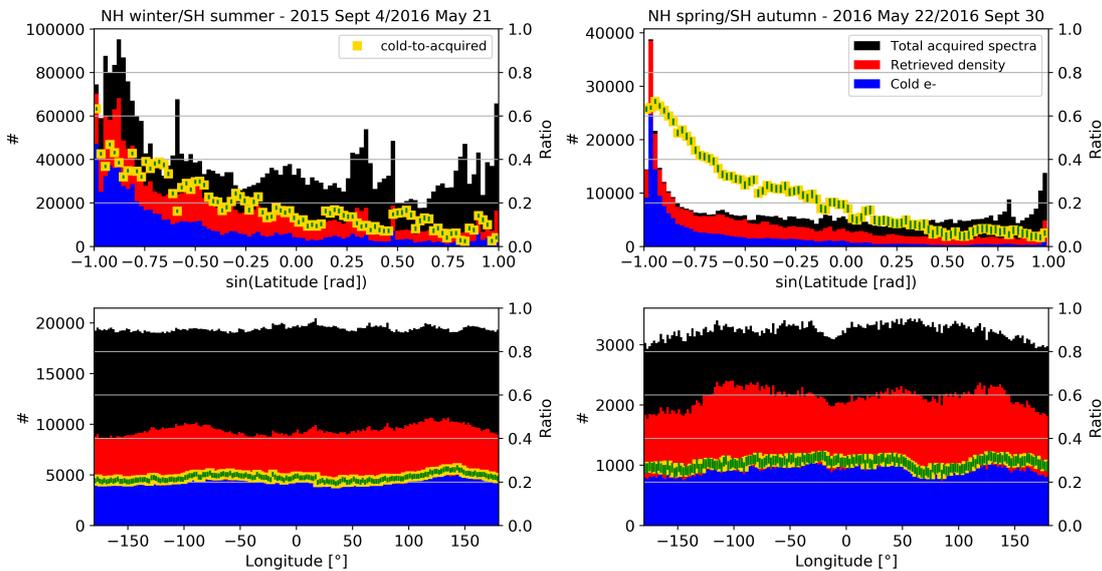


FIGURE 5.9 – Histogrammes du nombre de signatures d'électrons froids RPC-MIP (barres bleues), du nombre de mesures de densité d'électrons RPC-MIP fournies (barres rouges) et du nombre total de spectres d'impédance mutuelle acquis dans le mode SDL Phase (barres noires) par rapport au sinus de la latitude (panneaux supérieurs), et la longitude (panneaux inférieurs) exprimée en degrés. Le rapport entre les signatures d'électrons froids et le nombre total de spectres d'impédance mutuelle acquis est représenté par des carrés jaunes. *Panneaux de gauche* : Du 4 septembre 2015 au 21 mai 2016 correspondant à l'hémisphère sud (resp. nord) en été (resp. hiver). *Panneaux droits* : Du 22 mai au 30 septembre 2016 correspondant à l'hémisphère sud (resp. nord) en automne (resp. printemps).

l'activité de dégazage des neutres cométaires diminuait [Läuter et al., 2019]. Le rapport entre le nombre de spectres présentant une caractéristique d'électrons froids par rapport au nombre total de spectre (carré jaune) varie fortement par rapport à la distance héliocentrique. Près de 2.7 UA, la détection des électrons froids diminue du fait que *Rosetta* était loin du noyau de la comète (*night-side excursion*). Cette région a été grisée sur l'histogramme. De plus, durant la dernière partie de la mission (à partir de 3.2 UA), RPC-MIP est passé du mode burst (~3 s par mesure) au mode normal (~30 s), ce qui explique la diminution du nombre total de spectres RPC-MIP mesurés. Pour chaque barre, nous avons aussi calculé le rapport de la période où *Rosetta* était dans l'hémisphère sud. Ce rapport est illustré par les carrés verts. Entre 1.24 UA et 3.2 UA, on constate une forte corrélation entre l'observation d'électrons froids par RPC-MIP et le fait que le satellite se trouvait majoritairement dans l'hémisphère sud (rapport supérieur à > 0.5). C'est donc principalement la latitude qui explique la variation des électrons froids par RPC-MIP par rapport à la distance héliocentrique. Cependant, durant la dernière partie des opérations (de 3.2 UA à 3.8 UA), le satellite a navigué à toutes les latitudes soit un rapport de 0.5 environ. Ainsi, l'observation des électrons froids est non-biaisée par rapport à la latitude. Sur cette gamme de distance héliocentrique, le rapport de spectres ayant des signatures d'électrons froids varie toujours autant. Nous allons alors comparer l'observation des électrons froids par rapport à la distance cométocentrique qui a beaucoup varié durant la dernière partie des opérations.

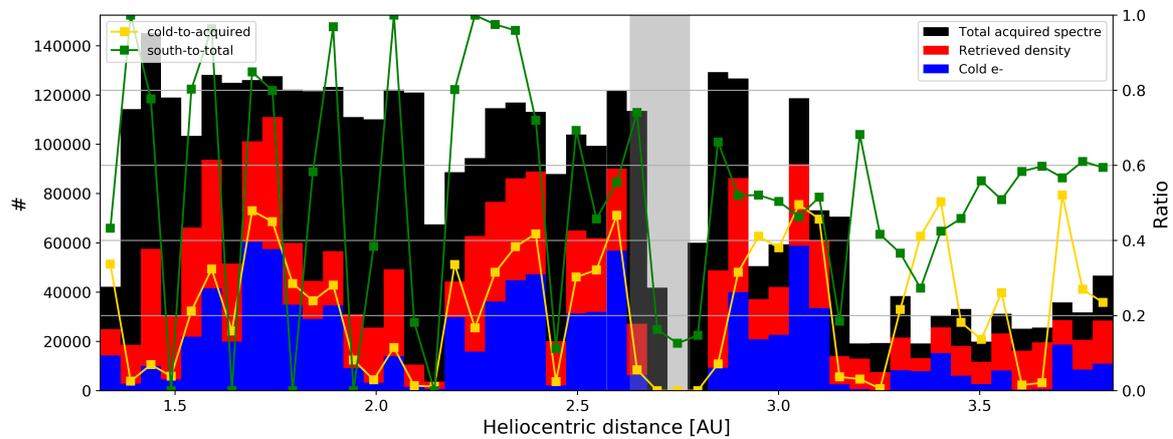


FIGURE 5.10 – Histogramme du nombre de détections d'électrons froids par RPC-MIP (barres bleues), du nombre de mesures de densité d'électrons par RPC-MIP (barres rouges) et du nombre de spectres d'impédance mutuelle acquis en mode SDL Phase (barres noires) en fonction de la distance héliocentrique exprimée en UA. Le rapport entre la détection d'électrons froids et les spectres d'impédance mutuelle totaux acquis est indiqué par une ligne carrée jaune. La ligne carrée verte indique la fraction du temps où *Rosetta* se trouvait dans l'hémisphère sud. Les distances héliocentriques correspondantes au cas où le satellite effectuait la *nightside excursion*, a été grisée.

5.4.3 En fonction de la distance cométocentrique du satellite

La densité des électrons issus de l'ionisation varie proportionnellement à l'inverse de la distance à la comète. Différentes études ont analysé ce profil de densité électronique [Edberg et al., 2015; Hajra et al., 2018; Henri et al., 2017; Heritier et al., 2018]. Myllys et al. [2019] a montré que cette population électronique déterminée à partir des fonctions de distribution mesurées par RPC-IES variait également de la même manière suivant la distance cométocentrique. Nous allons voir dans cette section si les électrons froids vérifient les mêmes propriétés. La figure 5.11 montre quatre histogrammes du nombre de spectres mesurés par RPC-MIP dans le mode SDL Phase (barres noires), du nombre de densité électronique fournie (barres rouges) et du nombre de spectres mesurés par RPC-MIP ayant une signature d'électrons froids (barres bleues) en mode SDL Phase selon la distance cométocentrique exprimée en km. Le rapport de spectres ayant une signature d'électrons froids par rapport au nombre total de spectres mesurés par RPC-MIP est également indiqué par des carrés jaunes. Nous avons également ajouté le rapport du temps passé par le satellite dans l'hémisphère sud. Ce rapport est indiqué par les carrés verts. Les histogrammes ont été réalisés pour des gammes différentes de distances héliocentriques.

A proximité du périhélie (de 1.3 à 1.9 UA, correspondant à la période allant du 12 septembre 2015 au 16 décembre 2015, figure en haut à gauche), le satellite a navigué loin de la comète de 100 km à 1500 km (seule la partie de l'histogramme jusqu'à 600 km est indiquée). Comme nous l'avons vu dans la section précédente, les détections d'électrons froids sont plus élevées lorsque le satellite était dans l'hémisphère sud. Ce fait est clairement visible dans cet histogramme pour une distance cométocentrique autour de ~150 km et de 200 km à 300 km. Par conséquent, la variation de la détection des électrons froids est principalement due à la latitude et non à la distance cométocentrique. Les électrons froids sont détectés loin de la comète où *Rosetta* était à plus de 500 km. Cependant, le rapport du nombre de spectres ayant une signature d'électrons froids a tendance à diminuer lorsque le satellite s'éloigne du noyau. En effet, ce rapport passe de 0.5 aux alentours de 125 km à moins de 0.1 aux alentours de 525 km. Cette observation suggère que la densité des

électrons froids varient également en $1/r_{67P}$, du fait que les molécules neutres soient plus rares à de telles distances.

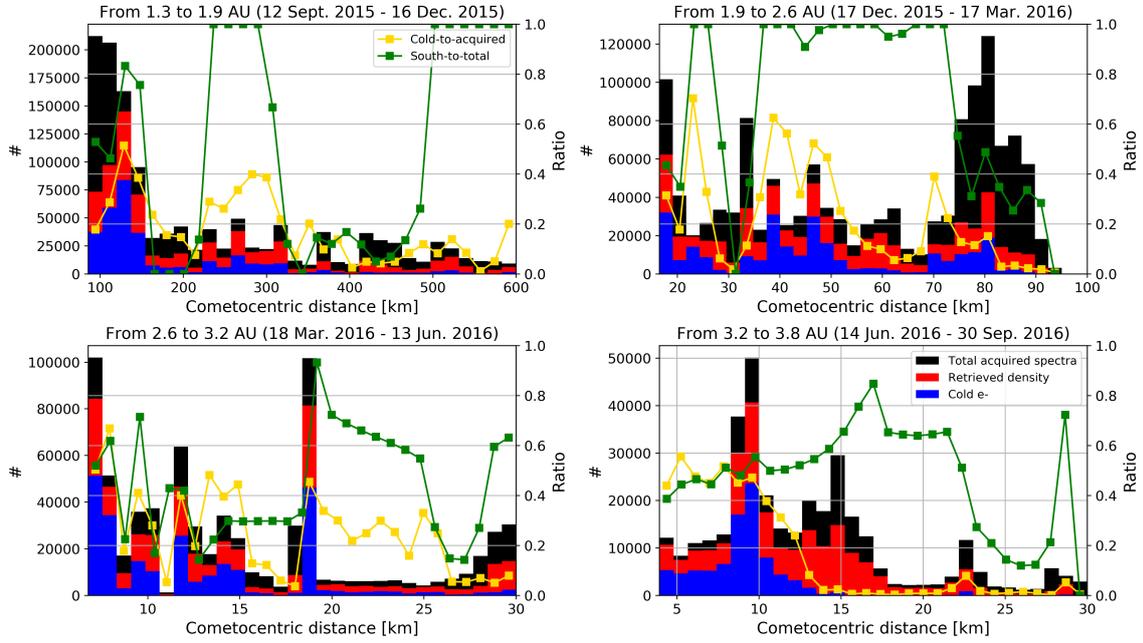


FIGURE 5.11 – Histogrammes du nombre de détections d'électrons froids par RPC-MIP (barres bleues), du nombre de mesures de densité d'électrons de RPC-MIP (barres rouges) et du nombre de spectres d'impédance mutuelle acquis en mode SDL Phase (barres noires) en fonction de la distance cométocentrique exprimée en km. Le rapport entre les électrons froids et les spectres d'impédance mutuelle totaux acquis (carrés jaunes) est indiqué par une ligne quadrillée jaune. La ligne carrée verte indique la fraction du temps où *Rosetta* se trouvait dans l'hémisphère sud. Chaque histogramme est réalisé pour différentes plages de distance héliocentrique.

Quand 67P naviguait entre 1.9 UA à 2.6 UA du Soleil (7 décembre 2015 au 17 mars 2016), *Rosetta* était plus proche du noyau de 20 km à 100 km (figure en haut à droite). L'effet de la latitude est également observé autour de 25 km avec un maximum de détection des électrons froids lorsque le satellite était principalement dans l'hémisphère sud et un minimum autour de 30 km lorsque le satellite était dans l'hémisphère nord. Comme nous l'avons observé précédemment, le rapport du nombre de spectres ayant une signature d'électrons froids diminue lorsque *Rosetta* est loin de la comète. Les mêmes observations peuvent être faites lorsque la comète se situait entre 2.6 UA et 3.2 UA.

Concernant la dernière partie des opérations de 3.2 UA à 3.8 UA, correspondant à la période allant du 14 juin 2016 au 30 septembre 2016, le satellite était à une distance proche du noyau jusqu'à sa descente finale [Heritier et al., 2017]. De 2 km à 15 km, le satellite a exploré toutes les latitudes. Par conséquent, cette partie de l'histogramme n'est pas biaisée par l'effet de la latitude. On voit que le rapport du nombre de spectres ayant une signature d'électrons froids diminue nettement lorsque la distance cométocentrique augmente, ce qui est conforme au fait que la densité électronique diminue en $1/r_{67P}$.

De plus, Mandt et al. [2016] suggère la présence d'une région dominée par les collisions électron-neutre appelée *exobase* autour du noyau de 67P. La longueur L_{en} de cette exobase a été définie comme suit :

$$L_{en} = r_{slc}^2 n_{neutres} \sigma_{en} \quad (5.1)$$

où σ_{en} est la section transversale électron-neutre pour les électrons de 5 eV pour la molécule H_2O , $\sigma_{en} \simeq 5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ [Itikawa et Mason, 2005], $r_{s/c}$ est la distance cométocentrique de *Rosetta* et $n_{neutral}$ est la densité des neutres, à la localisation de *Rosetta*, donnée par le capteur de pression ROSINA COMET (COPS) [Balsiger et al., 2007]. La longueur de l'exobase est indiquée sur la figure 5.6 par les points bleus durant toute la phase cométaire. La limite des deux kilomètres (surface moyenne de 67P) est illustrée par la ligne horizontale rouge. Aucun refroidissement par collision n'est alors prévu lorsque la distance de l'exobase L_{en} est inférieure à la taille du noyau. Par conséquent, cette région ne s'est formée qu'à proximité du périhélie de mars 2015 à mars 2016, ce qui signifie qu'aucun électron ne devrait être refroidi en dehors de cette période. Cependant, nous avons vu que RPC-MIP observait des électrons froids jusqu'à la fin des opérations. De mars 2016 à septembre 2016, le taux de CO_2 a dominé la composition des neutres [Gasc et al., 2017; Heritier et al., 2018]. La section transversale CO_2 pour un électron de 5 eV est égale à $4.58 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$, ce qui est presque la même que pour le H_2O [Itikawa, 2002]. Par conséquent, la prédominance du dioxyde de carbone dans l'hémisphère sud durant la dernière partie des opérations ne peut expliquer le fait que les électrons froids ont été observés loin du périhélie.

La figure 5.12 montre un diagramme de la longueur de l'exobase électronique calculée avec σ_{en} pour la molécule H_2O comparé à la distance cométocentrique de *Rosetta* exprimée en km. Les points bleus indiquent la présence d'électrons froids des spectres RPC-MIP et en points gris tous les spectres acquis en mode SDL Phase. La ligne bleue montre la surface de 67P prise à 2 km. La ligne rouge correspond au cas où L_{en} est égal à $r_{s/c}$.

Premièrement, l'observation des électrons froids ne dépend pas de la longueur de l'exobase. En effet, les électrons froids sont observés pour toutes les longueurs de l'exobase de 0.1 km à 1000 km. De plus, les électrons froids ont été observés lorsque cette longueur était inférieure à 2 km (c'est-à-dire la surface de 67P). Cela correspond aux données représentées à gauche de la ligne verticale bleue sur la figure 5.12. Deuxièmement, les électrons froids ont été détectés par RPC-MIP la plupart du temps en dehors de cette région. Cette observation doit être contrebalancée par le fait que *Rosetta* était la plupart du temps à l'extérieur de l'exobase [Henri et al., 2017].

Le fait que RPC-MIP ait observé des électrons froids en dehors de l'exobase indique que les électrons ont été transportés. De plus, l'observation d'électrons froids effectuée jusqu'à la fin des opérations semble indiquer que le refroidissement des électrons froids est plus efficace que prévu.

5.4.4 Dans la cavité diamagnétique

Dans cette section, nous abordons l'observation des électrons froids par RPC-MIP dans la cavité diamagnétique de la comète 67P.

5.4.4.1 Définition de la cavité diamagnétique

La cavité diamagnétique est définie comme une région ayant un champ magnétique nul [Goetz et al., 2016b]. Cette région a été observée sporadiquement pendant toute les opérations de *Rosetta* autour de la comète 67P. Le magnétomètre RPC-MAG [Glassmeier et al., 2007b] a identifié 665 passages dans la cavité diamagnétique entre avril 2015 et février 2016 [Goetz et al., 2016a]. La présence de cette région est encore en discussion mais Odelstad et al. [2018] a montré que les électrons froids étaient toujours observés à l'intérieur de la cavité diamagnétique à l'aide des mesures de RPC-LAP. De plus, [Edberg et al., 2019] a montré que l'observation des électrons froids dépendaient de la direction du champ électrique convectif. Ces électrons ont été observés dans l'hémisphère $-E_{conv}$, direction principale à l'intérieur de la cavité diamagnétique. La figure 5.13

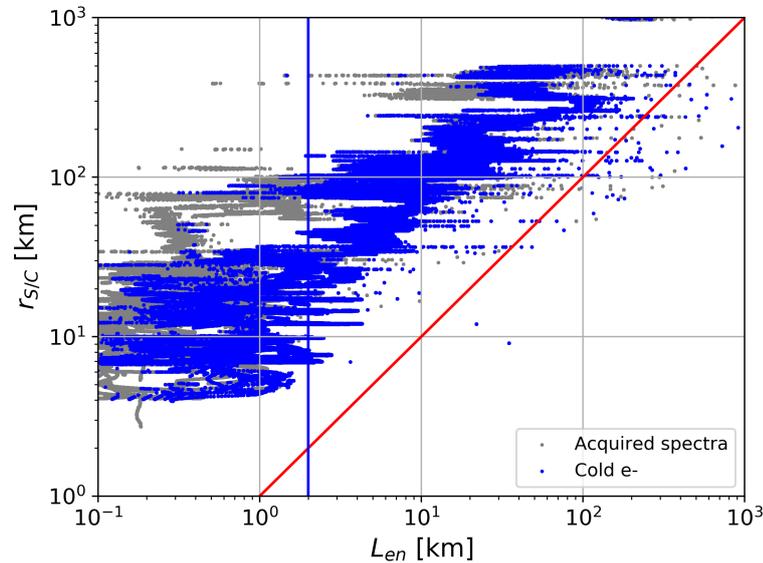


FIGURE 5.12 – La distance cométocentrique de l'exobase, notée L_{en} , comparée à la distance cométocentrique du satellite, notée $r_{S/C}$. Les points bleus montrent les électrons froids observés par RPC-MIP et les points gris montrent tous les spectres acquis en mode SDL Phase. La ligne rouge indique où $r_{S/C} = L_{en}$ et la ligne verticale bleue indique la surface de 67P (environ 2 km).

montre un exemple de passage de Rosetta dans la cavité diamagnétique détectée par le magnétomètre RPC-MAG.

5.4.4.2 Observations d'électrons froids dans la cavité diamagnétique

La figure 5.14 montre le nombre total de spectres acquis de RPC-MIP (ligne noire), le nombre de spectres où la densité électronique peut être déterminée (ligne rouge) et le nombre de spectres où des électrons froids ont été détectés (ligne bleue) à chaque passage dans la cavité diamagnétique dans laquelle RPC-MIP fonctionnait en mode SDL Phase. Chaque passage dans la cavité diamagnétique est exprimé selon son indice par ordre chronologique sur les 665 événements. Le rapport des observations d'électrons froids par rapport au nombre total de spectres acquis pour chaque passage dans la cavité diamagnétique est représenté par les points jaunes.

Tout d'abord, la moyenne des rapports d'électrons froids observés par RPC-MIP est proche de 1 (~ 0.89) ce qui indique que RPC-MIP observe la plupart du temps les électrons froids dans la cavité diamagnétique. Cependant, pour les passages dans la cavité diamagnétique mesurés par RPC-MAG entre le 21 et le 26 décembre 2015 (indices 610-650), ce rapport diminue jusqu'à ~ 0.10 . Il est à noter que lors de ces passages dans la cavité diamagnétique, RPC-MIP a pu mesurer une densité électronique. Par conséquent, les électrons froids ont pu ne pas être détectés par RPC-MIP par le fait que le rapport de température entre les deux populations électroniques et/ou que le rapport de densité des électrons froids soient trop faibles. Une comparaison entre les spectres mesurés lors des passages dans la cavité diamagnétique et les spectres simulés à l'aide de la gaine pourrait lever cette incertitude.

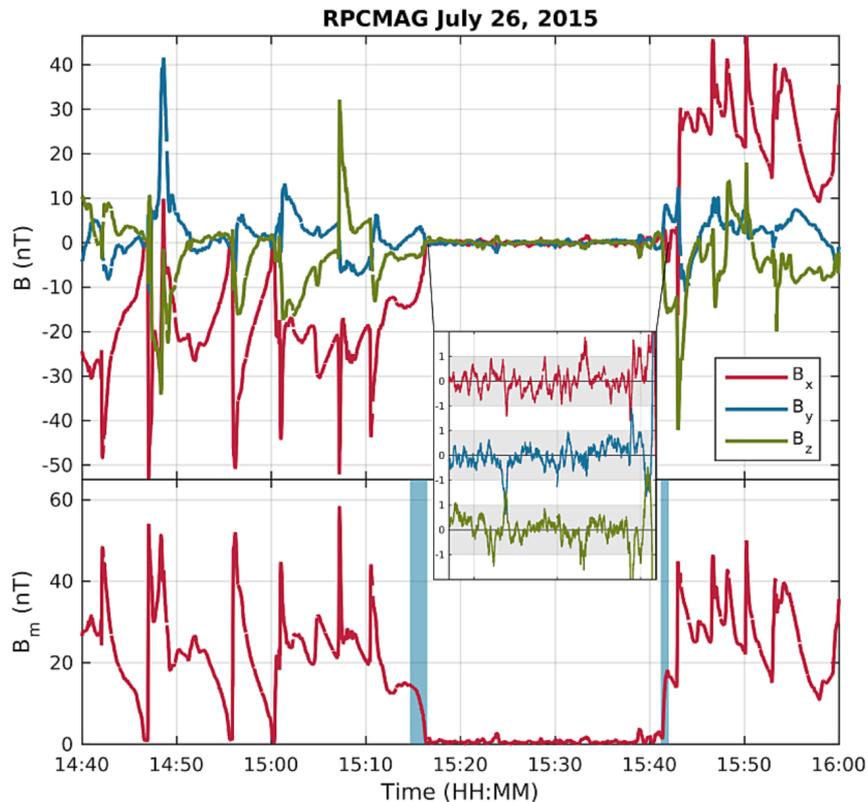


FIGURE 5.13 – Illustration d’une détection d’un passage de Rosetta dans la cavité diamagnétique par le magnétomètre RPC-MAG dans l’environnement de 67P. Cette cavité est définie par un champ magnétique nul. La première figure présente l’évolution du champ magnétique suivant ses trois composantes. La deuxième figure présente l’évolution de l’amplitude du champ magnétique. Adaptée de [Goetz et al. \[2016b\]](#).

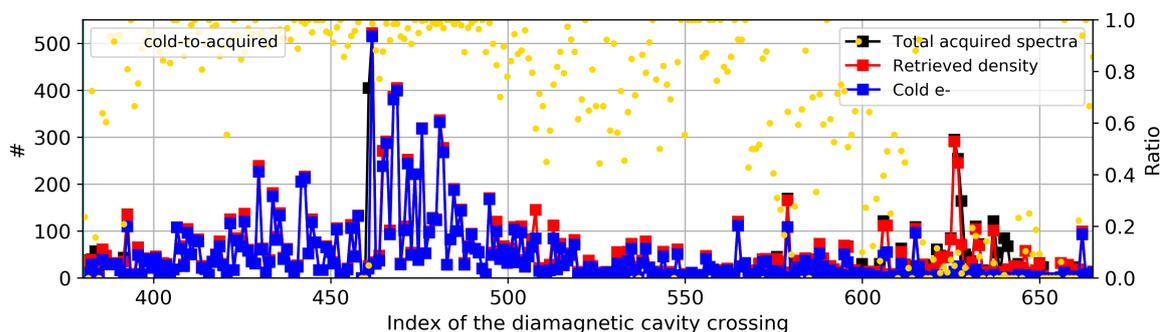


FIGURE 5.14 – Le nombre de détections d’électrons froids par RPC-MIP (barres bleues), le nombre de mesures de densité d’électrons (barres rouges) et le nombre de spectres d’impédance mutuelle total (barres noires) dans chaque passage de Rosetta dans la cavité diamagnétique pendant laquelle RPC-MIP fonctionnait en mode SDL Phase. Le rapport des détections d’électrons froids de RPC-MIP par rapport au nombre de spectres mesurés par RPC-MIP est indiqué par les points jaunes.

5.5 Comparaison des observations des électrons froids avec RPC-LAP

5.5.1 Comparaison de la base de données de RPC-LAP et RPC-MIP

Comme expliqué dans la section 1.2.2.1, une partie des données des sondes de Langmuir RPC-LAP est composée des valeurs de la pente de la courbe tension-courant. Engelhardt et al. [2018] a montré qu'une valeur élevée de la pente (> 70 nA/V) caractérise la présence d'électrons froids sur les mesures de RPC-LAP. La pente de la courbe tension-courant dépend de la densité électronique et de la température des électrons. Lorsque la densité d'électrons est mesurée simultanément par RPC-MIP, il est alors possible de contraindre la température des électrons combinée avec la valeur de la courbe tension-courant [Engelhardt et al., 2018]. Eriksson et al. [2017] a rapporté la première observation *in situ* d'électrons froids par RPC-LAP avec la courbe tension-courant et Engelhardt et al. [2018] a étendu cette étude à toute la phase cométaire de la mission *Rosetta*. Ces deux études ont rapporté les valeurs de chaque pente lorsqu'une mesure simultanée de la densité d'électrons de RPC-MIP était disponible. Sur les 388 900 pentes mesurées par les sondes de Langmuir pendant la phase cométaire, 49 539 pentes (~ 12.7 %) ont caractérisé la présence d'électrons froids principalement près du périhélie [Engelhardt et al., 2018].

Afin de comparer la détection des électrons froids par les deux instruments, nous nous concentrons sur les deux bases de données lorsque le RPC-MIP fonctionne en mode SDL Phase. Lorsque RPC-MIP fonctionnait dans ce mode, RPC-LAP a mesuré 124 245 pentes dont 7 876 pentes (~ 6 %) indiquent la présence d'électrons froids.

Dans ce qui suit, nous tenons compte du fait que la cadence de la mesure RPC-MIP était supérieure à la mesure RPC-LAP (~ 3.5 s pour RPC-MIP et ~ 1 min pour RPC-LAP en mode *burst*). Nous avons calculé le rapport des spectres RPC-MIP contenant des électrons froids entre deux mesures de RPC-LAP consécutives. Le résultat est montré dans la figure 5.15 par deux histogrammes.

Premièrement, l'histogramme de gauche montre ce rapport entre deux mesures RPC-LAP consécutives lorsque RPC-LAP observe des électrons froids. Pour les 7876 courbes tension-courant mesurées par RPC-LAP indiquant la présence d'électrons froids, RPC-MIP a observé des électrons froids, sur au moins un spectre RPC-MIP entre deux mesures de RPC-LAP, dans $\sim 99.2\%$ (soit pour 7814 pentes) des cas. De plus, le rapport des spectres ayant une signature d'électrons froids est assez élevé, avec une valeur moyenne de 0.62. Pour près de 20% de la mesure RPC-LAP avec des électrons froids, RPC-MIP a observé des électrons froids pour tous les spectres mesurés entre les deux mesures effectuées par RPC-LAP. Par conséquent, RPC-MIP valide la présence d'électrons froids lorsque RPC-LAP en observe également.

Deuxièmement, l'histogramme de droite montre le rapport des spectres RPC-MIP ayant une signature d'électrons froids, cette fois-ci lorsque RPC-LAP n'a pas observé d'électrons froids (65 459 pentes). Ce rapport est inférieur à celui du cas précédent. La moyenne est égale à 0.3 et le rapport est très souvent inférieur à 0.1. Cela veut dire que la présence d'électrons froids est moins claire sur RPC-MIP que dans le cas précédent. Plusieurs explications peuvent être avancées. Tout d'abord, comme le nombre de spectres de RPC-MIP ayant une signature d'électrons froids est faible, alors les électrons froids n'ont pu être observés par RPC-MIP que sur quelques spectres. On pourrait supposer que les électrons froids sont apparus sous forme de faibles impulsions de quelques secondes, ce qui ne peut pas être observé par RPC-LAP dû à la cadence des mesures. Ensuite, les conditions plasmas pourraient être proches des capacités de détection des deux instruments pour mettre en évidence la présence des électrons froids.

Dans ce qui suit, nous nous sommes concentrés sur les mesures effectuées simultanément (~ 1 s) entre les deux instruments. Lorsque RPC-MIP fonctionnait en mode SDL Phase, 33 850 mesures ont été effectuées simultanément par les deux instruments. Les électrons froids ont été observés

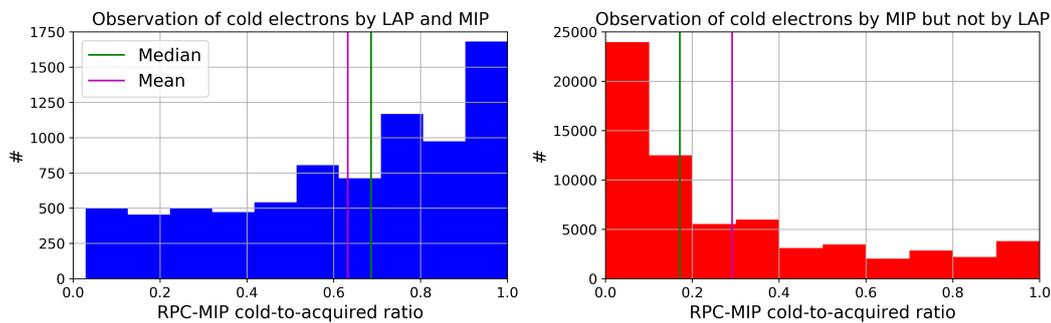


FIGURE 5.15 – Histogrammes du nombre de détections d'électrons froids de RPC-MIP normalisés par le total des spectres acquis par RPC-MIP pour les périodes de temps où (i) le RPC-LAP a observé des électrons froids (gauche) et où (ii) le RPC-LAP n'observe pas des électrons froids (droite). Tous sont exprimés lorsque le RPC-MIP fonctionne en mode SDL Phase. La moyenne (barre verticale magenta) et la médiane (barre verticale verte) du rapport sont également indiquées pour les deux histogrammes.

par les deux instruments en même temps pour 2106 mesures simultanées, ce qui représente ~6 % de ces mesures. Au total, RPC-MIP a observé des électrons froids pour 8605 mesures simultanées (~26% du total des mesures simultanées), tandis que RPC-LAP a observé des électrons froids pour 3092 mesures simultanées (~9% du total des mesures simultanées). Pour chaque mesure simultanée, nous avons extrait la densité électronique fournie par RPC-MIP et la pente des courbes courant-tension fournie par RPC-LAP. La figure 5.16 montre un diagramme des deux paramètres. Les mesures sont subdivisées en trois cas :

RPC-LAP et RPC-MIP ont tous deux observé des électrons froids (points bleus), RPC-LAP a observé des électrons froids alors que RPC-MIP ne l'a pas fait (points verts) et RPC-MIP a observé des électrons froids alors que RPC-LAP n'en observe pas (points rouges). En ce qui concerne la densité électronique mesurée par RPC-MIP, lorsque qu'elle est élevée (environ $1500-2000 \text{ cm}^{-3}$), le nombre de cas où RPC-LAP n'a pas observé d'électrons froids mais RPC-MIP en a observé, augmente. Cela peut s'expliquer par le fait que le potentiel du satellite est fortement négatif, dû à la densité élevée des électrons [Odelstad et al., 2015]. Ce potentiel électrique repousse alors les électrons froids dans le voisinage du satellite et, par conséquent, des sondes de Langmuir.

Dans le cas où seulement RPC-LAP observe des électrons froids (points verts), la densité électronique mesurée par RPC-MIP est inférieure à 1000 cm^{-3} . En analysant les spectres RPC-MIP pour ce cas, nous avons trouvé trois classes de spectres. Premièrement, certains spectres typiques sont formés par une double-résonance non spécifiée par l'algorithme de détection automatique des électrons froids [Gilet et al., submitted, Annexe B], mais des électrons froids sont présents. Cela indique que la comparaison avec la mesure RPC-LAP montre que les signatures d'électrons froids sont également cachées dans les données RPC-MIP à basse fréquence. Deuxièmement, les spectres RPC-MIP sont parfois façonnés par une seule résonance située à proximité de deux interférences bien connues qui sont traitées en supprimant audacieusement les canaux de fréquences contaminés et en interpolant ensuite le spectre. Ainsi, l'une des deux résonances peut s'être retrouvée dans l'un des deux canaux de fréquences supprimés. Troisièmement, le dernier spectre typique présente un rapport signal/bruit très faible. Par conséquent, RPC-MIP est à la limite des capacités de détection des mesures électroniques (en raison d'une longueur de Debye trop grande par rapport à la distance émetteur-récepteur).

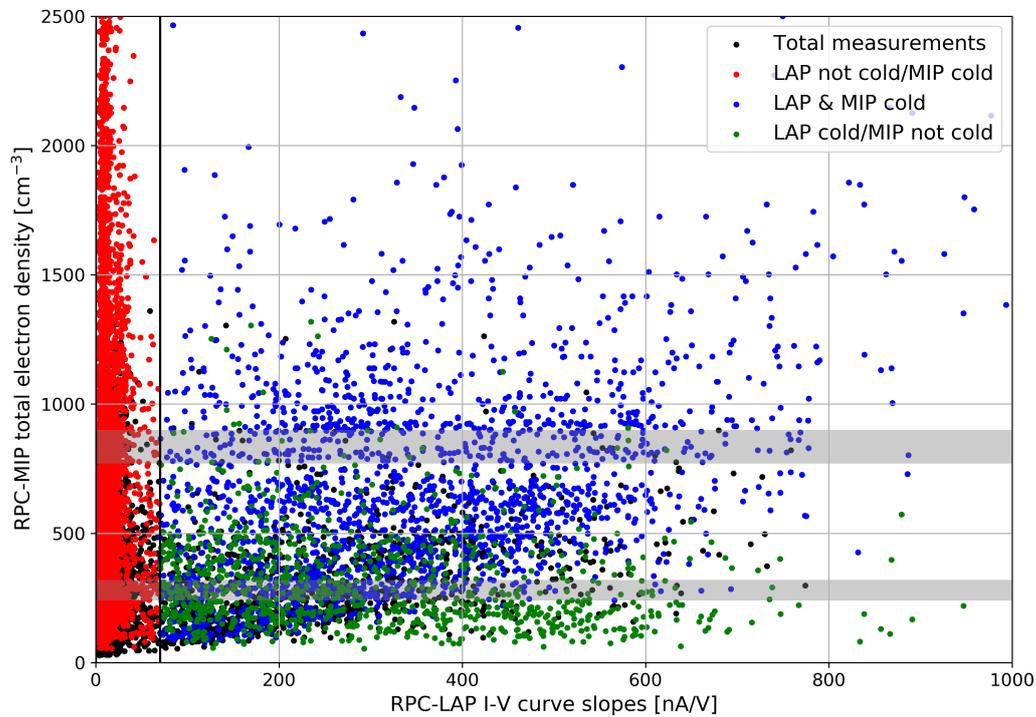


FIGURE 5.16 – Diagramme des mesures simultanées (~1 sec) de RPC-MIP et RPC-LAP par rapport à la densité électronique mesurée par RPC-MIP et la pente de la courbe courant-tension mesurée par RPC-LAP. Les mesures sont subdivisées en trois cas : RPC-LAP et RPC-MIP ont tous deux observé des électrons froids (points bleus), RPC-LAP a observé des électrons froids tandis que RPC-MIP n'en a pas observé (points verts) et RPC-MIP a observé des électrons froids tandis que RPC-LAP n'en a pas observé (points rouges). Les barres horizontales grises indiquent la densité électronique correspondant aux fréquences où se trouvent les interférences de RPC-MIP.

5.5.2 Comparaison des observations des électrons froids entre RPC-MIP et RPC-LAP

Engelhardt et al. [2018] a donné un aperçu des observations d'électrons froids effectuées par les sondes de Langmuir (RPC-LAP) pendant toute la phase cométaire de la mission *Rosetta* d'août 2014 à septembre 2016. La figure 5.17 illustre la détection d'électrons froids par les sondes de Langmuir RPC-LAP sur toute la mission cométaire. La matrice au centre présente le nombre de mesures dépendant du mois et du rapport du nombre de mesures indiquant la présence d'électrons froids. La barre de couleur représente ce nombre du moins élevé (bleu) au plus élevé (jaune). L'histogramme du bas présente le nombre de mesures réalisées par RPC-LAP tandis que l'histogramme de droite présente le nombre de mesures comparé au rapport d'observation d'électrons froids.

On constate que RPC-LAP détecte clairement des électrons froids entre mars 2015 et mars 2016 avec un pic d'observation en août 2015 lorsque la comète était au plus proche du Soleil, c'est-à-dire lorsque l'activité de la comète était au plus fort. Ces observations sont conformes au modèle d'*exobase* prédit par Mandt et al. [2016]. Par conséquent, les électrons froids semblent être le résultat de la thermalisation des électrons par collisions avec des neutres cométaires [Eriksson et al., 2017].

Cependant, RPC-LAP a également mesuré des électrons froids à de grandes distances héliocentriques où l'activité de dégazage est faible [Engelhardt et al., 2018]. Ces mesures sont compatibles

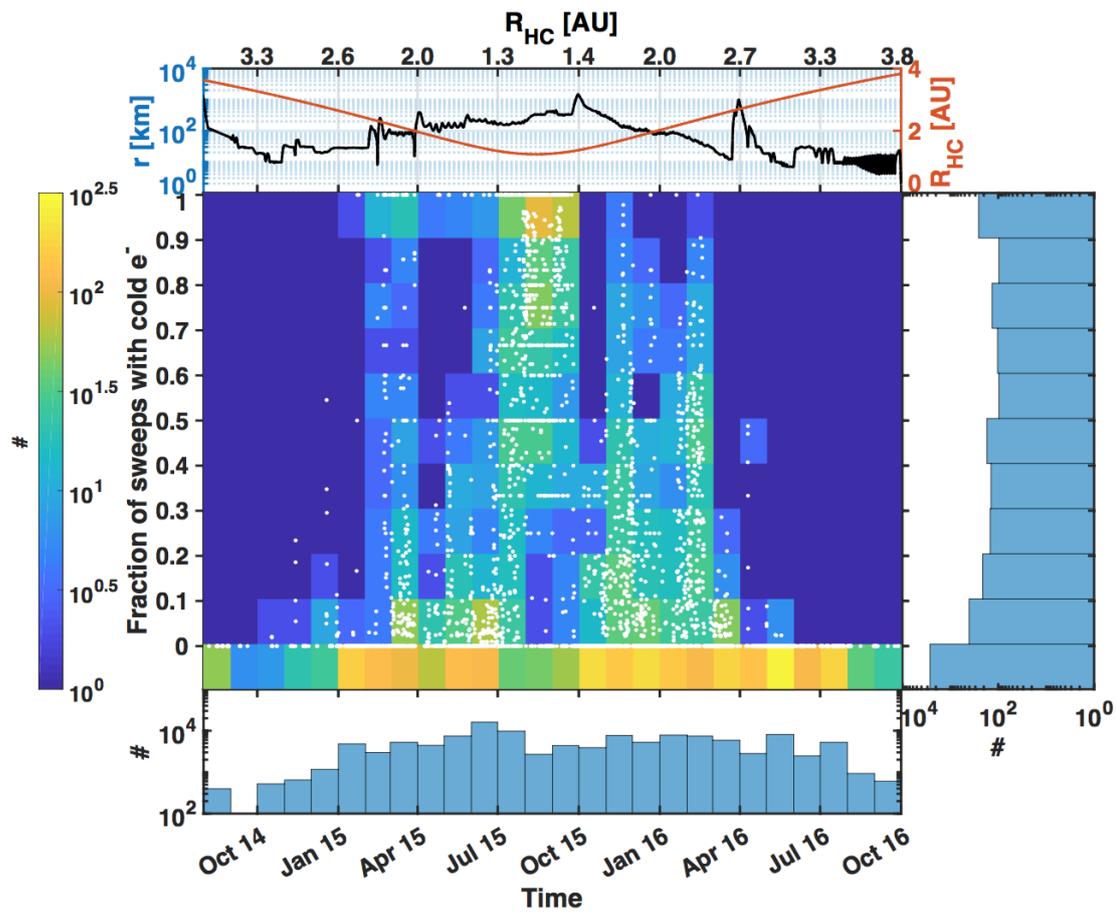


FIGURE 5.17 – Aperçu de la détection des électrons froids par RPC-LAP. Le premier tableau rappelle la distance cométocentrique de *Rosetta* exprimée en km et de la distance héliocentrique de la comète exprimée en UA. L'histogramme du bas indique le nombre de mesures réalisées par RPC-LAP tout au long des opérations d'août 2014 à septembre 2016. L'histogramme de droite présente le nombre de mesures comparé au rapport de mesures indiquant la présence d'électrons froids. La matrice au centre représente le nombre de mesures réalisées chaque mois par rapport aux mesures indiquant la présence d'électrons froids. Adaptée de Engelhardt et al. [2018].

avec les observations faites par RPC-MIP (section 5.4.2). Pour expliquer les détections des électrons froids à grande distance héliocentrique, Engelhardt et al. [2018] a suggéré la présence d'un champ électrique ambipolaire qui maintient les électrons proches de la comète longtemps après collisions avec les neutres. La présence d'un champ électrique ambipolaire est soutenue par la modélisation de l'environnement cométaire de 67P [Deca et al., 2017, 2019]. Cependant, les observations faites par RPC-MIP montrent que les électrons froids ont été mesurés dans les régions où l'activité de dégazage était élevée. Par conséquent, les électrons froids observés à grande distance héliocentrique semblent être également générés par des collisions avec les neutres. Ces observations, cependant, ne peuvent confirmer que les électrons froids vus par RPC-MIP sont les électrons piégés par le champ électrique ambipolaire.

RPC-MIP a observé une forte corrélation entre la latitude et la présence d'électrons froids qui s'explique par le fait que l'activité de dégazage des neutres était plus élevée dans l'hémisphère sud où RPC-MIP fonctionnait en mode SDL Phase (voir section 5.4.1). Etant donné que RPC-LAP a mis en

évidence des électrons froids également pendant la période pré-périhélie, où l'hémisphère nord était le plus actif, Engelhardt et al. [2018] n'a pas trouvé de corrélation étroite avec la latitude dans un aperçu de la mission dans sa phase cométaire globale. Cette étude conclut que les électrons froids ne dépendaient pas de la longitude. Les mesures effectuées par RPC-MIP ont également confirmé ces observations.

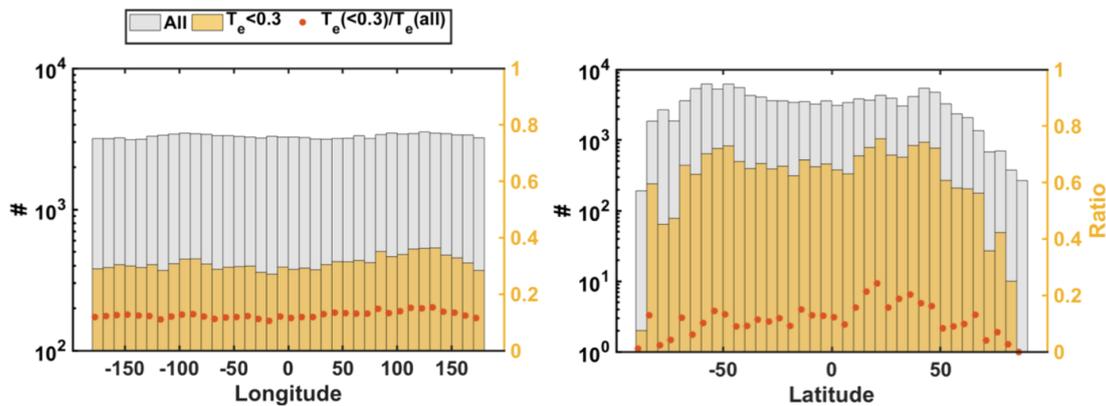


FIGURE 5.18 – Histogramme du nombre total de mesures de RPC-LAP (gris) et du nombre total de détection d'électrons froids (jaune) selon la longitude (gauche) et la latitude (droite) exprimées en degrés. Le rapport entre les deux quantités est indiqué par les carrés rouges. Adaptée de Engelhardt et al. [2018]. L'étude a été menée sur toute la période des opérations d'août 2014 à septembre 2016.

Odelstad et al. [2018] a étudié la présence des électrons froids dans la cavité diamagnétique en utilisant les données de RPC-LAP. Comme observé par RPC-MIP (section 5.4.4), cette analyse indique que les électrons froids sont observés systématiquement dans cette cavité. L'observation des électrons froids dans la cavité diamagnétique pourrait dépendre de la direction du champ électrique convectif défini par $E_{conv} = -v \times B$, avec v la vitesse du vent solaire en supposant une vitesse purement radiale par rapport au Soleil, et B le champ magnétique, livré par RPC-MAG. Ces directions sont illustrées en figure 5.19. Le lien entre l'observation d'électrons froids et la direction de ce champ électrique convectif a été étudié par Edberg et al. [2019]. Cette étude montre qu'il existe une forte corrélation entre la présence d'électrons froids et la direction de ce champ électrique convectif. La figure 5.20 présente un histogramme de l'angle θ pour la base de données de RPC-MIP et la base de données de RPC-LAP sur deux périodes différentes. L'histogramme des données de RPC-MIP représente le nombre de spectres mesurés par RPC-MIP en mode SDL Phase (barre noire) et le nombre de spectres ayant la signature des électrons froids (barre bleue) et le rapport entre ces deux valeurs est représenté par les carrés jaunes. Concernant la base de données de RPC-LAP, les barres représentent le rapport de données ayant une signature d'électrons froids. Pour la première période, on constate une forte corrélation des observations d'électrons froids entre RPC-MIP et RPC-LAP. La majeure partie de l'observation des électrons froids par RPC-MIP s'effectue dans la direction opposée du champ E_{conv} ($\pm 180^\circ$) mais également dans une moindre mesure dans la direction du champ E (0°). Pour la deuxième période, les électrons froids ont également été dans la direction opposée du champ E_{conv} mais aussi autour de -100° .

5.5.3 Résumé

Nous avons étudié la détection des électrons froids par RPC-MIP dans l'ionosphère de la comète 67P, confirmant ainsi l'observation indépendante de ces électrons par RPC-LAP [Engelhardt

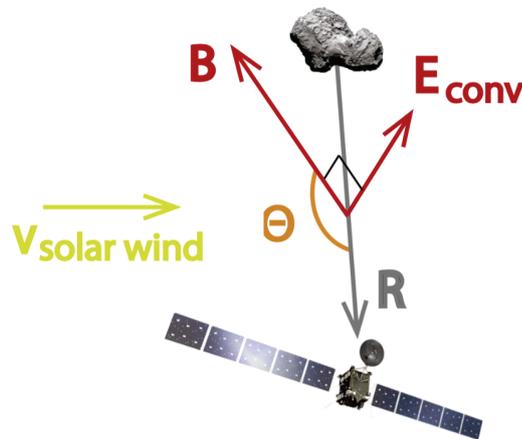


FIGURE 5.19 – Définition des directions du champ électrique convectif. Adaptée de [Edberg et al. \[2019\]](#).

[et al., 2018](#); [Eriksson et al., 2017](#)]. Cependant, grâce à la cadence de mesure de RPC-MIP plus élevée que celle de RPC-LAP, la sonde à impédance mutuelle a observé une quantité significativement plus importante d'électrons froids, associée à la présence d'électrons froids se produisant sur des échelles de temps de l'ordre ou inférieures à la minute. [Engelhardt et al. \[2018\]](#) a montré que les électrons froids étaient principalement observés lorsque l'activité de dégazage était élevée, c'est-à-dire près du périhélie de juillet 2015 à septembre 2015. Ce résultat correspond à l'existence d'une région où dominent les collisions entre les électrons et les molécules neutres [[Mandt et al., 2016](#)]. Cependant, [Engelhardt et al. \[2018\]](#) a également montré que les électrons froids étaient également observés en minorité pendant les derniers mois des opérations. Pour expliquer les observations des électrons froids à grande distance héliocentrique, cette étude a suggéré la présence d'un champ électrique ambipolaire maintenant les électrons proche du noyau longtemps après thermalisation avec les molécules neutres. La présence d'un champ électrique ambipolaire suggérée par [Madanian et al. \[2016\]](#), est soutenue par la modélisation à grande échelle de l'environnement cométaire du 67P [[Deca et al., 2017](#)].

Du point de vue des données de RPC-MIP, les électrons froids ont été observés là où l'activité de dégazage était localement élevée quelle que soit la distance héliocentrique et la distance cométo-centrique. En effet, comme détaillé dans la section 5.4.1, la présence des électrons froids est plus prononcée dans l'hémisphère sud qui était l'hémisphère le plus actif pendant la dernière partie des opérations. Par conséquent, l'observation d'électrons froids à grande distance héliocentrique pourrait s'expliquer par le fait que les électrons cométaires issus d'une récente ionisation sont encore refroidis par les neutres cométaires lorsque le taux de dégazage est faible.

Cependant, les électrons froids n'ont pas été systématiquement observés lorsque l'activité de dégazage est élevée, comme l'illustre la figure 5.21 qui montre (i) une carte du rapport du nombre d'observations d'électrons froids comparé au nombre de spectre total acquis, (ii) une carte de la densité neutre donnée par ROSINA-COPS et (iii) une carte de la densité électronique totale obtenue par RPC-MIP selon la latitude et la distance cométo-centrique. Les données ont été pris du 2 au 30 août 2016. A cette période, le satellite a effectué plusieurs orbites autour du noyau près de la surface (de 5 km à 16 km). Presque toutes les latitudes ont été visitées de -80° à 80° . La densité de la population neutre est élevée dans l'hémisphère sud à cette période [[Gasc et al., 2017](#)]. Le rapport des spectres mesurés par RPC-MIP ayant une signature de la présence d'électrons froids varie beaucoup. RPC-MIP a indiqué la signature d'électrons froids sur seulement quelques orbites

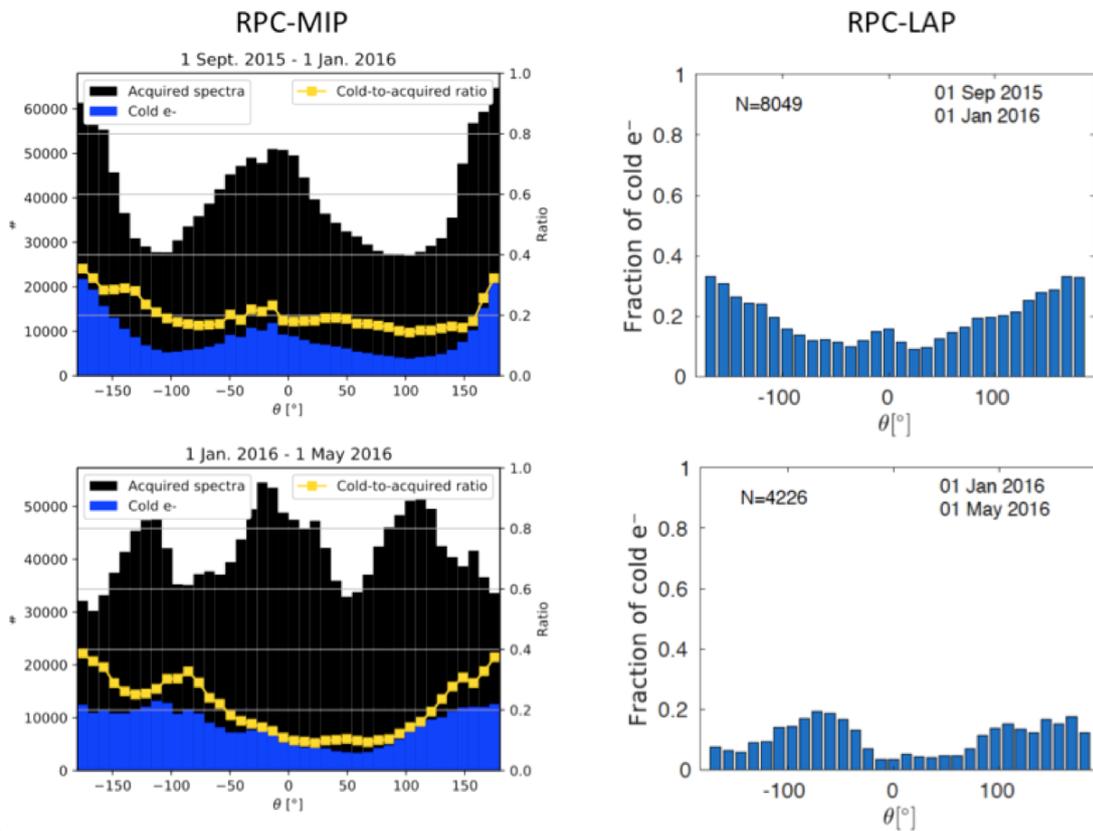


FIGURE 5.20 – Histogrammes de l'angle θ en fonction du rapport des observations d'électrons froids pour la base de données de RPC-MIP (gauche) et RPC-LAP (droite) sur deux périodes de temps différents : du 1^{er} septembre 2015 au 1^{er} janvier 2016 (première colonne) et du 1^{er} janvier au 1^{er} mai 2016 (deuxième colonne).

du satellite autour du noyau cométaire. Nous concluons que bien que les électrons froids soient observés là où les molécules neutres sont denses, il n'y a pas de relation entre l'occurrence des électrons froids et la densité des molécules neutres. Cela suggère essentiellement que le processus de refroidissement pourrait ne pas être local, mais plutôt se produire à méso-échelle. L'influence du potentiel électrique ambipolaire, associé aux inhomogénéités du plasma cométaire et localisé autour du noyau de la comète, en termes de piégeage des particules, pourrait faciliter le refroidissement des électrons. Cette hypothèse sera étudiée plus en détail dans la modélisation globale [Deca et al., 2017, 2019] pour investiguer les processus physiques qui sont à l'origine des observations d'électrons froids loin du périhélie rapportées dans cette étude.

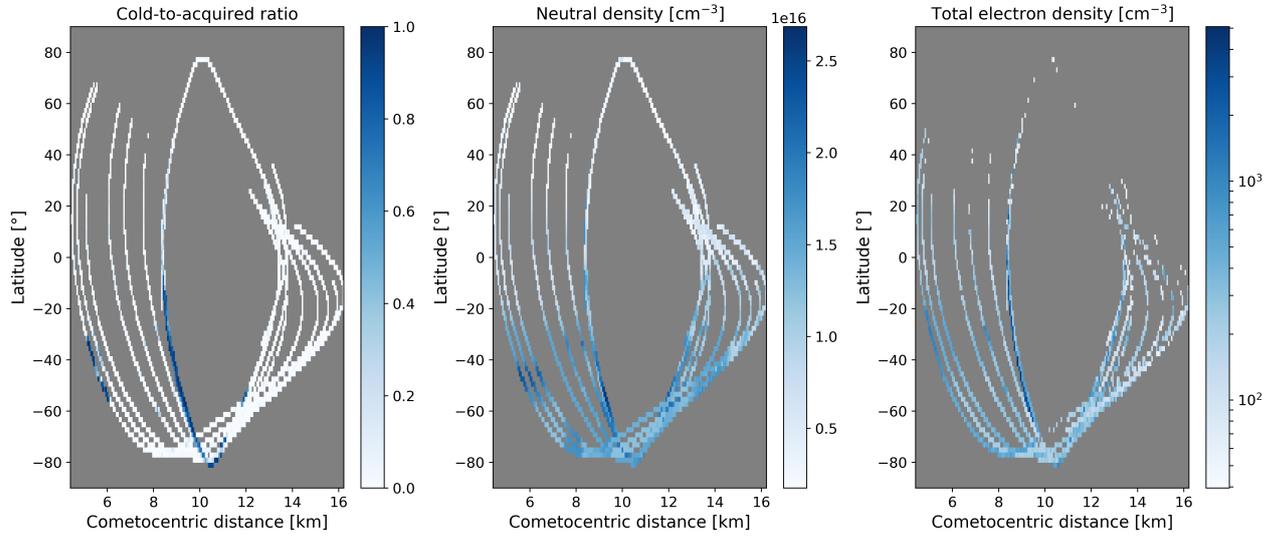


FIGURE 5.21 – Premier graphe : carte du rapport de spectres possédant une signature d'électrons froids en fonction de la latitude et de la distance cométocentrique. Deuxième graphe : carte de la densité des neutres, exprimée en cm^{-3} , mesurée par ROSINA-COPS, en fonction de la latitude et de la distance cométocentrique. Troisième graphe : carte de la densité totale des électrons, exprimée en cm^{-3} , déterminée par RPC-MIP en fonction de la latitude et de la distance cométocentrique. Les données sont prises entre le 2 et le 30 août 2016.

5.6 Dynamique des électrons froids et chauds dans l'ionosphère de 67P

Le couplage du modèle de gaine ionique développé par [Wattieaux et al. \[2019\]](#) avec mes simulations du potentiel électrostatique dans un plasma contenant deux populations électroniques ont permis de retrouver les spectres d'impédance mutuelle mesurés par RPC-MIP dans l'ionosphère de 67P. Par une comparaison directe entre les spectres simulés et les spectres mesurés par RPC-MIP, il est possible de déterminer non seulement la densité mais également la température des deux populations électroniques. Nous présentons ici les résultats obtenus par [Wattieaux et al. \[2019\]](#). Cette approche permet d'avoir accès à la présence d'électrons froids sur un plus large domaine de densités et de températures électroniques, puisqu'elle s'affranchit de la présence d'une double résonance. Le domaine de densité et de température électroniques pour lequel une double résonance apparaît est décrit par [\[Gilet et al., submitted, Annexe A\]](#).

La base de données des spectres simulés est construite à partir des paramètres plasmas dans le cas d'un plasma possédant deux populations électroniques. Les spectres simulés dépendent de quatre paramètres : (i) du rapport de densité n_h/n_{tot} , (ii) du rapport de température T_h/T_c , (iii) de la longueur de Debye de la population la plus chaude $\lambda_{D,h}$ et (iv) de la taille de la gaine R . Un exemple de comparaison est donné en figure 5.22. Grâce à cette comparaison avec les données expérimentales, il est possible de retrouver les paramètres plasmas des deux populations électroniques. Nous avons vu que la valeur d'amplitude de l'impédance mutuelle aux fréquences d'émissions élevées de RPC-MIP changeait selon la taille de la gaine. Cela permet une évaluation de la taille de la gaine. La longueur de Debye des électrons chauds est considérée égale à la taille de la gaine. La densité ainsi que la température des deux populations électroniques sont retrouvées à partir des paramètres des simulations des spectres d'impédance mutuelle. Un exemple de comparaison entre un spectre mesuré par RPC-MIP et une base de données de spectres est donné en figure 5.23. Le spectre mesuré par RPC-MIP en mode SDL Phase le 24 août 2016 à 11h09min12s (temps UTC) est

représenté en noir tandis que le spectre s'approchant le plus de ce spectre mesuré est représenté en ligne bleue. A cette période, la comète 67P était loin du Soleil (3.61 UA) et *Rosetta* était à 15 km de la comète. Les paramètres du spectre simulé sont les suivants : $n_c = 560 \text{ cm}^{-3}$, $n_w = 140 \text{ cm}^{-3}$, $T_c = 0.1 \text{ eV}$, $T_w = 4.95 \text{ eV}$ et $R=130 \text{ cm}$. Les électrons froids sont ici trois fois plus denses que les électrons chauds. On constate également que la résonance principale est décalée de la fréquence plasma électronique de 20% et semble correspondre à la fréquence plasma de la population froide ($f_{pe,c} \sim 0.8$). Cependant, durant cette période, aucun décalage de fréquence entre actif et passif n'a été observé sur les données de RPC-MIP.

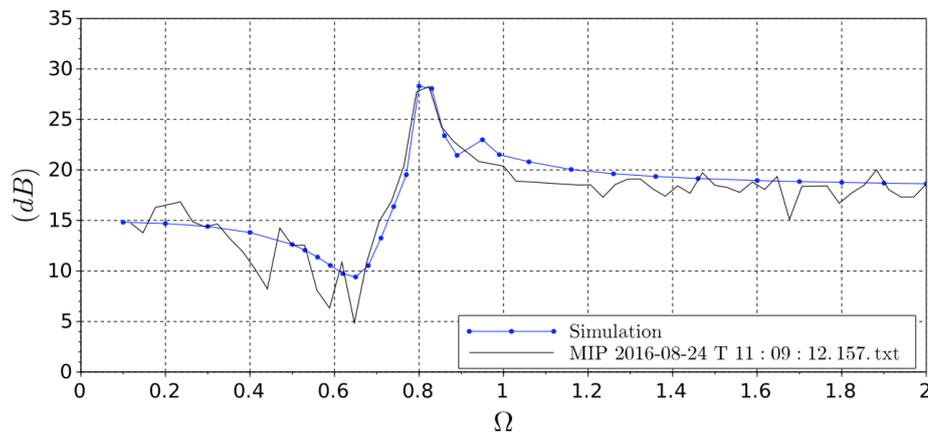


FIGURE 5.22 – Comparaison entre un spectre simulé (courbe bleue) et un spectre mesuré par RPC-MIP le 24 août 2016 en mode SDL Phase (courbe noire). Les fréquences ont été normalisées par la fréquence plasma électronique, ici $f_{pe} = 196 \text{ kHz}$. Les distances héliocentrique et cométocentrique étaient de 3.61 UA et 15.03 km, respectivement. Le spectre simulé a pour paramètre $n_c = 560 \text{ cm}^{-3}$, $n_w = 140 \text{ cm}^{-3}$, $T_c = 0.1 \text{ eV}$, $T_w = 4.95 \text{ eV}$ et $R=130 \text{ cm}$. Adaptée de [Wattiaux et al. \[2019\]](#).

La figure 5.23 présente l'évolution sur la journée du 20 mars 2016 des paramètres plasmas des deux populations électroniques retrouvés par la comparaison entre le modèle et les mesures de RPC-MIP. La figure du haut présente l'évolution de la densité de la population froide, de la population tiède et de la population totale (exprimée en 10^3 cm^{-3}). On peut constater que les électrons froids dominent le plasma durant toute cette période. La figure du bas présente l'évolution de la température des deux populations électroniques. La température des chauds se situe entre 5 eV et 20 eV tandis que la température des froids entre 0.2 eV et 0.5 eV. L'incertitude est de 40% sur la densité des chauds, de 45% sur la densité des froids, de 57% sur la température des chauds et de 87% sur la température des froids.

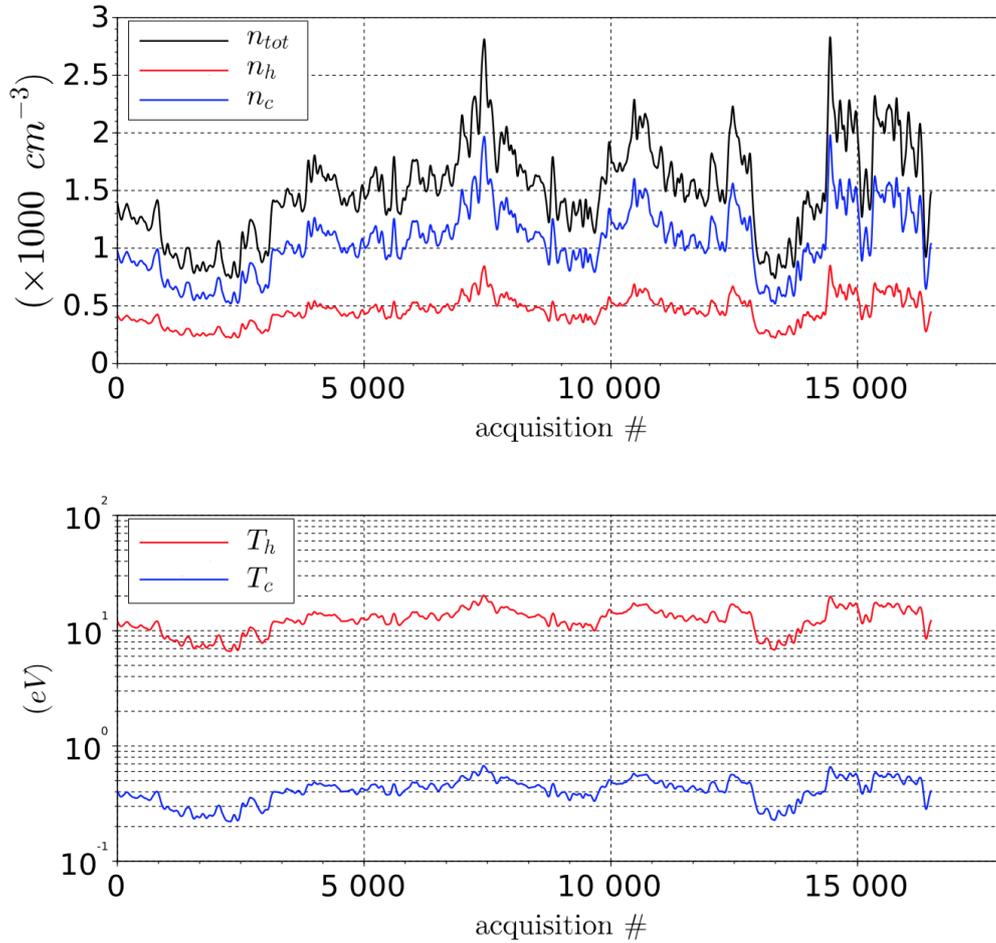


FIGURE 5.23 – Estimation des paramètres électroniques du plasma sur la journée du 20 mars 2016. Premier graphe : Evolution de la densité électronique des populations froides (courbe bleue) et chaudes (rouges) ainsi que la densité totale, exprimées en 10^3 cm^{-3} . Deuxième graphe : Evolution de la température électronique des deux populations, exprimées en eV. Adaptée de [Wattieaux et al. \[2019\]](#).

5.7 Conclusion

Grâce à la modélisation de la réponse instrumentale dans un plasma contenant deux populations électroniques développée durant cette thèse, nous avons pu expliquer la présence d'une seconde résonance sur les données d'impédance mutuelle de RPC-MIP. Grâce à cette caractéristique présente sur les spectres d'amplitude de l'impédance mutuelle, j'ai pu déterminer la présence des électrons froids dans l'ionosphère de 67P/Churyumov-Gerasimenko pour une certaine gamme de plasma dans laquelle la seconde résonance est visible ($n_c/n_{tot} > 0.5$ et $T_h/T_c > 30$). Nous avons pu comprendre, d'une part, les spectres d'impédance mutuelle et d'autre part, le plasma environnant l'instrument. Nous présentons ces résultats ci-dessous :

La détection des électrons froids dépend du mode d'opération. Comme prédit par mes simulations numériques de la réponse instrumentale présentées au chapitre 4 ainsi que par le modèle de gaine ionique de G. Wattieaux, le mode SDL Phase donne accès plus facilement aux électrons froids par la présence de la double-résonance sur les spectres d'impédance mutuelle.

En effet, sur toute la mission cométaire, 95% des observations d'électrons froids ont été réalisées lorsque RPC-MIP fonctionnait en mode SDL Phase.

RPC-MIP confirme les mesures d'électrons froids de RPC-LAP. Par une comparaison des bases de données des détections d'électrons froids, RPC-MIP observe tout le temps des électrons froids lorsque les sondes de Langmuir en détecte également. RPC-MIP a également observé la plupart du temps des électrons froids dans les régions non-magnétisées, appelées cavités diamagnétiques, comme les sondes de Langmuir [Odelstad et al., 2018]. Comme pour RPC-LAP, RPC-MIP a également observé plus d'électrons froids dans la direction opposée au champ électrique convectif [Edberg et al., 2019].

RPC-MIP a mesuré des électrons froids à de larges distances héliocentriques. Grâce à la cadence élevée de RPC-MIP par rapport à RPC-LAP, la sonde à impédance mutuelle a pu observé des électrons froids jusqu'à la fin des opérations lorsque la comète était loin du Soleil (3.8 UA), c'est-à-dire lorsque l'activité de la comète était faible. Cependant ces observations ont toujours eu lieu en majorité où l'activité de dégazage des molécules neutres du noyau de comète est la plus élevée (hémisphère sud entre septembre 2015 et la fin des opérations).

RPC-MIP a mesuré des électrons froids lorsque l'activité des neutres est élevée. En effet, RPC-MIP a observé les électrons froids en majorité dans l'hémisphère le plus actif, c'est-à-dire dans l'hémisphère sud lors de la période post-périhélie (septembre 2015 à septembre 2016). Cela confirme donc un processus de thermalisation des électrons issus de l'ionisation. Cependant, il n'existe pas une corrélation forte entre la présence d'électrons froids et la forte densité de molécules neutres, ce qui suggère un mécanisme de refroidissement s'effectuant à une grande échelle spatiale. Des futures études par des simulations numériques de l'environnement cométaire pourraient permettre de mieux comprendre les mécanismes de thermalisation.

La modélisation des spectres d'impédance mutuelle en prenant en compte la gaine ionique permet de retrouver la densité et la température des deux populations électroniques. Grâce à la modélisation de la réponse instrumentale en présence d'une gaine ionique réalisée par Wattiaux et al. [2019] et à mes modélisations du potentiel électrostatique dans un plasma contenant deux populations électroniques, il a été possible de déduire la densité et la température de ces deux populations électroniques. Cette étude a été effectuée sur quelques jours de données. Une étude sur toute la durée des opérations est en cours de rédaction. Couplé au modèle d'observations des électrons froids par la présence de double-résonances [Gilet et al., submitted], il sera possible de caractériser précisément le mélange de ces deux populations électroniques avec la sonde à impédance mutuelle RPC-MIP.

Chapitre 6

Préparation de PWI/AM²P (*BepiColombo*), de RPWI/MIME (*JUICE*) et adaptation aux nano-satellites (R&D *COMIX, Comet Interceptor*)

Sommaire

6.1	Modélisation de l'expérience d'impédance mutuelle PWI/AM²P	172
6.1.1	Modélisation de la réponse instrumentale	172
6.1.2	Configuration d'antennes de PWI/AM ² P	172
6.1.3	Impédance mutuelle de PWI/AM ² P dans la magnétosphère de Mercure	173
6.1.4	Impédance mutuelle de PWI/AM ² P dans le vent solaire	173
6.2	Modélisation de la sonde à impédance mutuelle RPWI/MIME	176
6.2.1	Configurations instrumentales de la sonde à impédance mutuelle RPWI/MIME	176
6.2.2	Modèle ionosphérique 3D de Ganymède	177
6.2.3	Modélisation de l'impédance mutuelle de RPWI/MIME dans l'ionosphère de Ganymède	179
6.3	Modélisation de la réponse instrumentale dans le cadre du projet R&D <i>COMIX</i>	184
6.4	Conclusion	186

LA modélisation numérique de la réponse instrumentale des sondes à impédance mutuelle a permis de comprendre les spectres d'impédance mutuelle ainsi que de comprendre le plasma environnant l'instrument dans le cas de RPC-MIP.

Afin de préparer les futurs traitements des données et de décider les modes opératoires de l'expérience d'impédance mutuelle PWI/AM²P à bord du satellite Mio/MMO de la mission *Bepi-Colombo* et de RPWI/MIME à bord du satellite *JUICE*, des simulations numériques de la réponse instrumentale ont été réalisées dans les conditions plasmas attendues dans l'environnement de Mercure et de Ganymède.

Concernant la mission *BepiColombo*, le satellite Mio/MMO dessinera une orbite polaire excentrique de 400x11 824 km autour de la planète Mercure. Le satellite traversera les différentes régions de la magnétosphère de Mercure ainsi que le vent solaire. Avec la grande excentricité de Mercure avec un périhélie (resp. un aphélie) situé à 0.31 UA (resp. 0.47 UA), les conditions plasmas et les interactions entre la magnétosphère et le vent solaire devraient fortement varier [Benkhoff et al., 2010]. Pour simuler l'environnement plasma du vent solaire dans les conditions proche de Mercure, nous avons pris en compte les données d'instruments plasma ayant caractérisé la densité et la température électroniques dans le vent solaire à différentes distances héliocentriques [Pierrard et al., 2016]. Nous avons également pris en compte les données des instruments ayant caractérisé les électrons dans la magnétosphère de Mercure lors des survols du satellite *Mariner-10* [Baker et al., 1986]. La mission *MESSENGER*, mission la plus récente à s'être rendue dans l'environnement de Mercure, n'embarquait pas d'instrument caractérisant les électrons thermiques. Les simulations numériques de la réponse instrumentale dans ces environnements ont pour objectifs de (i) caractériser l'effet des électrons suprathermiques présents dans le vent solaire sur la mesure d'impédance mutuelle et de (ii) caractériser la mesure de l'impédance mutuelle dans les différentes régions de la magnétosphère de Mercure.

Concernant l'environnement plasma de la mission *JUICE*, nous nous concentrons sur les futures orbites du satellite *JUICE* dans l'ionosphère de Ganymède, la plus grande lune de Jupiter. Afin de connaître l'environnement ionisé de Ganymède, nous nous sommes appuyés sur des simulations numériques de l'ionosphère de Ganymède [Carnielli et al., 2019]. Etant données les nombreuses configurations instrumentales de la sonde à impédance mutuelle RPWI/MIME, il est nécessaire de caractériser les réponses attendues pour chaque mode afin de connaître les corrections à apporter sur la détection de la fréquence plasma électronique.

Enfin, différents projets de recherche ont pour but d'adapter les sondes à impédance mutuelle sur les plateformes nano-satellites. Le projet R&D *COMIX* (Cubesat Oriented Mutual Impedance eXperiment) a été lancé en novembre 2018. Afin de valider les tests expérimentaux réalisés en laboratoire et d'optimiser les configurations géométriques des sondes à impédance mutuelle, des simulations numériques ont également été mises en place.

Dans ce chapitre, nous présentons dans un premier temps la modélisation de l'expérience d'impédance mutuelle PWI/AM²P à bord du satellite Mio/MMO dans les conditions du vent solaire au périhélie et à l'aphélie. Nous déterminons l'effet des électrons suprathermiques sur la mesure des spectres d'impédance mutuelle (section 6.1).

Puis, nous présentons la modélisation des expériences d'impédance mutuelle à bord de RPWI/MIME dans l'ionosphère de Ganymède. Nous donnons les résultats de simulations numériques de la réponse instrumentale de RPWI/MIME pour quelques modes d'opérations afin de sélectionner les configurations optimales pour déterminer la densité électronique dans l'ionosphère de Ganymède (section 6.2).

Enfin, nous présentons les simulations numériques utilisées au sein du projet R&D *COMIX* per-

mettant de valider les tests expérimentaux et de réfléchir aux configurations possibles d'antennes sur les plateformes nano-satellites (section [6.3](#)).

6.1 Modélisation de l'expérience d'impédance mutuelle PWI/AM²P

Dans cette section, nous présentons les résultats des simulations de la réponse instrumentale de l'expérience d'impédance mutuelle PWI/AM²P à bord du satellite Mio/MMO de la mission *BepiColombo*, dans l'environnement plasma attendu autour de Mercure que ce soit dans le vent solaire ou dans la magnétosphère.

6.1.1 Modélisation de la réponse instrumentale

Dans cette section, nous appliquons la modélisation de la réponse instrumentale de l'expérience d'impédance mutuelle PWI/AM²P dans le plasma attendu dans l'environnement de Mercure. Grâce à cela, nous allons caractériser l'effet des électrons suprathermiques sur la réponse instrumentale de la sonde d'impédance mutuelle PWI/AM²P. Comme indiqué dans le chapitre 2, l'expérience PWI/AM²P mesurera les propriétés du plasma de la magnétosphère de Mercure ainsi que du vent solaire, telles que la densité électronique (dans la plage de 0.02 à 180 cm^{-3} , correspondant à une fréquence f_{pe} allant de 0.7 à 120 kHz) et la température électronique, dans une plage qui dépend des conditions du plasma [Trotignon et al., 2006]. Le satellite Mio/MMO décrira une orbite polaire elliptique de 400x11824 km [Benkhoff et al., 2010]. D'après les observations de la mission *MESSENGER* [Johnson et al., 2012], les champs magnétiques interplanétaires et de Mercure sont tels que la fréquence cyclotron électronique f_{ce} (section 2.2.2) devrait être négligeable par rapport à la fréquence plasma électronique au niveau des basses latitudes ou aux altitudes assez élevées par rapport à la surface de la planète. La modélisation du potentiel de l'onde électrique n'étant seulement valable que dans un plasma non-magnétisé, c'est-à-dire lorsque la fréquence cyclotron-électronique f_{ce} est négligeable par rapport à la fréquence plasma électronique f_{pe} . Nous allons donc nous concentrer sur la modélisation de la réponse instrumentale de PWI/AM²P dans le vent solaire ainsi que dans la magnétosphère de Mercure loin des pôles.

6.1.2 Configuration d'antennes de PWI/AM²P

Pour rappel, l'expérience PWI/AM²P se compose (i) de deux antennes d'émission longues de 15 m avec un diamètre de 2 mm situées des deux côtés du satellite Mio/MMO et (ii) de deux récepteurs situés à 2 m de l'extrémité des antennes d'émission (figure 6.1). Dans ce modèle, les antennes émettrices ont été discrétisées en sous-éléments rectangulaires. Le centre de chaque sous-élément est considéré comme une charge ponctuelle, tandis que les antennes de réception sont considérées comme ponctuelles. Cette expérience fonctionne en mode *double-wire* (ou *push-pull*) pour lequel la charge pulsante sur une antenne émettrice est opposée à celle de la seconde antenne émettrice, c'est-à-dire en opposition de phase.

Dans le chapitre 3, les spectres d'impédance mutuelle ont été modélisés dans un large domaine de paramètres plasmas pour caractériser l'effet des électrons suprathermiques sur les mesures d'impédance mutuelle. Dans cette section, les spectres de PWI/AM²P sont calculés dans les conditions plasma attendues dans la magnétosphère de Mercure (section 6.1.3) et dans le vent solaire près du périhélie et de l'aphélie de Mercure (section 6.1.4). Pour cela, nous avons utilisé les fonctions de distribution en vitesse des électrons observées *in situ* dans le vent solaire et ajustés par comparaison avec des fonctions de distributions connues [Maksimovic et al., 1997; Pierrard et al., 2016]. Nous avons également utilisé des mesures des particules énergétiques réalisées par le satellite *Mariner-10* lors de l'un des trois survols dans la magnétosphère de Mercure [Baker et al., 1986].

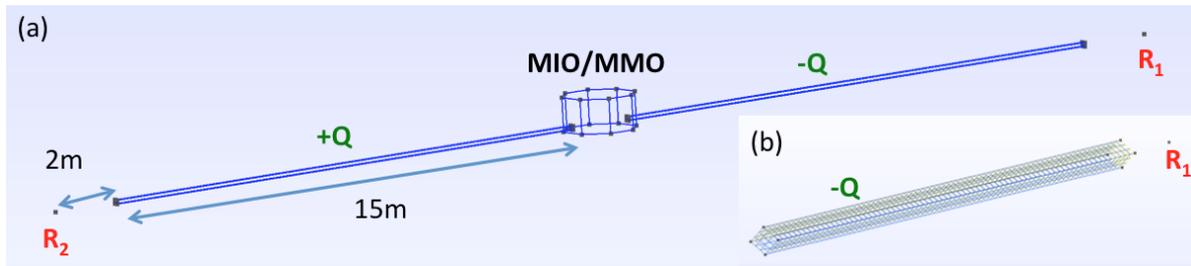


FIGURE 6.1 – a) La géométrie de PWI/AM²P se compose de deux antennes de 15 m de part et d'autre du satellite Mio/MMO avec deux récepteurs, R₁ et R₂, situés à 2 m de chaque extrémité des bras, b) Exemple du maillage d'une antenne de AM²P.

6.1.3 Impédance mutuelle de PWI/AM²P dans la magnétosphère de Mercure

Une grande partie de l'orbite elliptique du satellite Mio/MMO s'effectuera dans la magnétosphère de Mercure. Afin de caractériser l'effet du milieu ionisé sur les spectres d'impédance mutuelle de PWI/AM²P, nous avons utilisé les observations de la densité électronique et de la température des électrons mesurées par *Mariner-10* lors d'un survol de Mercure. Ce survol s'est réalisé du côté nuit de la planète à une altitude minimale de 700 km de la surface de Mercure. Ces mesures sont résumées dans Baker et al. [1986] et présentées en figure 6.2.

La modélisation de l'impédance mutuelle dans la limite électrostatique est valable du fait que la fréquence cyclotron électronique est négligeable (environ 3 kHz) par rapport à la fréquence plasma électronique (environ 20 kHz). Différentes populations d'électrons peuvent être observées dans la magnétosphère de Mercure dont en particulier : (i) une population électronique provenant du vent solaire (n_{SW} de 7 à 12 cm⁻³, T_{SW} de 22 à 40 eV) et (ii) une population électronique provenant de la magnétogaine (n_{MAG} de 3 à 7 cm⁻³, T_{MAG} de 12 à 40 eV). Un mélange des deux populations peut être alors observé dans la magnétosphère de Mercure. Nous avons choisi de modéliser les deux populations d'électrons par une fonction de distribution en vitesse des électrons de type Maxwellienne. La longueur de Debye des électrons du vent solaire (resp. magnétogaine) est caractérisée par $10,0 \text{ m} < \lambda_{D,SW} < 17,7 \text{ m}$ (resp. $9,7 \text{ m} < \lambda_{D,MAG} < 27,0 \text{ m}$). Plusieurs exemples de spectres de PWI/AM²P modélisés avec différents mélanges des deux populations d'électrons sont illustrés à la figure 6.3. Dans ces conditions plasmas, la résonance au-dessus de la fréquence totale du plasma d'électrons est particulièrement plate, en raison de la grande longueur de Debye des deux populations électroniques par rapport à la distance émetteur-récepteur. Par conséquent, la détection de la fréquence plasma totale, et donc la mesure de la densité d'électrons, sera difficile dans la magnétosphère de Mercure. De plus, la résonance proche de la fréquence plasma correspondant aux électrons de la magnétogaine n'est pas visible du fait que le rapport de température est trop faible (voir figure 4.8). Par conséquent, la présence de deux populations d'électrons pourrait ne pas être observée par PWI/AM²P dans cette gamme de paramètres.

6.1.4 Impédance mutuelle de PWI/AM²P dans le vent solaire

Mercure est la planète ayant la plus grande excentricité orbitale du système solaire. La distance au Soleil varie de 0.31 UA au périhélie à 0.47 UA à l'aphélie. Les conditions plasmas du vent solaire sont différentes entre ces deux distances héliocentriques. Nous avons modélisé les spectres d'impédance mutuelle de PWI/AM²P dans le vent solaire pour ces deux distances héliocentriques. Premièrement, proche du périhélie à 0.35 UA, les fonctions de distribution en vitesse des électrons dans le vent solaire ont été caractérisées par un mélange d'un coeur modélisé par une fonction de

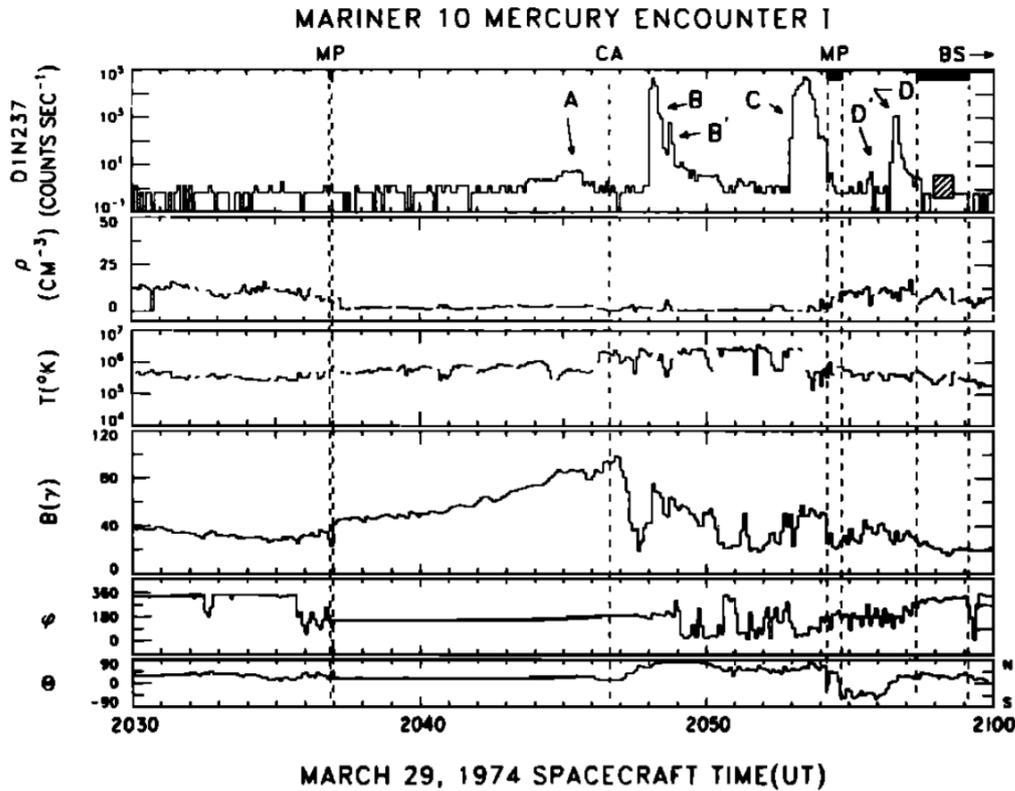


FIGURE 6.2 – Evolution des paramètres plasmas (resp. nombre d'électrons suprathermiques par seconde, densité et température électroniques, amplitude et direction du champ magnétique suivant l'angle azimut et polaire définies dans le repère de Mercure) mesurés par les instruments à bord de *Mariner-10* lors du survol de Mercure le 29 Mars 1974 entre 20h30 et 21h00 (temps UTC). *MP* correspond au franchissement de la magnétopause, *CA* au point le plus proche et *BS* au Bow Shock. Adaptée de [Baker et al. \[1986\]](#).

distribution Maxwellienne et des ailes modélisées par une fonction de distribution kappa avec un rapport de densité des ailes par rapport au total, noté n_{halo}/n_{core} , égal à 0.03 ($n_{core}/n_{tot} = 0.97$) et un rapport de température entre les deux populations, noté T_{halo}/T_{core} , égal à 3.36 avec $\kappa_h = 7.54$ [[Pierrard et al., 2016](#)]. La longueur de Debye du coeur de la fonction de distribution (resp. les ailes) est $\lambda_{D,core} = 3.73$ m (resp. $\lambda_{\kappa,halo} = 33.4$ m). Les spectres d'impédance mutuelle correspondants dans le vent solaire à 0.35 UA sont illustrés sur la figure 6.4 (graphe de gauche, courbe rouge). Afin de caractériser l'effet des électrons suprathermiques dans le vent solaire sur la mesure des spectres d'impédance mutuelle de PWI/AM²P, les spectres ont été modélisés dans un plasma contenant seulement le coeur modélisé par la même fonction de distribution Maxwellienne que précédemment (graphe de gauche, courbe bleue). Nous pouvons observer que les spectres d'impédance mutuelle modélisés avec ou sans les électrons suprathermiques sont similaires. L'effet des suprathermiques devrait donc être négligeable autour du périhélie. Nous pouvons également observer que les spectres d'impédance mutuelle sont plats. La signature de la résonance principale est étendue avec un maximum d'amplitude décalée par rapport à la fréquence plasma électronique ($\Omega = 1.25$). Cependant la fréquence de coupure est localisée autour de la fréquence plasma électronique, ce qui pourrait permettre de récupérer la position de la fréquence plasma électronique lors du traitement sol des données.

En résumé, près du périhélie de Mercure, l'expérience d'impédance mutuelle PWI/AM²P est ro-

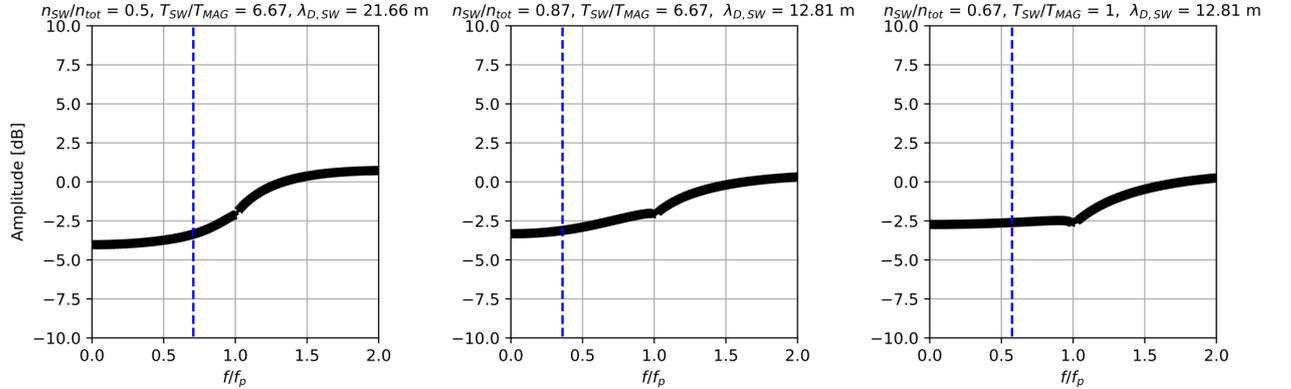


FIGURE 6.3 – Spectres d’impédance mutuelle de PWI/AM²P modélisés dans trois plasmas différents avec un mélange d’électrons provenant du vent solaire et des électrons de la magnétogaine, tous deux modélisés par une fonction de distribution Maxwellienne. L’amplitude est exprimée en $20 \log_{10}$ et la fréquence est normalisée par la fréquence du plasma électronique. La fréquence plasma électronique de la population la plus froide est indiquée par les lignes pointillées verticales bleues.

buste à la présence d’électrons suprathermiques dans le vent solaire pour déterminer la densité électronique totale.

Deuxièmement, les spectres d’impédance mutuelle de PWI/AM²P ont été modélisés dans le plasma du vent solaire à 0.5 AU, près de l’aphélie de Mercure (0.47 AU). Le rapport de densité n_{halo}/n_{core} est égal à 0.04, le rapport de température T_{halo}/T_{core} est égal à 4.10 et $\kappa_h = 6.89$ avec $\lambda_{D,halo} = 46.37$ m, $\lambda_{D,core} = 5.24$ m [Pierrard et al., 2016]. Nous avons également modélisé le spectre d’impédance mutuelle en ne considérant que le coeur de la fonction de distribution. Les spectres modélisés sont montrés sur la figure 6.4 (graphe de droite). Comparé aux spectres d’impédance mutuelle proches du périhélie (graphe de gauche), le spectre d’impédance mutuelle à l’aphélie est plus plat. L’amplitude maximale est d’environ 3 dB. Ce maximum est situé loin de la fréquence plasma électronique ($\Omega = 1.5$) mais elle peut être récupérée par la fréquence de coupure. En raison du bruit instrumental, nous nous attendons à ce que le signal soit mesurable, avec un faible rapport signal-sur-bruit. Contrairement aux conditions du vent solaire près du périhélie, la forme des spectres est affectée par les électrons suprathermiques. En effet, le spectre correspondant uniquement au coeur de la fonction de distribution (courbe bleue) est différent du spectre modélisé en ajoutant la partie suprathermique. Cependant, la forme est très similaire, ce qui ne permet pas de séparer les deux populations d’électrons et ne fournit donc pas de mesure des électrons suprathermiques.

Dans cette étude, nous avons supposé que la troisième population électronique du vent solaire peut être négligée (i.e. la partie non-symétrique). Au périhélie (0.31 UA) et à l’aphélie (0.45 UA) de Mercure, cette contribution représente environ 2-3% de la densité électronique totale, moins que les électrons suprathermiques représentant 8 à 10% [Maksimovic et al., 2005]. De même, la température de cette population serait plus élevée que celle des électrons suprathermiques. Dans les conditions du vent solaire proche de Mercure, la contribution des suprathermiques sur la mesure des spectres d’impédance mutuelle est négligeable à proximité du périhélie. Nous nous attendons à ce que la contribution de la population non-symétrique soit encore moins significative que les électrons suprathermiques. Cependant, nous avons vu que les électrons suprathermiques pouvaient affecter légèrement la mesure de l’impédance mutuelle près de l’aphélie. Par conséquent, si la partie non-symétrique affecte également la mesure de l’impédance, nous nous attendons à

ce que cette modification ne soit pas perceptible par l'instrument.

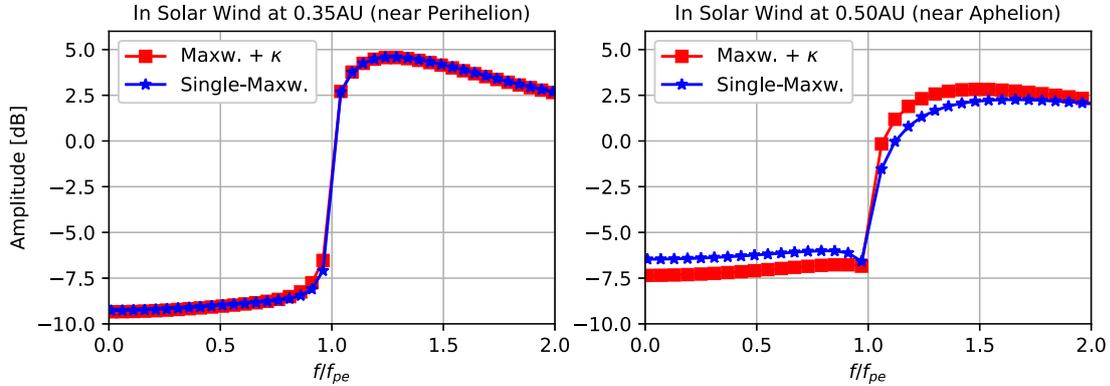


FIGURE 6.4 – Spectres d'impédance mutuelle de PWI/AM²P modélisés pour (i) une fonction de distribution avec un coeur Maxwellien et des ailes modélisées par une fonction kappa (courbe rouge) et (ii) avec seulement la fonction de distribution Maxwellienne (courbe bleue) dans le plasma du vent solaire mesuré *in situ* à 0.35 UA (proche du périhélie du Mercure, graphe de gauche) et 0.5 UA (près de l'aphelie, graphe de droite). L'amplitude est exprimée en $20 \log_{10}$ et la fréquence est normalisée par la fréquence plasma totale.

6.2 Modélisation de la sonde à impédance mutuelle RPWI/MIME

Dans cette section, nous présentons la modélisation de la sonde à impédance RPWI/MIME à bord du satellite *JUICE*. Tout d'abord, nous présentons les différentes configurations instrumentales (section 6.2.1). Puis nous introduisons le modèle ionosphérique 3D de Ganymède développé par Carnielli et al. [2019] (section 6.2.2). Enfin, nous présentons les spectres d'impédance mutuelle de RPWI/MIME attendus dans l'ionosphère de Ganymède (section 6.2.3).

6.2.1 Configurations instrumentales de la sonde à impédance mutuelle RPWI/MIME

L'expérience RPWI/MIME à bord du satellite *JUICE* utilisera quatre sondes de Langmuir (LP) et trois antennes électriques (RWI) de 2.5 m de long, définissant un espace orthonormé afin de réaliser des mesures d'impédance mutuelle. La figure 6.5 illustre l'emplacement des différents instruments sur le satellite *JUICE*. Le tableau 6.1 présente les distances entre les sondes de Langmuir et les extrémités des antennes électriques, exprimées en mm. La sonde à impédance mutuelle déterminera la densité électronique pour calibrer les autres instruments plasmas du consortium RPWI. Cette densité électronique sera calculée à partir de la localisation des fréquences caractéristiques du plasma. RPWI/MIME devrait évoluer dans les mêmes conditions que RPC-MIP en termes de rapport entre la distance émetteur-récepteur et la longueur de Debye. La localisation de la fréquence plasma devrait être décalée par rapport aux extrêmes des spectres d'impédance mutuelle en amplitude. Il sera donc essentiel de calibrer la localisation de la fréquence plasma électronique menant à une meilleure estimation de la densité des électrons comme il a été illustré dans le cas de RPC-MIP (section 4.4.1).

RPWI/MIME possède 96 configurations instrumentales différentes d'émission/réception. Afin d'avoir une idée du type de spectres attendus et du type de calibration à apporter aux spectres d'impédance mutuelle lors des opérations notamment dans l'ionosphère de Ganymède, nous

avons simulé la réponse instrumentale sur certaines configurations couplé à un modèle ionosphérique 3D de Ganymède permettant d’avoir accès aux différents paramètres essentiels pour la modélisation de la réponse instrumentale des sondes à impédance mutuelle (champ magnétique, densité des électrons). Nous présentons ce modèle dans la section 6.2.2 et nous appliquons la modélisation de la réponse instrumentale dans la section 6.2.3.

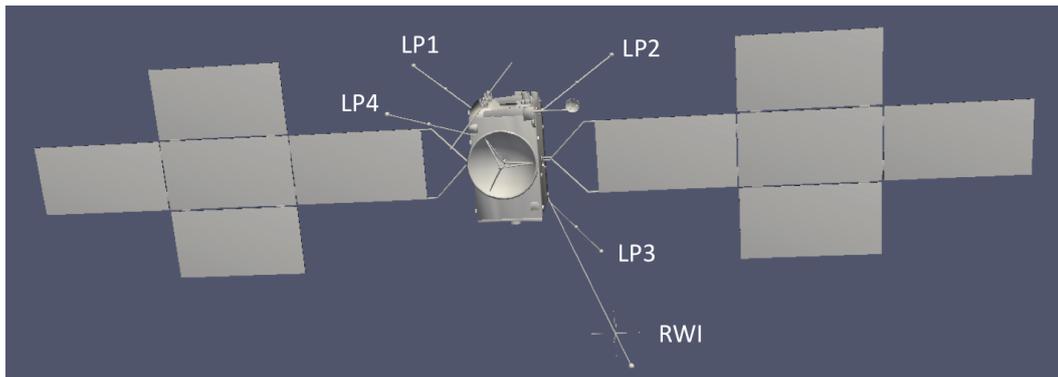


FIGURE 6.5 – Configuration des sondes utilisés à bord du satellite *JUICE* pour réaliser les expériences d’impédance mutuelle de RPWI/MIME : les quatre sondes de Langmuir (LP1, LP2, LP3 et LP4) ainsi que les trois antennes électriques RWI. (Crédit : ESA)

6.2.2 Modèle ionosphérique 3D de Ganymède

Afin de connaître les réponses instrumentales de RPWI/MIME attendues dans l’ionosphère de Ganymède, nous avons couplé la modélisation de la réponse instrumentale avec un modèle ionosphérique 3D cinétique de Ganymède développé à l’*Imperial College* de Londres et détaillé dans [Carnielli et al. \[2019\]](#). Pour simuler l’ionosphère de la lune de Jupiter, ce modèle prend en compte les champs électromagnétiques calculés par des modèles magnétiques [[Jia et al., 2008](#); [Leclercq et al., 2016](#)] ainsi qu’un modèle d’exosphère [[Leblanc et al., 2017](#)]. Ce modèle simule les différents processus physiques de création de l’ionosphère (photo-ionisation, impact par électrons à haute-énergie) dépendant des propriétés des molécules présentes dans l’exosphère de Ganymède et simule le mouvement de ces particules chargées par rapport aux lignes de champ magnétique. Ce modèle permet donc d’avoir accès à la distribution spatiale des ions dans l’environnement de Ganymède. En considérant la neutralité du plasma, il est possible d’estimer la densité des électrons.

Une cartographie de la densité des électrons, du rapport de la fréquence plasma électronique avec la fréquence cyclotron électronique et de la longueur de Debye est présenté en figure 6.6 pour une altitude de 200 km et de 500 km.

Deux des composantes importantes pour les simulations numériques de la réponse instrumentale sont la température électronique et le champ magnétique. Concernant la température électronique, elle est à fixer. Concernant le champ magnétique, il est nécessaire que le champ magnétique soit faible car les simulations numériques du potentiel et de la réponse instrumentale sont effectuées pour un plasma non-magnétisé. De plus, comme précisé au chapitre 2, la fréquence cyclotron électronique dépend de l’amplitude du champ magnétique. Lorsque l’amplitude du champ magnétique est suffisamment grande, la fréquence cyclotron peut se retrouver dans le domaine de la fréquence plasma électronique et ainsi modifier l’allure de la réponse instrumentale.

CHAPITRE 6. PRÉPARATION DE PWI/AM²P (BEPICOLOMBO), DE RPWI/MIME (JUICE) ET ADAPTATION AUX NANO-SATELLITES (R&D COMIX, COMET INTERCEPTOR)

Instrument	LP1	LP2	LP3	LP4	RWI_X(1)	RWI_X(2)	RWI_Y(1)	RWI_Y(2)	RWI_Z(1)	RWI_Z(2)
LP1										
LP2	6255.5									
LP3	8739.4	7098.6								
LP4	5228.0	7296.0	9550.0							
RWI_X(1)	12463.7	13155.6	7830.5	15385.6						
RWI_X(2)	12237.7	13245.9	7162.5	14454.0	2500.0					
RWI_Y(1)	12414.9	13843.8	8377.5	15195.2	1816.5	1819.0				
RWI_Y(2)	12422.8	12716.6	6724.5	14803.4	1720.7	1722.7	2500.0			
RWI_Z(1)	11036.2	12076.3	6622.3	13724.3	1818.2	1721.7	1817.9	1818.9		
RWI_Z(2)	13527.6	14299.0	8342.0	16012.6	1818.2	1721.8	1721.4	1721.9	2500.0	

TABLEAU 6.1 – Distance exprimée en mm entre les sondes de Langmuir LP1, LP2, LP3 et LP4 ainsi que les extrémités des antennes RWI_X, RWI_Y, RWI_Z

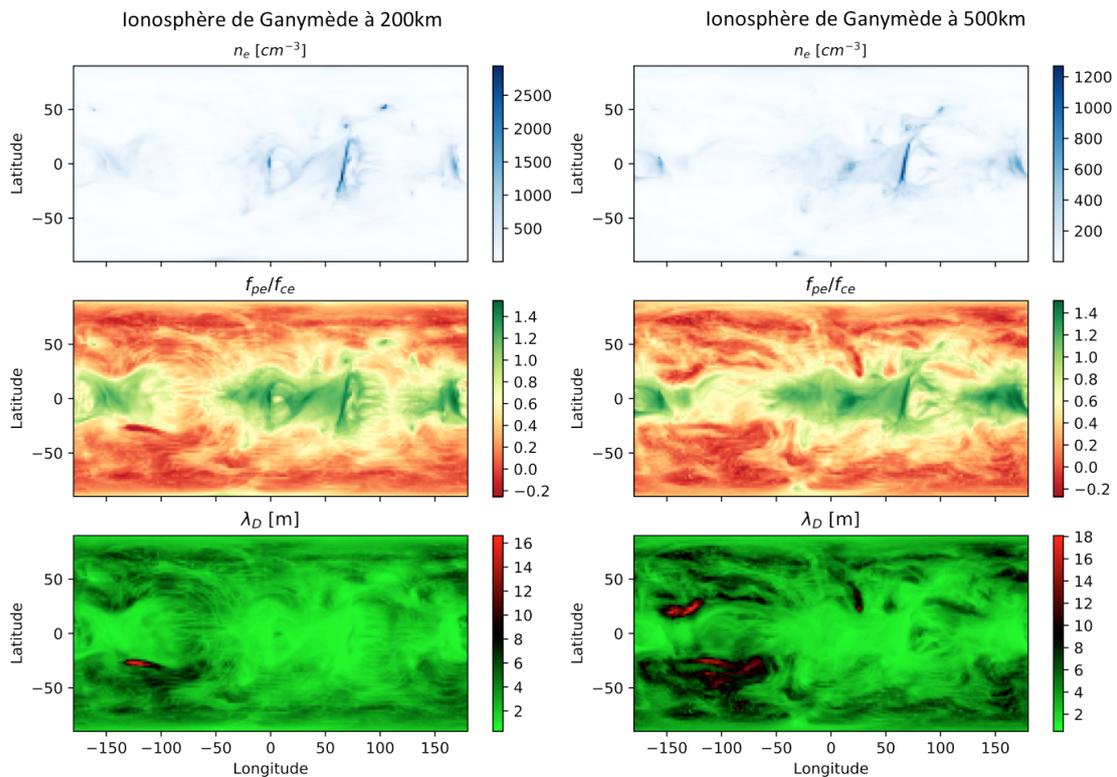


FIGURE 6.6 – (i) Carte de la densité des électrons (en cm^{-3}) en considérant la neutralité du plasma, c'est-à-dire $n_e = n_i$, par rapport à la longitude et à la latitude, (ii) carte du rapport entre la fréquence plasma électronique et la fréquence cyclotron électronique exprimé en échelle logarithmique, (iii) carte de la longueur de Debye λ_D (en m) en considérant une température électronique de 5 eV.

6.2.3 Modélisation de l'impédance mutuelle de RPWI/MIME dans l'ionosphère de Ganymède

Dans cette section, nous présentons les résultats de simulations numériques des impédances mutuelles attendues dans l'ionosphère de Ganymède. Comme indiqué dans la section 2.4.3.2, l'instrument RPWI/MIME possède 96 configurations d'émission/réception possibles. Il existe 26 configurations instrumentales n'utilisant que les sondes de Langmuir. Dans cette étude, nous allons nous focaliser sur ces configurations appelées modes LP-LP. Ces configurations sont listées dans le tableau 6.2. Les distances respectives entre les antennes électriques et les sondes de Langmuir sont détaillées dans le tableau 6.1. Il existe six configurations de double dipôle d'émission et de réception (mode LP-20 et LP-25) et vingt configurations d'une émission unique sur une sonde de Langmuir et réception sur deux autres (LP-0 à LP-19). Les configurations LP non-listées dans le tableau sont celles effectuant une mesure d'impédance sur deux dipôles de réception différents. Autrement dit, cela correspond à effectuer une mesure simultanée de deux modes LP. Par exemple, le mode LP-7 réalise les mesures du mode LP-4 et du mode LP-5 simultanément. Nous ne considérerons pas ces cas-ci dans notre étude puisque ces mesures seront déjà effectuées sur les autres modes LP.

Grâce aux simulations de l'ionosphère de Ganymède présentées en section 6.2.2, nous allons tester ces différentes configurations et ainsi voir quelles sont les configurations pouvant établir les meilleures données, c'est-à-dire que (i) la fréquence plasma électronique se situe au plus près de la

TABLEAU 6.2 – Liste des configurations de RPWI/MIME en double dipôle émissions-réceptions avec les quatres sondes de Langmuir

Configuration	Emetteurs	Récepteurs
LP-0	LP1	LP2, LP3
LP-1	LP1	LP2, LP4
LP-2	LP1	LP3, LP4
LP-4	LP2	LP3, LP4
LP-5	LP2	LP3, LP1
LP-6	LP2	LP4, LP1
LP-10	LP3	LP1, LP2
LP-11	LP3	LP1, LP4
LP-12	LP3	LP2, LP4
LP-16	LP4	LP2, LP3
LP-17	LP4	LP1, LP2
LP-18	LP4	LP1, LP3
LP-20	LP1,LP2	LP3,LP4
LP-21	LP1,LP3	LP2,LP4
LP-22	LP1,LP4	LP2,LP3
LP-23	LP2,LP3	LP1,LP4
LP-24	LP2,LP4	LP1,LP3
LP-25	LP3,LP4	LP1,LP2

fréquence de maximum d’amplitude, (ii) l’amplitude du spectre est élevée i.e. un rapport signal-sur-bruit élevé. Nous avons modélisé ces spectres dans l’ionosphère de Ganymède à différentes altitudes (200 km et 500 km). A partir de ces simulations, nous avons calculé le pourcentage de l’erreur de détection de la fréquence plasma électronique au cas où la fréquence serait localisée par le maximum d’amplitude. La figure 6.7 et la figure 6.8 présentent une cartographie de Ganymède en latitude/longitude avec ce pourcentage d’erreur pour les six modes LP-LP en double dipôle dans l’ionosphère de Ganymède à une altitude de 500 km et 200 km respectivement. Le calcul n’a été effectué que dans un plasma faiblement magnétisé dans lequel $f_{pe} \gg f_{ce}$ (voir figure 6.6 - carte du milieu).

Nous constatons que les modes LP22 et LP23 semblent moins optimisés que les autres modes pour détecter la fréquence plasma électronique quelles que soit l’altitude du satellite dans l’ionosphère de Ganymède. Nous constatons également que les autres modes donnent approximativement les mêmes résultats. Il est donc conseillé dans l’ionosphère de Ganymède d’utiliser les modes LP20, LP21, LP24 ou LP25.

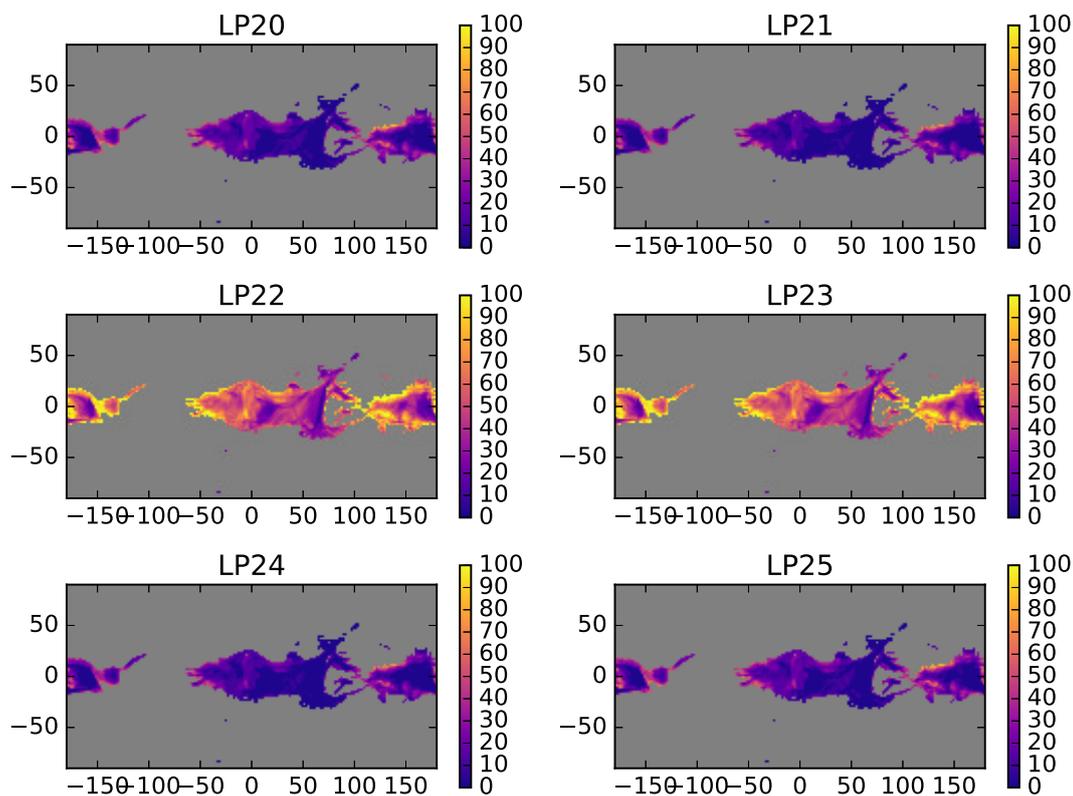


FIGURE 6.7 – Carte du pourcentage de l’erreur de la localisation de la fréquence plasma électronique dans l’ionosphère de Ganymède à une altitude de 500 km. La barre de couleur représente ce pourcentage allant de 0 (bleu) à 100% (jaune).

Nous avons également modélisé les spectres d’impédance mutuelle dans un plasma caractérisé par une longueur de Debye de 2 m et une distribution des électrons en vitesse de type Maxwellienne pour quelques modes LP-LP listés dans le tableau 6.2. Les résultats sont présentés sur la figure 6.9. Nous pouvons voir que le spectre simulé pour le mode LP-11 possède la plus grande amplitude à la fréquence plasma électronique, ce qui permet de faciliter la détection de la fréquence

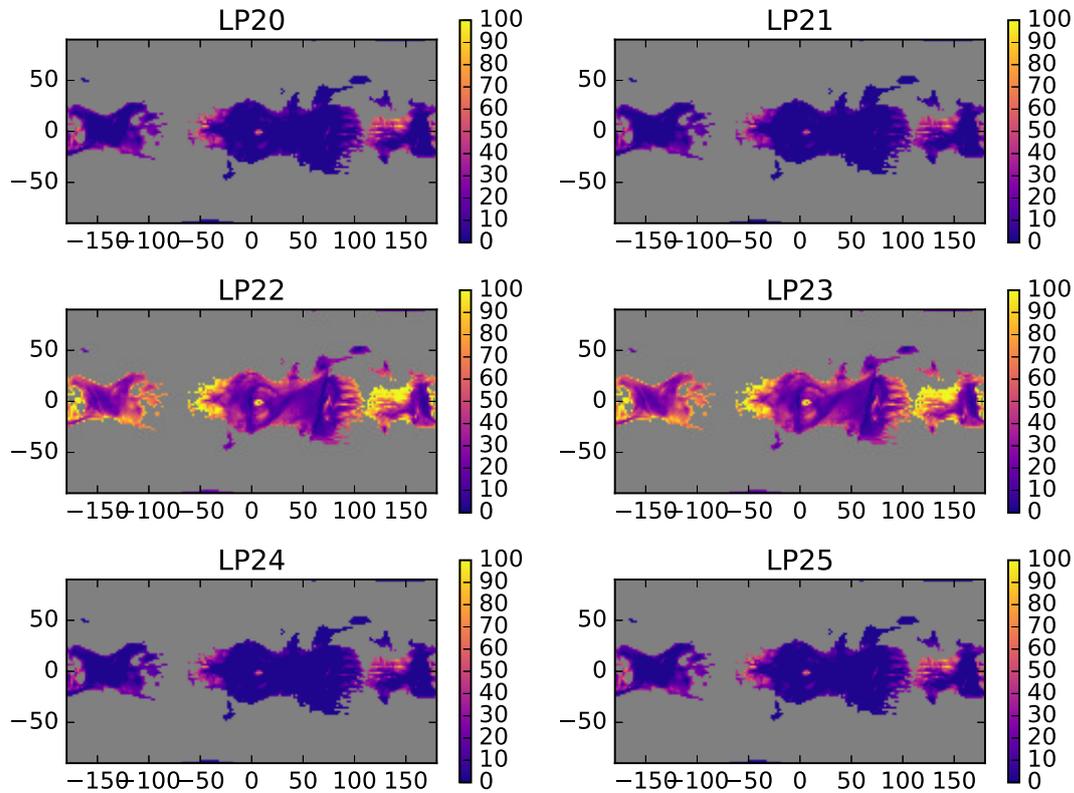


FIGURE 6.8 – Carte du pourcentage de l’erreur de la localisation de la fréquence plasma électronique dans l’ionosphère de Ganymède à une altitude de 200 km. La barre de couleur représente ce pourcentage allant de 0 (bleu) à 100% (jaune).

plasma dans les zones faiblement magnétisées ($f_{pe} \gg f_{ce}$). Par conséquent, dans les endroits où la longueur de Debye est élevée, il faut privilégier ce mode pour avoir accès plus facilement à la fréquence plasma électronique.

Nous avons également calculé pour les modes LP-LP double-dipôle émetteur/récepteur (mode LP-20 à LP-25), l’écart de la fréquence d’amplitude maximale avec la fréquence plasma électronique en fonction de l’amplitude maximale. Pour rappel, ce type de graphe a permis de calibrer la détection de la fréquence plasma électronique dans le cas des modes SDL de RPC-MIP (section 4.4.1). Nous constatons que pour les modes LP22 et LP23, l’écart entre la fréquence d’amplitude maximale et la fréquence plasma électronique est plus important que pour les autres modes. Si RPWI/MIME fonctionne sous ces deux modes, il est nécessaire d’apporter une correction à la détection de la fréquence plasma électronique même lorsque l’amplitude maximale de l’impédance mutuelle est élevée.

Comme indiqué ci-dessus, les autres modes donnent approximativement les mêmes résultats. Lorsque l’amplitude maximale des spectres d’impédance mutuelle est au dessus de 10 à 15 dB, la fréquence plasma électronique peut être prise comme la fréquence d’amplitude maximale.

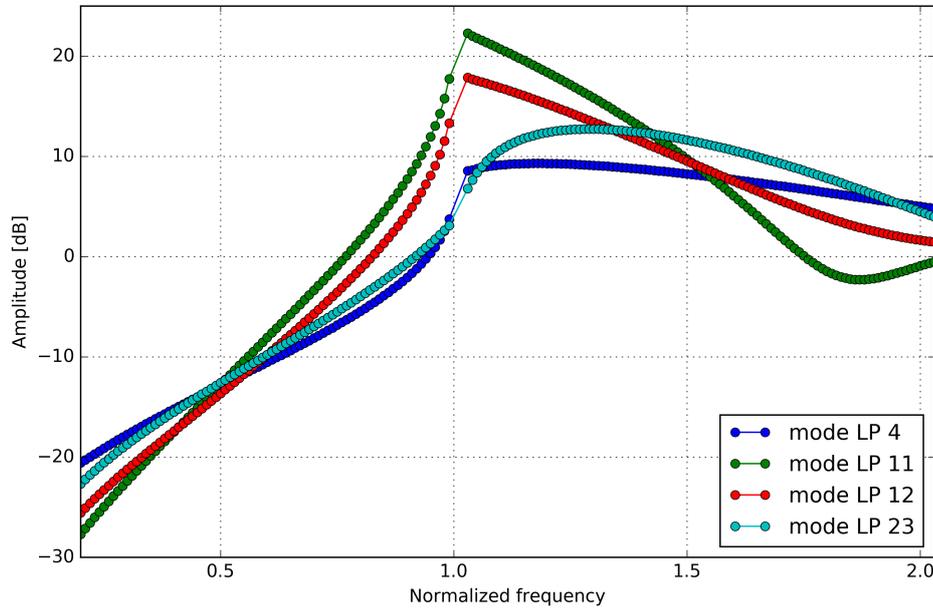


FIGURE 6.9 – Spectres de RPWI/MIME modélisés dans un même plasma pour quelques modes LP-LP. La longueur de Debye est prise à 2 m.

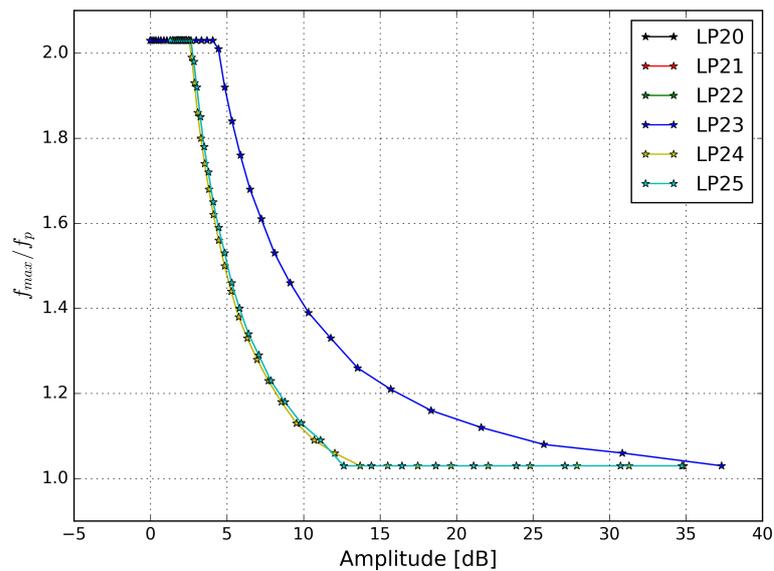


FIGURE 6.10 – Graphe représentant la fréquence de plus grande amplitude normalisée à la fréquence plasma électronique, comparée à la valeur de l'amplitude maximale du spectre d'impédance mutuelle, exprimée en dB, pour les modes LP-LP en double dipôle émission/réception.

6.3 Modélisation de la réponse instrumentale dans le cadre du projet R&D COMIX

Le nombre de nano-satellites lancés dans l'espace est en constante augmentation depuis le début des années 2010. Du fait de la réduction des coûts de développement et de la possibilité d'envoyer des grappes de satellites permettant d'effectuer des mesures multi-points au même instant, les agences spatiales internationales s'intéressent de plus en plus à ce type de plateformes. La mission *Comet Interceptor*, récemment sélectionnée en juin 2019 par l'ESA, fait partie de cette nouvelle génération de missions spatiales incorporant des petites plateformes (section 2.4.4.1). Les instruments spatiaux doivent alors s'adapter à ces nouvelles plateformes et ils doivent faire face à de nouveaux défis techniques.

En effet, les contraintes de poids et de volume sur le satellite sont beaucoup plus fortes que sur les satellites de grande taille tels que *Rosetta* ou *JUICE*. C'est dans ce contexte que le laboratoire LPC2E a lancé en novembre 2018 le projet R&D *COMIX* (Cubesat-Oriented Mutual Impedance eXperiments). Ce projet a pour but d'adapter les sondes à impédance mutuelle sur ces plates-formes nano-satellites. Les objectifs de ce projet sont multiples :

Réfléchir aux moyens expérimentaux permettant de réaliser des mesures d'impédance mutuelle. En effet, comme on a pu le voir tout au long de cette étude, les manières de réaliser des mesures d'impédance mutuelle sont nombreuses. Par exemple, il est possible d'utiliser soit des antennes fils (comme sur AM²P) ou des sondes de Langmuir (comme sur RPWI ou le mode LDL de RPC-MIP). L'intérêt de ce type de configuration est la possibilité de pouvoir coupler plusieurs méthodes de mesures des électrons (sondes de Langmuir et méthode de bruit thermique) comme c'est le cas sur les missions spatiales *BepiColombo* ou *JUICE*.

Réfléchir aux types de configurations géométriques possibles. Comme on a pu le voir dans cette étude, la configuration géométrique de l'instrument influe sur les mesures d'impédance mutuelle et sur le type de données que l'on souhaite avoir. Comme pour l'instrument MIME à bord du satellite *JUICE*, les géométries fixées à bord du satellite sont un compromis entre la mesure de l'impédance (configuration parallèle) et la mesure du champ électrique (configuration perpendiculaire). Comme nous l'avons vu sur RPC-MIP, si le corps du satellite est conducteur, il va influencer sur la mesure. Les spectres d'impédance sur le mode SDL Phase ont confirmé l'influence du satellite qui agit comme un émetteur. On pourrait alors imaginer certaines configurations profitant de ces effets du satellite.

Réfléchir aux systèmes électroniques embarqués. Le système électronique des instruments doit également être revu pour s'adapter à la taille d'un nano-satellite. Des nouveaux montages électroniques sont donc à prévoir et des tests dans le vide (i.e. dans l'air) et dans des caissons plasmas doivent avoir lieu pour tester ces systèmes.

La modélisation de la réponse instrumentale va apporter une aide aux objectifs décrits au-dessus. Tout d'abord pour le choix de la géométrie, des simulations numériques dans différents types de plasmas et dans le vide peuvent être menées pour avoir une idée du type de spectres attendus. La figure 6.11 montre une carte des valeurs d'amplitude maximale localisées à la fréquence plasma sur les spectres d'impédance mutuelle pour une configuration d'antenne où un premier émetteur est laissé libre sur la carte, les deux récepteurs sont situés à 1 m l'un de l'autre sur un axe et le premier émetteur est placé au centre du satellite. Nous constatons que les amplitudes sont plus élevées si le premier émetteur est localisé dans le voisinage du récepteur le plus proche du satellite. A bord d'un satellite, ces configurations permettraient alors d'optimiser le rapport signal-sur-bruit et la localisation des résonances principales serait alors facilitée. Ce type de simulation numérique permet donc d'optimiser les configurations d'antennes.

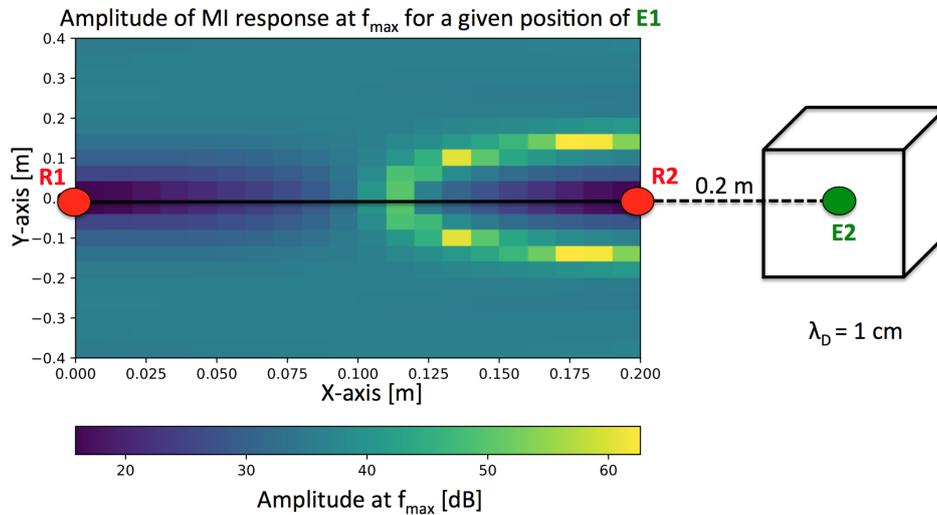


FIGURE 6.11 – Carte d’amplitudes maximales du spectre d’impédance mutuelle calculées à la position de l’émetteur E_1 en fixant (i) les deux récepteurs R_1 et R_2 distants l’un de l’autre de 20 cm (ii) ainsi que l’émetteur E_2 localisé au centre du nano-satellite à 20 cm du récepteur R_2 . Les amplitudes sont exprimées en dB.

De plus, mes codes de la simulation numérique de la réponse instrumentale par la méthode de Discrétisation Surfactive de Charge (section 4.2.1) ont été adaptés par N. Gadi durant son stage au LPC2E afin de calculer la réponse dans le vide sur les configurations électriques testées actuellement en laboratoire [Gadi, 2019]. Ces simulations numériques ont permis de valider les premiers tests expérimentaux effectués en cage de Faraday. La figure 6.12 présente le potentiel électrique V_r reçu par le récepteur comparé à la distance entre l’émetteur et le récepteur pour différents potentiels d’émission (5 V, 10 V, 15 V et 20 V *peak-to-peak*). Les astérisques représentent les valeurs du potentiel V_r relevées lors des tests en cage de Faraday tandis que les courbes pointillées représentent les valeurs du potentiel V_r calculées à partir de la méthode DSCD. On constate que les valeurs coïncident entre les valeurs mesurées lors des tests et les valeurs calculées par la méthode DSCD. Les simulations numériques ont donc permis de valider le montage électrique et les tests d’émission/réception réalisés en cage de Faraday. De plus, ces simulations numériques ont également permis de caractériser l’effet des parois de la cage de Faraday dans la mesure du potentiel. En prenant en compte ces effets à l’aide de la méthode des images, les courbes coïncident. Les simulations numériques de la réponse instrumentale qui ont été développées durant cette thèse sont et seront un support à la validation des tests expérimentaux réalisés en cage de Faraday et lors des futurs tests dans les caissons plasmas.

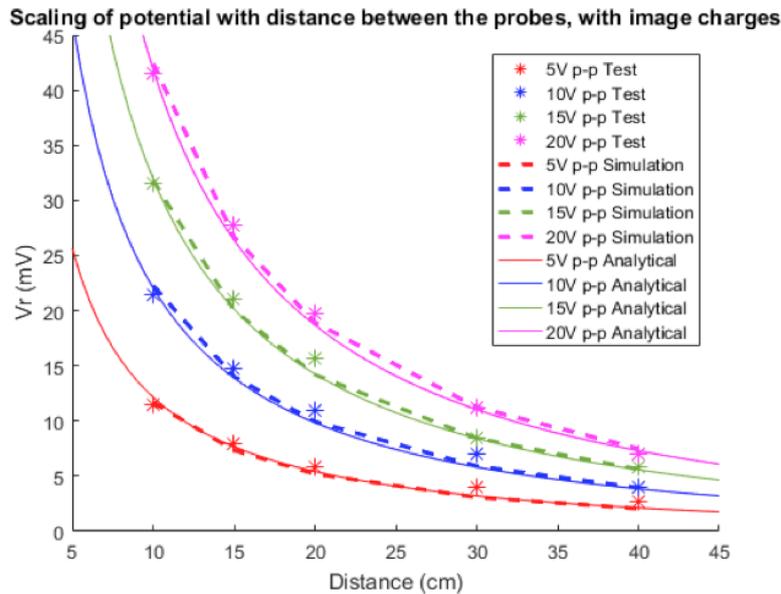


FIGURE 6.12 – Valeurs du potentiel de réception V_r , exprimé en mV, suivant la distance entre l'émetteur et le récepteur pour différentes valeurs d'émission (5 V, 10 V, 15 V et 20 V peak-to-peak). Les astérisques représentent les valeurs mesurées en cage de Faraday. Les courbes pointillées représentent les valeurs calculées à partir de la méthode DSCD. Les courbes continues représentent une expression analytique (non montrée ici). Adaptée de [Gadi \[2019\]](#).

6.4 Conclusion

Grâce aux méthodes de simulations numériques de la propagation du potentiel de l'onde électrostatique et de la réponse instrumentale développées durant cette thèse, j'ai pu caractériser les futures mesures d'impédance mutuelle de PWI/AM²P dans l'environnement de Mercure ainsi que de RPWI/MIME dans l'environnement jovien et plus particulièrement dans l'ionosphère de Ganymède. De plus, la méthode de Discrétisation Surfactive de Charge a été adaptée pour valider les tests expérimentaux menés au laboratoire dans le cadre du projet R&D COMIX. Ces différentes méthodes ont permis de déterminer plusieurs résultats importants :

L'effet des électrons suprathermiques sur la sonde à impédance mutuelle PWI/AM²P dans l'environnement de Mercure : j'ai modélisé la réponse instrumentale de PWI/AM²P dans le vent solaire avec les fonctions de distribution en vitesse des électrons mesurées par les instruments à bord des satellites héliosphériques ainsi que dans l'environnement de Mercure. Nous avons remarqué que l'effet des électrons suprathermiques devrait être plus important autour de l'aphélie (0.50 UA) qu'au périhélie (0.35 UA). Cependant, cet effet devrait être négligeable car se situant au niveau de la précision de l'instrument (autour de 1 dB).

La recherche des configurations optimales de RPWI/MIME pour détecter la fréquence plasma dans les régions non-magnétisées de Ganymède : Grâce à un couplage avec un modèle 3D de l'ionosphère de Ganymède [[Carnielli et al., 2019](#)], j'ai pu simuler la réponse instrumentale de RPWI/MIME attendue dans l'environnement de Ganymède pour différentes configurations émetteur/récepteur. Comme pour l'instrument RPC-MIP dans l'ionosphère de 67P, la fréquence plasma électronique est décalée par rapport à la fréquence d'amplitude maximale car la gamme

de longueur de Debye attendue dans l'ionosphère de Ganymède devrait être de l'ordre de la distance émetteur/récepteur. J'ai estimé cet effet pour différentes configurations instrumentales des modes LP-LP (deux émetteurs, deux récepteurs) pour plusieurs altitudes du satellite de la surface de Ganymède (500 km et 200 km). J'ai pu également montrer que le mode LP-11 serait la configuration instrumentale la plus efficace pour déterminer la fréquence plasma électronique. Enfin, pour pouvoir simuler les nombreuses configurations instrumentales, j'ai encadré V. Savreux qui durant son stage a développé une interface graphique appelée *MIPy*. Ce programme, s'appuyant sur les codes que j'ai développés durant ma thèse, permet de facilement générer des spectres d'impédance mutuelle à partir des paramètres plasmas entrés par l'utilisateur (choix de la fonction de distribution, densité, température, ...) ainsi que les différentes configurations instrumentales des sondes à impédance mutuelle RPC-MIP et RPWI/MIME. Cette interface graphique est détaillée en Annexe D.

Validation des tests expérimentaux et choix des configurations d'antenne sur le projet COMIX : Les simulations numériques développées au cours de cette thèse ont permis de faire des premiers choix sur la configuration de l'expérience d'impédance mutuelle à bord de nano-satellites. La méthode de Discrétisation Surfactive de Charge réimplémentée par N. Gadi dans le cadre des tests expérimentaux menés au laboratoire a permis de valider ces premiers tests d'impédance mutuelle. Cette méthode a également permis de caractériser l'effet de la cage de Faraday sur les mesures expérimentales de l'impédance mutuelle. Ces simulations numériques devraient être un soutien important pour les futurs tests des sondes à impédance mutuelle dans les caissons plasmas ainsi qu'aux décisions sur le type de configuration instrumentale à adopter pour optimiser la mesure des fréquences caractéristiques suivant les contraintes instrumentales (système de déploiement, poids de la charge utile, ...).

*CHAPITRE 6. PRÉPARATION DE PWI/AM²P (BEPICOLOMBO), DE RPWI/MIME (JUICE) ET
ADAPTATION AUX NANO-SATELLITES (R&D COMIX, COMET INTERCEPTOR)*

Conclusions et perspectives

Conclusions

Objectif de la thèse

L'objectif principal de cette thèse était de développer des nouvelles méthodes de modélisation de la réponse instrumentale des sondes à impédance mutuelle RPC-MIP (*Rosetta*), PWI/AM²P (*Be-piColombo*), RPWI/MIME (*JUICE*) afin de comprendre les spectres d'impédance mutuelle et le plasma environnant l'instrument. Pour cela, j'ai divisé cet objectif en deux points afin d'inclure à la modélisation de la réponse instrumentale :

1. Les effets des conditions plasmas (longueur de Debye, électrons suprathermiques, présence de plusieurs populations électroniques) sur (i) la propagation du potentiel électrostatique émis par les émetteurs des sondes à impédance mutuelle, (ii) les spectres d'impédance mutuelle.
2. Les effets inhérents des éléments conducteurs sur le satellite et sur l'instrument ainsi que l'inhomogénéité du plasma se formant dans le voisinage de l'instrument sur la mesure des spectres d'impédance.

L'objectif secondaire de cette thèse était d'appliquer ces modèles aux mesures de la sonde RPC-MIP sur le satellite *Rosetta* afin de mieux comprendre la structure et la dynamique du plasma cométaire autour de 67P/Churyumov-Gerasimenko.

Méthodes

Calcul numérique du potentiel électrostatique

Afin de réaliser le premier point, j'ai développé une méthode d'intégration numérique afin de calculer le potentiel électrostatique dans les limites où la longueur de Debye est de l'ordre de la distance entre les émetteurs et les récepteurs [Gilet et al., 2017; Gilet et al., 2019]. Cette méthode permet de calculer le potentiel électrostatique dans le cas où les électrons sont localement à l'équilibre thermodynamique. Dans la littérature, ces électrons sont modélisés par une fonction de distribution de type Maxwellienne. Beghin [1995] a développé une méthode de calcul dans cette limite par un développement du potentiel électrostatique en série de Mittag-Leffler [Rudin, 1998] dans le cas d'une fonction Maxwellienne. J'ai vérifié que les résultats des deux modèles ont donné les mêmes potentiels électrostatiques et les mêmes spectres d'impédance mutuelle. Contrairement à la méthode de développement en série de Mittag-Leffler demandant un traitement analytique de l'ensemble des modes plasmas, la méthode d'intégration numérique m'a permis de généraliser plus facilement le calcul du potentiel électrostatique à d'autres fonctions de distribution en vitesse des électrons, notamment celles modélisant le plasma hors équilibre thermodynamique, observées communément dans les plasmas spatiaux.

Méthode de Discrétisation Surfaique de Charge (DSCD)

Dans la limite où la longueur de Debye est de l'ordre de la distance entre les émetteurs et les récepteurs, il est essentiel de prendre en compte l'effet des charges électriques réparties sur le satellite et sur l'instrument lui-même. Pour cela, avec l'aide de G. Wattieaux (laboratoire LAPLACE, Univ. Toulouse), nous avons réimplémenté la méthode de Discrétisation Surface de Charge (DSCD, [Béghin et Kolesnikova, 1998]) permettant de prendre en compte ces charges dans la modélisation de la réponse instrumentale en la couplant avec les modèles de propagation du potentiel de l'onde électrostatique émis par les émetteurs dans les plasmas modélisés par des fonctions de distribution hors équilibre thermodynamique. Nous avons montré que ces effets sont non-négligeables lorsque RPC-MIP opère en mode SDL Phase.

De plus, Wattieaux et al. [2019] a également adapté cette méthode en prenant en compte l'inhomogénéité du plasma par une gaine ionique entourant l'instrument. Couplée à mes calculs du potentiel de l'onde électrostatique dans un plasma à deux populations électroniques, cette modélisation a permis de caractériser les effets de la charge du satellite et de l'instrument sur la réponse instrumentale dans la limite où la longueur de Debye est de l'ordre de la distance émetteur-récepteur. Des simulations numériques du potentiel du satellite effectuées par L. Bucciantini (LPC2E) ont permis d'évaluer la taille de cette gaine ionique, cette taille étant de l'ordre de la longueur de Debye de la population électronique la plus chaude.

Résultats

Généralisation de la modélisation aux fonctions de distribution hors équilibre thermodynamique

Mes travaux de modélisation du potentiel électrostatique ont permis d'accéder au potentiel électrostatique ainsi qu'à la réponse instrumentale des sondes à impédance mutuelle dans un plasma caractérisé par (i) une somme de deux fonctions de distribution de type Maxwellienne et (ii) des fonctions de distribution contenant des électrons suprathermiques (fonction kappa). Ces modélisations ont été réalisées pour la première fois dans la limite où la longueur de Debye est de l'ordre de la distance émetteur-récepteur.

En prenant en compte la fonction de distribution kappa, les ondes de Langmuir sont plus amorties que dans le cas d'une fonction de distribution Maxwellienne. Le potentiel de l'onde électrostatique se propage alors moins efficacement dans le plasma. Cependant, à petite distance des antennes, la dynamique du potentiel électrostatique est plus important, ce qui a pour effet d'améliorer la visibilité de la résonance principale sur les spectres d'impédance mutuelle. Ce résultat contre-intuitif est crucial pour les mesures attendues de PWI/AM^2P à bord du satellite Mio/MMO de la mission *BepiColombo*.

De plus, cette modélisation dans de tels plasmas m'a permis de caractériser l'effet de deux populations électroniques sur le potentiel de l'onde électrostatique ainsi que sur les spectres d'impédance mutuelle. Dans certaines gammes de plasma, notamment pour un large rapport de température entre les deux populations et un taux d'électrons les plus froids suffisamment grand, une double-résonance est observée sur la courbe de la réponse instrumentale. Cela est dû à la présence d'un deuxième mode plasma appelé mode acoustique-électronique [Gilet et al., 2017]. Cette double-résonance a été observée sur les spectres d'impédance mutuelle mesurés par RPC-MIP durant la phase d'opération dans l'ionosphère de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko. Cela m'a permis de déterminer le mélange de deux populations électroniques dans l'ionosphère de 67P et plus particulièrement des électrons thermalisés par les molécules neutres, appelés *électrons*

froids dans le cadre de *Rosetta*.

Détection des électrons froids sur les spectres de RPC-MIP

J'ai mené une étude sur l'observation de ces électrons froids par RPC-MIP dans l'ionosphère de 67P à partir des double-résonances observées sur les spectres d'impédance mutuelle [Gilet et al., submitted]. Ces électrons froids ont également été observés par les sondes de Langmuir par une méthode indépendante [Eriksson et al., 2017]. Les observations de RPC-MIP m'ont donc permis de confirmer la présence d'une population électronique thermalisée. De plus, grâce à la cadence plus élevée de RPC-MIP par rapport à RPC-LAP, j'ai pu apporter de nouvelles informations sur cette population électronique. Les observations d'électrons froids peuvent avoir lieu sur seulement quelques secondes.

En effet, ces électrons froids ont principalement été observés dans l'hémisphère sud dans lequel l'activité de dégazage était le plus important durant le post-périhélie où RPC-MIP fonctionnait en mode SDL Phase, mode le plus adapté pour détecter les électrons froids. Cela corrobore le fait que les électrons froids soient des électrons refroidis par collisions avec les molécules neutres.

De plus, RPC-MIP a observé ces électrons lorsque l'activité de dégazage de la comète était faible, c'est-à-dire lorsque la comète était loin du Soleil, particulièrement à la fin des opérations. Cette observation pourrait laisser présager un mécanisme de refroidissement des électrons plus efficace que prévu [Mandt et al., 2016]. De plus, grâce à la modélisation de la gaine ionique autour de l'instrument et mes calculs du potentiel électrostatique dans un plasma à deux populations, Wattieaux et al. [2019] a pu déterminer la densité et la température des électrons froids ainsi que ceux du coeur de la fonction de distribution grâce à une comparaison entre les spectres simulés et ceux mesurés par RPC-MIP. Une étude statistique, sur toute la durée des opérations cométaires, de l'évolution des paramètres des deux populations électroniques est en cours d'écriture.

La caractérisation de l'effet de deux populations électroniques sur les mesures de RPC-MIP grâce à la modélisation développée durant cette thèse a mené à des collaborations dans le cadre de différents travaux scientifiques :

Engelhardt et al. [2018] a réalisé un aperçu de l'observation des électrons froids en utilisant les données de l'instrument RPC-LAP. Dans le cadre de cette étude, j'ai caractérisé la présence d'électrons froids sur les données de RPC-MIP sur quelques cas d'étude et donné une estimation des densités et des températures électroniques à l'aide d'un modèle simplifié (résultats présentés dans Gilet et al. [2017, section 5.2]). Ces résultats associés aux données de RPC-LAP ont permis de confirmer la présence d'électrons froids dans l'ionosphère de 67P.

L'observation des électrons froids par RPC-MIP au sein de la cavité diamagnétique a été utilisée dans Hajra et al. [2018] et Odelstad et al. [2018]. Pour le premier papier, j'ai mené une étude de la dynamique des deux populations électroniques à l'intérieur et à l'extérieur de la cavité diamagnétique lorsqu'une forte variation de plasma (densité électronique) est observée dans la cavité. La dynamique entre les deux populations étant la même à l'intérieur et à l'extérieur de cette région non-magnétisée, cela contraint le niveau de transport des particules et par conséquent le niveau de perméabilité des frontières de la cavité. Concernant le second papier, Odelstad et al. [2018] a réalisé une étude statistique sur la présence d'électrons froids lors des passages de *Rosetta* dans la cavité diamagnétique à partir des données de RPC-LAP. J'ai validé la présence quasi-systématique de ces électrons froids sur les données de RPC-MIP. Ces résultats ont été rajoutés et détaillés dans le papier Gilet et al. [submitted].

Enfin, Edberg et al. [2019] a étudié l'observation des électrons froids en fonction de la direction du champ électrique convectif avec les données de RPC-LAP. J'ai réalisé ces mêmes statistiques avec les données de RPC-MIP. J'ai pu confirmé que les électrons froids étaient essentiellement obser-

vés dans la direction opposée au champ électrique convectif, direction privilégiée dans la cavité diamagnétique.

Compréhension des spectres d'impédance mutuelle mesurés par RPC-MIP

Comme abordé dans la section précédente, la double-résonance sur les spectres d'impédance mutuelle a été principalement observée lorsque la sonde RPC-MIP fonctionnait en mode SDL Phase, mode principal de RPC-MIP de septembre 2015 jusqu'à la fin des opérations en septembre 2016. Mes simulations numériques de la réponse instrumentale mises en place durant cette thèse ainsi que le modèle de la gaine ionique développé par G. Wattiaux dans le cas de RPC-MIP [Wattiaux et al., 2019] ont montré que dans le mode SDL Phase, la dynamique de la mesure (rapport signal-sur-bruit élevé) de l'impédance mutuelle est plus élevée. La résonance à la fréquence plasma des froids, due au mode acoustique-électronique, et la résonance à la fréquence plasma totale, due au mode de Langmuir, sont plus facilement visibles pour ce mode d'opération de RPC-MIP. La double-résonance est donc plus facilement observable sur les spectres mesurés dans le mode SDL Phase.

De plus, dans le mode SDL Anti-Phase, mode principal de RPC-MIP de septembre 2014 à septembre 2015, la modélisation de la réponse instrumentale indique que dans une certaine gamme de plasmas, la résonance à la fréquence plasma électronique n'est pas visible sur les spectres d'impédance mutuelle. Par conséquent, la résonance principale peut être localisée, non pas à la fréquence plasma totale mais à la fréquence plasma des froids.

Etant donné que les algorithmes de détermination de la fréquence plasma totale se basent sur le maximum d'amplitude des spectres d'impédance mutuelle pour localiser cette fréquence, cette localisation peut être faussée. Cette remarque pourrait expliquer le décalage de détection des fréquences plasmas électroniques effectuée dans le mode actif et passif pendant certaines périodes. En effet, Myllys et al. [submitted] a mené une étude sur les spectres passifs mesurés par RPC-MIP durant les opérations. Cette étude montre qu'en mode SDL Anti-Phase, un décalage important de détection de la fréquence plasma totale est observé entre le mode actif et le mode passif, pour lequel le mode acoustique-électronique n'est pas excité. Dans le cadre de cette étude, j'ai effectué des simulations numériques de la réponse instrumentale centrées sur les modes SDL Phase et Anti-Phase dans un plasma à deux populations électroniques, qui ont indiqué qu'en mode SDL Anti-Phase, une unique résonance peut être localisée, non pas à la fréquence plasma totale, mais à la fréquence plasma des électrons froids (due au mode acoustique-électronique). Ceci peut donc mener à sous-estimer la fréquence totale en se basant uniquement sur la localisation de la résonance principale.

De plus, la caractérisation de la présence de deux populations électroniques dans l'ionosphère de 67P a permis de comprendre que la densité totale déterminée par RPC-MIP n'était pas seulement due à la population électronique issue de l'ionisation des molécules neutres mais également à la population froide qui peut être dominante (ce qui est également une condition nécessaire pour être observée par RPC-MIP et RPC-LAP). Ce résultat a permis de comprendre les différences de densité électronique déterminée à l'aide des fonctions de distribution mesurées par RPC-IES et la fréquence plasma mesurée par RPC-MIP [Myllys et al., 2019]. Ma contribution à cette étude porte sur les statistiques journalières de l'observation des électrons froids durant toute la période prise en compte dans cette étude. Nous avons pu conclure que la différence de densités entre RPC-IES et RPC-MIP est due à la présence des électrons froids ayant une contribution non-négligeable sur la densité totale des électrons mesurée par RPC-MIP, et que par conséquent,

la densité électronique déterminée par RPC-MIP n'est pas nécessairement la densité des électrons issus d'une récente ionisation.

Enfin, la modélisation numérique de la réponse instrumentale a permis de constater que dans la limite où la longueur de Debye est de l'ordre de la distance émetteur/récepteur, le maximum d'amplitude sur les spectres d'impédance mutuelle est décalé par rapport à la fréquence plasma électronique. Comme sur les données expérimentales la localisation des fréquences caractéristiques a lieu à partir des extremums des amplitudes, il est essentiel d'effectuer une correction pour optimiser la détermination de la fréquence plasma électronique. Grâce à la modélisation de la réponse instrumentale développée dans ces travaux de thèse, j'ai établi des relations entre le maximum d'amplitude et le décalage entre la fréquence plasma électronique et la fréquence d'amplitude maximale. Ces travaux ont été utilisés dans le cadre du travail de calibration des données d'impédance mutuelle de RPC-MIP pour obtenir la densité du plasma cométaire aujourd'hui archivée et disponible sur le *Planetary Science Archive* (PSA) de l'ESA.

Caractérisation des effets des charges du satellite *Rosetta* sur l'impédance mutuelle

Des simulations numériques du potentiel du satellite effectuées par L. Bucciattini (LPC2E) ont permis de modéliser l'influence des charges électriques du satellite sur les électrons dans le voisinage du satellite. Ces simulations ont montré que cette influence est notable à moins d'une longueur de Debye du satellite. Afin de prendre en compte ces effets, [Wattieaux et al. \[2019\]](#) a adapté la méthode de Discrétisation Surfactive de Charge en modélisant l'effet du satellite *Rosetta* par la présence d'une gaine ionique autour de l'instrument RPC-MIP. La modélisation de la réponse instrumentale dans le cas de deux populations électroniques a permis de retrouver les spectres d'impédance mutuelle mesurés par RPC-MIP dans l'environnement de la comète 67P.

Préparation des futures opérations de PWI/AM²P et RPWI/MIME

Mes travaux de modélisation de la réponse instrumentale ont également permis de caractériser la réponse instrumentale attendue de RPWI/MIME à bord du satellite *JUICE* dans l'environnement ionisé de Ganymède ainsi que de PWI/AM²P dans l'environnement de Mercure.

Grâce à un couplage avec un modèle ionosphérique de Ganymède développé à l'Imperial College de Londres par [Carnielli et al. \[2019\]](#), j'ai simulé les réponses instrumentales de RPWI/MIME dans l'environnement de Ganymède. De plus, cette expérience possédant 96 configurations instrumentales, mes simulations de la réponse instrumentale ont permis de caractériser les spectres d'impédance mutuelle sur une série de configurations. Une généralisation à toutes les configurations est attendue à l'aide de la méthode de Discrétisation Surfactive de Charge, notamment pour les modes d'opérations dont la réception s'effectue sur les antennes RWI. Les spectres simulés caractérisent les configurations permettant de mesurer plus facilement à la fréquence plasma électronique. Afin de réaliser une étude plus systématique des spectres attendus pour chaque configuration instrumentale, une interface graphique appelée *MIPy* a été développée pour effectuer facilement des simulations numériques de la réponse instrumentale. J'ai également modélisé la réponse instrumentale de PWI/AM²P dans la magnétosphère à l'aide des précédentes observations réalisées lors du survol de Mercure par le satellite *Mariner-10* ainsi que les observations réalisées dans le vent solaire aux distances héliocentriques correspondant au périhélie (0.31 UA) et à l'aphélie (0.46 UA) [[Gilet et al., 2019](#)]. En modélisant la réponse instrumentale de PWI/AM²P dans ces conditions, j'ai montré que l'effet des électrons suprathermiques devrait être négligeable comparé au rapport signal-sur-bruit.

Validation des tests expérimentaux des sondes à impédance mutuelle sur nano-satellite

Mes codes de simulations de la réponse instrumentale par la méthode de Discrétisation Surface de Charge ont été repris par N. Gadi dans le cadre du projet R&D COMIX.

Les simulations numériques de la réponse instrumentale ont permis de valider les tests expérimentaux menés en laboratoire sur les expériences d'impédance mutuelle dans l'optique d'adapter ce type de sonde sur plateforme nano-satellite. En effet, la modélisation a permis de prévoir l'impédance reçue par les récepteurs dans différentes configurations géométriques et pour différents niveaux d'émissions du potentiel électrostatique. La modélisation a également permis de comprendre les effets de la cage de Faraday sur les mesures de l'impédance.

De plus, ces méthodes de modélisation permettront de contraindre les géométries des sondes à impédance mutuelle sur les plateformes nano-satellite afin d'optimiser la visibilité des résonances aux fréquences caractéristiques.

Limites et perspectives

Limite du modèle électrostatique

Dans cette étude, la modélisation du potentiel de l'onde électrique a été effectuée dans la limite d'un plasma non-magnétisé pour lequel la théorie est désormais connue et maîtrisée. Ce modèle est valable pour les missions cométaires telles que *Rosetta* ou la future mission *Comet Interceptor*, puisque la fréquence plasma électronique est beaucoup plus grande que la fréquence cyclotron électronique. Cependant, pour les deux prochaines missions *BepiColombo* et *JUICE*, le champ magnétique sera non-négligeable dans certaines régions rencontrées par ces satellites. Dans cette étude, nous nous sommes attachés à bien spécifier cette limite, notamment dans le chapitre 6, dans lequel les simulations numériques n'ont pas été effectuées ou ignorées lorsque la fréquence cyclotron électronique était de l'ordre ou plus grande que la fréquence plasma électronique.

Afin d'élargir les simulations numériques de la réponse instrumentale à toutes les régions magnétisées dans l'environnement de Mercure et de Ganymède, il sera nécessaire de développer un modèle électromagnétique du potentiel électrique valide dans les limites où la longueur de Debye est de l'ordre de la distance émetteur-récepteur.

Dans les plasmas magnétisés, les ondes plasmas ainsi que leur relations de dispersion associées sont majoritairement différentes des ondes se propageant dans les plasmas non-magnétisés [Kallenrode, 2004]. Durant mes travaux de thèse, j'ai développé, en collaboration avec H. Breuillard (LPC2E, LPP), un interfaçage entre le programme *WHAMP* (Waves in Homogeneous, Anisotropic Multicomponent Plasmas [Rönnmark, 1982]) et Python. Cette interface permet une utilisation simplifiée de *WHAMP* en incluant les outils de visualisation des relations de dispersion selon des angles pré-définies, des hodogrammes ainsi que les fonctions de distribution des espèces définies dans la simulation. Ce programme permet de calculer les relations de dispersion des ondes dans les plasmas magnétisés à partir de la résolution du système Vlasov-Poisson. Ces résultats pourraient servir, en première approche, à la modélisation du potentiel de l'onde électrique.

Développement d'un modèle non-homogène de propagation du potentiel de l'onde électrostatique

Les modèles développés dans ces travaux de thèse considèrent un plasma homogène. Nous avons vu que lorsque la longueur de Debye est de l'ordre de la distance entre les émetteurs et les récepteurs, l'effet de la charge électrique du satellite et de l'instrument doit être pris en compte

afin de retrouver les données expérimentales. Jusqu'ici, nous avons calculé le potentiel électrostatique dans un plasma homogène et nous avons ajouté l'inhomogénéité du plasma à travers la modélisation d'une gaine ionique autour de l'instrument. Cependant, durant cette thèse, nous avons commencé à développer des méthodes de calcul du potentiel électrostatique pouvant être adaptées dans le cas inhomogène. Le calcul du potentiel n'est plus réalisé à partir de transformations intégrales (Fourier, Laplace) mais réalisé à partir d'une résolution d'une équation intégrale. Différentes équations intégrales ont été développées dans la littérature dans le cas d'un plasma homogène [Colombo et al., 1992; Lee et Soper, 1968]. Avec O. Randriamboarison, nous avons redéveloppé deux méthodes de résolution du potentiel électrostatique dans le cas homogène. Ces méthodes n'utilisant pas de transformations intégrales, il est alors possible d'ajouter une inhomogénéité de plasma au sein de l'équation intégrale. Un article scientifique est actuellement en cours de rédaction. Nous présentons ces travaux de modélisation dans le cas homogène en annexe E.

Affinement du modèle de gaine

Le modèle de gaine ionique présenté dans le chapitre 4 est un modèle dans lequel aucun électron n'est présent à l'intérieur de cette gaine. Cependant, des simulations numériques du potentiel du satellite réalisées par L. Bucciantini (LPC2E) à l'aide du logiciel SPIS ont montré que l'effet du potentiel du satellite est continu et décroît avec la distance au satellite [Bucciantini, 2017]. Pour affiner le modèle de gaine, il faudrait alors imaginer des gaines imbriquées les unes aux autres dans lesquelles la densité électronique diminue au fur et à mesure que l'on s'approche du satellite. Cette solution pourrait toutefois s'avérer coûteuse en temps de calcul.

Une autre solution pourrait être de modéliser le potentiel électrostatique dans le cas d'une fonction de distribution Maxwellienne tronquée ou légèrement décalée due à l'effet du potentiel électrique généré par le satellite. La fonction diélectrique longitudinale serait alors calculée à partir de la fonction de dispersion du plasma incomplète définie par Baalrud [2013].

Modélisation de l'effet des charges sur les satellites Mio/MMO (*BepiColombo*) et *JUICE*

Nous avons pu voir que la méthode de Discrétisation Surfactive de Charge a permis de valider la présence d'une gaine ionique autour du satellite *Rosetta* modifiant drastiquement la mesure de l'impédance mutuelle réalisée par RPC-MIP. Comme les conditions plasmas rencontrées par les satellites *BepiColombo* et *JUICE* devraient être similaires en terme de rapport entre la longueur de Debye et la distance entre les émetteurs et les récepteurs, il sera nécessaire de prendre en compte ces effets pour ces missions spatiales.

Sur la mission *BepiColombo*, des simulations numériques du potentiel du satellite Mio/MMO réalisées sur le logiciel SPIS ont permis d'établir que le satellite devrait se charger positivement et donc attirer les électrons [Bucciantini, 2017].

Concernant le satellite *JUICE*, des simulations du potentiel du satellite sont attendues ces prochains mois sur la géométrie définitive du satellite pour caractériser l'effet des charges du satellite. De plus, la méthode de Discrétisation Surfactive de Charge devra être mise en place pour modéliser la réponse instrumentale des configurations instrumentales utilisant les antennes RWI comme récepteur.

Méthodes d'apprentissage automatique

Durant cette thèse, nous avons commencé à regarder la possibilité d'utiliser les méthodes d'apprentissage automatique pour améliorer le processus de traitement des données des spectres

d'impédance mutuelle sur les prochaines missions *BepiColombo* et *JUICE*. Ces méthodes d'apprentissage automatique permettraient de :

- Classifier le type de spectres d'impédance mutuelle et/ou repérer les régions dans lesquelles se situe le satellite
- Détecter automatiquement les fréquences caractéristiques du plasma

Pour mener à bien ce projet, j'ai encadré V. Savreux (CDD 1 mois) qui a mis en place des réseaux de neurones pour classifier les spectres de RPC-MIP (bruit, simple-résonance, double-résonance). Les résultats sont présentés en Annexe C. Ces algorithmes étant capables de classifier les spectres, la prochaine étape est d'utiliser cette classification comme première étape pour détecter automatiquement la fréquence plasma électronique dont la localisation dépend fortement de la classe du spectre. Durant cette dernière année de thèse, j'ai animé un groupe de travail au LPC2E portant sur cette problématique. Cela a permis de développer une collaboration avec l'équipe d'informatique appliquée de la sonde à relaxation WHISPER présente sur le satellite *CLUSTER-II*. Les spectres mesurés dans les différentes régions de la magnétosphère terrestre et du vent solaire pourraient ressembler à ceux mesurés dans l'environnement de Mercure et de Ganymède. Actuellement, des algorithmes d'apprentissage automatique sont en cours de développement pour repérer automatiquement les régions rencontrées par le satellite à partir des seules données de la sonde à relaxation.

Avec L. Bucciantini (LPC2E), j'ai présenté ces différents travaux sur RPC-MIP et WHISPER lors de la conférence *Machine Learning in Heliophysics* à Amsterdam en septembre 2019.

Bibliographie

- Abramowitz, M. et I. A. Stegun. 1972, *Handbook of Mathematical Functions*, U.S. Department of Commerce. [LXXII](#)
- Akasofu, S. I. 1991, «Auroral phenomena.», dans *Auroral Physics*, édité par C.-I. Meng, M. J. Rycroft et L. A. Frank, p. 3–12. [18](#)
- Andersson, L., R. E. Ergun, G. T. Delory, A. Eriksson, J. Westfall, H. Reed, J. McCauly, D. Summers et D. Meyers. 2015, «The Langmuir Probe and Waves (LPW) Instrument for MAVEN», *Space Science Reviews*, vol. 195, doi :10.1007/s11214-015-0194-3, p. 173–198. [25](#)
- Andrews, G. B., T. H. Zurbuchen, B. H. Mauk, H. Malcom, L. A. Fisk, G. Gloeckler, G. C. Ho, J. S. Kelley, P. L. Koehn, T. W. Lefevre, S. S. Livi, R. A. Lundgren et J. M. Raines. 2007, «The Energetic Particle and Plasma Spectrometer Instrument on the MESSENGER Spacecraft», *Space Science Reviews*, vol. 131, doi :10.1007/s11214-007-9272-5, p. 523–556. [52](#)
- Angelopoulos, V. 2008, «The THEMIS Mission», *Space Science Reviews*, vol. 141, doi :10.1007/s11214-008-9336-1, p. 5–34. [21](#)
- Appleton, E. V. et M. A. F. Barnett. 1925, «Local Reflection of Wireless Waves from the Upper Atmosphere», *Nature*, vol. 115, doi :10.1038/115333a0, p. 333–334. [19](#)
- Arnould, J., M. Blanc, J. Brochon, O. Kieffer, J. Pecesse et D. Varloot. 1968, «Les instruments de mesure a bord du satellite FR-1», *Journal of Physics E : Scientific Instruments*, vol. 1, n° 9, doi : 10.1088/0022-3735/1/9/201, p. 893–901. [43](#)
- Baalrud, S. D. 2013, «The incomplete plasma dispersion function : Properties and application to waves in bounded plasmas», *Physics of Plasmas*, vol. 20, n° 1, doi :10.1063/1.4789387, 012118. [195](#)
- Bahnsen, A., M. Jespersen, E. Ungstrup, R. Pottelette, M. Malingre, P. M. E. Decreau, M. Hamelin, H. Deferaudy, S. Perraut et B. M. Pedersen. 1986, «First VIKING results : High frequency waves», *NASA STI/Recon Technical Report N*, vol. 87. [42](#)
- Baker, D. N., J. A. Simpson et J. H. Eraker. 1986, «A model of impulsive acceleration and transport of energetic particles in Mercury's magnetosphere», *Journal of Geophysical Research*, vol. 91, doi :10.1029/JA091iA08p08742, p. 8742–8748. [170](#), [172](#), [173](#), [174](#)
- Bale, S. D., K. Goetz, P. R. Harvey, P. Turin, J. W. Bonnell et e. a. Dudok de Wit. 2016, «The FIELDS Instrument Suite for Solar Probe Plus. Measuring the Coronal Plasma and Magnetic Field, Plasma Waves and Turbulence, and Radio Signatures of Solar Transients», *Space Science Reviews*, vol. 204, doi :10.1007/s11214-016-0244-5, p. 49–82. [23](#), [29](#)

- Balmain, K. 1966, «Impedance of a spherical probe in a magnetoplasma», *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 14, doi :10.1109/TAP.1966.1138704, p. 402–403. [33](#)
- Balsiger, H., K. Altwegg, P. Bochsler, P. Eberhardt, J. Fischer, S. Graf, A. Jäckel, E. Kopp, U. Langer, M. Mildner, J. Müller, T. Riesen, M. Rubin, S. Scherer, P. Wurz, S. Wüthrich, E. Arijs, S. Delanoye, J. de Keyser, E. Neefs, D. Nevejans, H. Rème, C. Aoustin, C. Mazelle, J.-L. Médale, J. A. Sauvaud, J.-J. Berthelier, J.-L. Bertaux, L. Duvet, J.-M. Illiano, S. A. Fuselier, A. G. Ghielmetti, T. Magoncelli, E. G. Shelley, A. Korth, K. Heerlein, H. Lauche, S. Livi, A. Loose, U. Mall, B. Wilken, F. Gliem, B. Fiethe, T. I. Gombosi, B. Block, G. R. Carignan, L. A. Fisk, J. H. Waite, D. T. Young et H. Wollnik. 2007, «Rosina - Rosetta Orbiter Spectrometer for Ion and Neutral Analysis», *Space Science Reviews*, vol. 128, doi :10.1007/s11214-006-8335-3, p. 745–801. [46](#), [143](#), [155](#)
- Baluku, T. K., M. A. Hellberg et R. L. Mace. 2011, «Electron acoustic waves in double-kappa plasmas : Application to Saturn's magnetosphere», *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, vol. 116, doi :10.1029/2010JA016112, A04227. [87](#)
- Bame, S. J., D. J. McComas, B. L. Barraclough, J. L. Phillips, K. J. Sofaly, J. C. Chavez, B. E. Goldstein et R. K. Sakurai. 1992, «The ULYSSES solar wind plasma experiment», *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, vol. 92, p. 237–265. [26](#)
- Barabash, S. 2012, «Classes of the solar wind interactions in the solar system», *Earth, Planets, and Space*, vol. 64, doi :10.5047/eps.2012.01.005, p. 57–59. [19](#), [21](#)
- Baumjohann, W., A. Matsuoka, W. Magnes, K.-H. Glassmeier, R. Nakamura, H. Biernat, M. Delva, K. Schwingenschuh, T. Zhang, H.-U. Auster, K.-H. Fornacon, I. Richter, A. Balogh, P. Cargill, C. Carr, M. Dougherty, T. S. Horbury, E. A. Lucek, F. Tohyama, T. Takahashi, M. Tanaka, T. Nagai, H. Tsunakawa, M. Matsushima, H. Kawano, A. Yoshikawa, H. Shibuya, T. Nakagawa, M. Hoshino, Y. Tanaka, R. Kataoka, B. J. Anderson, C. T. Russell, U. Motschmann et M. Shinohara. 2010, «Magnetic field investigation of Mercury's magnetosphere and the inner heliosphere by MMO/MGF», *Planetary and Space Science*, vol. 58, doi :10.1016/j.pss.2008.05.019, p. 279–286. [23](#), [51](#)
- Beghin, C. 1971, «Excitation de la résonance hybride basse (lhr) par sonde quadripolaire à bord d'une fusée», *Space Research XI, Academic Verlag, Berlin*, vol. SRX1, p. pp 1071–1078. [32](#), [39](#), [41](#), [43](#)
- Beghin, C. 1995, «Series expansion of electrostatic potential radiated by a point source in isotropic Maxwellian plasma», *Radio Science*, vol. 30, doi :10.1029/94RS03167, p. 307–322. [3](#), [4](#), [5](#), [35](#), [70](#), [71](#), [83](#), [84](#), [86](#), [89](#), [90](#), [98](#), [101](#), [104](#), [107](#), [108](#), [133](#), [189](#)
- Beghin, C., J. J. Berthelier, J. Covinhes, R. Debrie, M. Hamelin, C. Renard, A. Gonfalone, Y. F. Ivanov, A. A. Pokhunkov et V. P. Teslenko. 1976, «Electron temperature and density profiles and fluctuations of electron density obtained by a rocket experiment in the polar ionosphere», dans *Space research XVI*, édité par M. J. Rycroft, p. 453–456. [44](#)
- Beghin, C. et R. Debrie. 1972, «Characteristics of the electric field far from and close to a radiating antenna around the lower hybrid resonance in the ionospheric plasma», *Journal of Plasma Physics*, vol. 8, doi :10.1017/S0022377800007157, p. 287–310. [3](#)
- Beghin, C., R. Debrie, J. J. Berthelier, D. Roux, I. I. Galperin, V. A. Gladyshev et N. I. Masevich. 1982, «High resolution thermal plasma measurements aboard the Aureol 3 spacecraft», *Advances in Space Research*, vol. 2, p. 61–66. [3](#), [32](#), [34](#), [35](#), [39](#), [42](#), [44](#), [45](#)

BIBLIOGRAPHIE

- Béghin, C., M. Hamelin, J. P. Lebreton, X. Vallières, J. Moré et P. Henri. 2017, «Electron temperature anisotropy associated to field-aligned currents in the Earth's magnetosphere inferred from Rosetta MIP-RPC observations during 2009 flyby», *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, vol. 122, doi :10.1002/2017JA024096, p. 6964–6977. [40](#)
- Béghin, C. et E. Kolesnikova. 1998, «Surface-charge distribution approach for modeling of quasi-static electric antennas in isotropic thermal plasma», *Radio Science*, vol. 33, doi :10.1029/97RS03588, p. 503–516. [5](#), [6](#), [104](#), [115](#), [190](#), [LV](#)
- Benkhoff, J., J. van Casteren, H. Hayakawa, M. Fujimoto, H. Laakso, M. Novara, P. Ferri, H. R. Middleton et R. Ziethé. 2010, «BepiColombo : Comprehensive exploration of Mercury : Mission overview and science goals», *Planetary and Space Science*, vol. 58, doi :10.1016/j.pss.2009.09.020, p. 2–20. [4](#), [21](#), [49](#), [63](#), [170](#), [172](#)
- Biermann, L. 1951, «Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung», *Zeitschrift für Astrophysik*, vol. 29, p. 274. [18](#)
- Birkeland, K. 1901, *Expédition Norvégienne de 1899-1900 pour l'étude des aurores boréales : résultats des recherches magnétiques*, Skrifter udgivne af Videnskabselskabet i Christiania : Matematisk-naturvidenskabelig Klasse, J. Dybwad. [17](#)
- Blomberg, L. G., H. Matsumoto, J.-L. Bougeret, H. Kojima, S. Yagitani, J. A. Cumnock, A. I. Eriksson, G. T. Marklund, J.-E. Wahlund, L. Bylander, L. Åhlén, J. A. Holtet, K. Ishisaka, E. Kallio, Y. Kasaba, A. Matsuoka, M. Moncuquet, K. Mursula, Y. Omura et J. G. Trotignon. 2006, «MEFISTO An electric field instrument for BepiColombo/MMO», *Advances in Space Research*, vol. 38, doi :10.1016/j.asr.2005.05.032, p. 672–679. [23](#), [51](#), [53](#)
- Boehnhardt, H., J.-P. Bibring, I. Apathy, H. U. Auster, A. Ercoli Finzi, F. Goesmann, G. Klingelhöfer, M. Knapmeyer, W. Kofman, H. Krüger, S. Mottola, W. Schmidt, K. Seidensticker, T. Spohn et I. Wright. 2017, «The Philae lander mission and science overview», *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, vol. 375, doi :10.1098/rsta.2016.0248, 20160248. [47](#)
- Bolton, S. J., J. Lunine, D. Stevenson, J. E. P. Connerney, S. Levin, T. C. Owen, F. Bagenal, D. Gautier, A. P. Ingersoll, G. S. Orton, T. Guillot, W. Hubbard, J. Bloxham, A. Coradini, S. K. Stephens, P. Mokashi, R. Thorne et R. Thorpe. 2017, «The Juno Mission», *Space Science Reviews*, vol. 213, doi :10.1007/s11214-017-0429-6, p. 5–37. [19](#)
- Broiles, T. W., J. L. Burch, K. Chae, G. Clark, T. E. Cravens, A. Eriksson, S. A. Fuselier, R. A. Frahm, S. Gasc, R. Goldstein, P. Henri, C. Koenders, G. Livadiotis, K. E. Mandt, P. Mokashi, Z. Nemeth, E. Odelstad, M. Rubin et M. Samara. 2016a, «Statistical analysis of suprathermal electron drivers at 67P/Churyumov-Gerasimenko», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 462, doi :10.1093/mnras/stw2942, p. S312–S322. [87](#), [142](#)
- Broiles, T. W., G. Livadiotis, J. L. Burch, K. Chae, G. Clark, T. E. Cravens, R. Davidson, A. Eriksson, R. A. Frahm, S. A. Fuselier, J. Goldstein, R. Goldstein, P. Henri, H. Madanian, K. Mandt, P. Mokashi, C. Pollock, A. Rahmati, M. Samara et S. J. Schwartz. 2016b, «Characterizing cometary electrons with kappa distributions», *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, vol. 121, doi :10.1002/2016JA022972, p. 7407–7422. [26](#), [60](#), [63](#), [71](#), [87](#), [142](#)
- Bucciantini, L. 2017, *Spacecraft charging and its impact on in-situ measurements : application to Rosetta*, mémoire de maîtrise, Université de Pise. [124](#), [125](#), [126](#), [134](#), [195](#)

- Bucciantini, L. 2019, «Rpcmip/rpclap cross-calibration report, ed 1.1, 31/08/2019», cahier de recherche, PSA Rosetta Archive. [30](#), [60](#), [62](#)
- Buckley, R. 1968, «Radio frequency properties of a plane grid capacitor immersed in a hot collision-free plasma», *Journal of Plasma Physics*, vol. 2, n° 3, doi :10.1017/S0022377800003871, p. 339–351. [3](#)
- Burch, J. L., R. Goldstein, T. E. Cravens, W. C. Gibson, R. N. Lundin, C. J. Pollock, J. D. Winningham et D. T. Young. 2007, «RPC-IES : The Ion and Electron Sensor of the Rosetta Plasma Consortium», *Space Science Reviews*, vol. 128, doi :10.1007/s11214-006-9002-4, p. 697–712. [26](#), [46](#), [59](#), [141](#)
- Buti, B. et M. Y. Yu. 1981, «Langmuir solitons in a two-temperature plasma», *Journal of Plasma Physics*, vol. 26, doi :10.1017/S0022377800010692, p. 309–316. [92](#)
- Carnielli, G., M. Galand, F. Leblanc, L. Leclercq, R. Modolo, A. Beth, H. Huybrighs et X. Jia. 2019, «First 3d test particle model of ganymede's ionosphere», *Icarus*, vol. 330, doi :https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.04.016, p. 42 – 59, ISSN 0019-1035. [5](#), [170](#), [176](#), [177](#), [186](#), [193](#), [LXX](#)
- Carr, C., E. Cupido, C. G. Y. Lee, A. Balogh, T. Beek, J. L. Burch, C. N. Dunford, A. I. Eriksson, R. Gill, K. H. Glassmeier, R. Goldstein, D. Lagoutte, R. Lundin, K. Lundin, B. Lybakk, J. L. Michau, G. Musmann, H. Nilsson, C. Pollock, I. Richter et J. G. Trotignon. 2007, «RPC : The Rosetta Plasma Consortium», *Space Science Reviews*, vol. 128, doi :10.1007/s11214-006-9136-4, p. 629–647. [46](#), [59](#), [141](#)
- Chassefière, E., J.-L. Maria, J.-P. Goutail, E. Quémerais, F. Leblanc, S. Okano, I. Yoshikawa, O. Korabely, V. Gnedych, G. Naletto, P. Nicolosi, M.-G. Pelizzo, J.-J. Correia, S. Gallet, C. Hourtoule, P.-O. Mine, C. Montaron, N. Rouanet, J.-B. Rigal, G. Muramaki, K. Yoshioka, O. Kozlov, V. Kottsov, P. Moisseev, N. Semena, J.-L. Bertaux, M.-T. Capria, J. Clarke, G. Cremonese, D. Delcourt, A. Doressoundiram, S. Erard, R. Gladstone, M. Grande, D. Hunten, W. Ip, V. Izmodenov, A. Jambon, R. Johnson, E. Kallio, R. Killen, R. Lallement, J. Luhmann, M. Mendillo, A. Milillo, H. Palme, A. Potter, S. Sasaki, D. Slater, A. Sprague, A. Stern et N. Yan. 2010, «PHEBUS : A double ultraviolet spectrometer to observe Mercury's exosphere», *Planetary and Space Science*, vol. 58, doi : 10.1016/j.pss.2008.05.018, p. 201–223. [51](#)
- Chasseriaux, J. M., R. D. R. Debie et C. R. C. Renard. 1972, «Electron density and temperature measurements in the lower ionosphere as deduced from the warm plasma theory of the h.f. quadrupole probe †», *Journal of Plasma Physics*, vol. 8, doi :10.1017/S0022377800007108, p. 231–253. [3](#), [4](#), [32](#), [41](#), [43](#), [67](#), [70](#), [71](#), [74](#), [76](#), [83](#), [104](#)
- Chateau, Y. F. et N. Meyer-Vernet. 1991, «Electrostatic noise in non-Maxwellian plasmas - Generic properties and 'kappa' distributions», *Journal of Geophysical Research*, vol. 96, doi : 10.1029/90JA02565, p. 5825–5836. [28](#), [87](#)
- Chen, F. F. 1974, *Introduction to plasma physics*, Plenum Press, New York and London. [14](#), [15](#), [75](#)
- Chen, F. F., C. Etievant et D. Mosher. 1968, «Measurement of Low Plasma Densities in a Magnetic Field», *Physics of Fluids*, vol. 11, doi :10.1063/1.1692002, p. 811–821. [25](#)
- Christon, S. 1987, «A comparison of the mercury and earth magnetospheres : Electron measurements and substorm time scales», *Icarus*, vol. 71, n° 3, doi :http://dx.doi.org/10.1016/0019-1035(87)90040-6, p. 448 – 471, ISSN 0019-1035. [5](#)

- Churyumov, K. I. et S. I. Gerasimenko. 1972, «Physical Observations of the Short-Period Comet 1969 IV», dans *The Motion, Evolution of Orbits, and Origin of Comets, IAU Symposium*, vol. 45, édité par G. A. Chebotarev, E. I. Kazimirchak-Polonskaia et B. G. Marsden, p. 27. [47](#)
- Clark, G., T. W. Broiles, J. L. Burch, G. A. Collinson, T. Cravens, R. A. Frahm, J. Goldstein, R. Goldstein, K. Mandt, P. Mokashi, M. Samara et C. J. Pollock. 2015, «Suprathermal electron environment of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko : Observations from the Rosetta Ion and Electron Sensor», *Astronomy & Astrophysics*, vol. 583, doi :10.1051/0004-6361/201526351, A24. [60](#), [141](#), [142](#)
- Colangeli, L., J. J. Lopez Moreno, P. Palumbo, J. Rodriguez, E. Bussoletti, V. Della Corte, F. Esposito, M. Herranz, J. M. Jerónimo, A. Lopez-Jimenez, E. M. Epifani, R. Morales, E. Palomba, A. Rotundi, S. Vergara et International GIADA Team. 2007, «GIADA : The Grain Impact Analyser and Dust Accumulator for the Rosetta space mission», *Advances in Space Research*, vol. 39, doi :10.1016/j.asr.2006.12.048, p. 446–450. [46](#)
- Colombo, V., G. G. M. Coppa et P. Ravetto. 1992, «New approach to the problem of the propagation of electrostatic perturbations in Vlasov plasmas», *Physics of Fluids B*, vol. 4, doi : 10.1063/1.860339, p. 3827–3837. [195](#), [LXXI](#)
- Coradini, A., F. Capaccioni, P. Drossart, G. Arnold, E. Ammannito, F. Angrilli, A. Barucci, G. Bellucci, J. Benkhoff, G. Bianchini, J. P. Bibring, M. Blecka, D. Bockelee-Morvan, M. T. Capria, R. Carlson, U. Carsenty, P. Cerroni, L. Colangeli, M. Combes, M. Combi, J. Crovisier, M. C. De Sanctis, E. T. Encrenaz, S. Erard, C. Federico, G. Filacchione, U. Fink, S. Fonti, V. Formisano, W. H. Ip, R. Jaumann, E. Kuehrt, Y. Langevin, G. Magni, T. McCord, V. Mennella, S. Mottola, G. Neukum, P. Palumbo, G. Piccioni, H. Rauer, B. Saggin, B. Schmitt, D. Tiphene et G. Tozzi. 2007, «Virtis : An Imaging Spectrometer for the Rosetta Mission», *Space Science Reviews*, vol. 128, doi : 10.1007/s11214-006-9127-5, p. 529–559. [46](#)
- Deca, J., A. Divin, P. Henri, A. Eriksson, S. Markidis, V. Olshevsky et M. Horányi. 2017, «Electron and Ion Dynamics of the Solar Wind Interaction with a Weakly Outgassing Comet», *Physical Review Letters*, vol. 118, n° 20, doi :10.1103/PhysRevLett.118.205101, 205101. [138](#), [142](#), [161](#), [163](#), [164](#)
- Deca, J., P. Henri, A. Divin, A. Eriksson, M. Galand, A. Beth, K. Ostaszewski et M. Horányi. 2019, «Building a Weakly Outgassing Comet from a Generalized Ohm's Law», *Physical Review Letters*, vol. 123, n° 5, doi :10.1103/PhysRevLett.123.055101, 055101. [142](#), [161](#), [164](#)
- Décréau, P. M. E., C. Beghin et M. Parrot. 1978a, «Electron density and temperature, as measured by the mutual impedance experiment on board GEOS-1», *Space Science Reviews*, vol. 22, doi : 10.1007/BF00223942, p. 581–595. [3](#), [38](#), [41](#), [44](#), [67](#)
- Décréau, P. M. E., C. Beghin et M. Parrot. 1982, «Global characteristics of the cold plasma in the equatorial plasmopause region as deduced from the GEOS 1 mutual impedance probe», *Journal of Geophysical Research*, vol. 87, doi :10.1029/JA087iA02p00695, p. 695–712. [44](#)
- Décréau, P. M. E., J. Etcheto, K. Knott, A. Pedersen, G. L. Wrenn et D. T. Young. 1978b, «Multi-experiment determination of plasma density and temperature», *Space Science Reviews*, vol. 22, doi :10.1007/BF00223945, p. 633–645. [28](#), [44](#), [70](#)
- Décréau, P. M. E., P. Ferreau, V. Krannosels'kikh, M. Lévêque, P. Martin, O. Randriamboarison, F. X. Sené, J. G. Trotignon, P. Canu et P. B. Mögensen. 1997, «Whisper, a resonance sounder and wave

- analyser : Performances and perspectives for the cluster mission», *Space Science Reviews*, vol. 79, n° 1, doi :10.1023/A:1004931326404, p. 157–193, ISSN 1572-9672. [27](#), [28](#)
- Dellapiana, G., G. G. M. Coppa, G. Lapenta, P. Ravetto et V. Colombo. 1995, «A synthesis method in the study of linear forced oscillations in a collisionless plasma», *Transport Theory and Statistical Physics*, vol. 24, doi :10.1080/00411459508205127, p. 219–240. [LXXI](#), [LXXII](#)
- Derfler, H. et T. C. Simonen. 1969, «Higher-order Landau modes», *The Physics of Fluids*, vol. 12, n° 2, doi :10.1063/1.1692477, p. 269–278. [71](#), [83](#)
- Dialynas, K., S. M. Krimigis, R. B. Decker et D. G. Mitchell. 2019, «Plasma pressures in the heliosheath from Cassini ENA and Voyager 2 measurements : Validation by the Voyager 2 heliopause crossing», *arXiv e-prints*. [19](#)
- Dougherty, M. 2014, «J-MAG : Magnetometer science on the JUICE mission», dans *EGU General Assembly Conference Abstracts*, EGU General Assembly Conference Abstracts, p. 8791. [23](#)
- Dougherty, M. K., S. Kellock, D. J. Southwood, A. Balogh, E. J. Smith, B. T. Tsurutani, B. Gerlach, K.-H. Glassmeier, F. Gleim, C. T. Russell, G. Erdos, F. M. Neubauer et S. W. H. Cowley. 2004, «The Cassini Magnetic Field Investigation», *Space Science Reviews*, vol. 114, doi : 10.1007/s11214-004-1432-2, p. 331–383. [23](#)
- Eather, R. H. 1980, *Majestic lights. The aurora in science, history, and the arts.*, American Geophysical Union. Cambridge, MA (USA) : Sky Publishing Corporation. [16](#)
- Edberg, N. J. T., A. I. Eriksson, E. Odelstad, P. Henri, J.-P. Lebreton, S. Gasc, M. Rubin, M. André, R. Gill, E. P. G. Johansson, F. Johansson, E. Vigrén, J. E. Wahlund, C. M. Carr, E. Cupido, K.-H. Glassmeier, R. Goldstein, C. Koenders, K. Mandt, Z. Nemeth, H. Nilsson, I. Richter, G. S. Wieser, K. Szego et M. Volwerk. 2015, «Spatial distribution of low-energy plasma around comet 67P/CG from Rosetta measurements», *Geophysical Research Letters*, vol. 42, doi :10.1002/2015GL064233, p. 4263–4269. [143](#), [153](#)
- Edberg, N. J. T., A. I. Eriksson, E. Vigrén, F. L. Johansson, C. Goetz, H. Nilsson, N. Gilet et P. Henri. 2019, «The Convective Electric Field Influence on the Cold Plasma and Diamagnetic Cavity of Comet 67P», *The Astronomical Journal*, vol. 158, doi :10.3847/1538-3881/ab2d28, 71. [6](#), [9](#), [138](#), [147](#), [155](#), [162](#), [163](#), [168](#), [191](#)
- Engelhardt, I. A. D., A. I. Eriksson, E. Vigrén, X. Vallières, M. Rubin, N. Gilet et P. Henri. 2018, «Cold electrons at comet 67P/Churyumov-Gerasimenko», *Astronomy & Astrophysics*, vol. 616, doi :10.1051/0004-6361/201833251, A51. [6](#), [9](#), [138](#), [158](#), [160](#), [161](#), [162](#), [163](#), [191](#)
- Eriksson, A. I., M. André, B. Klecker, H. Laakso, P.-A. Lindqvist, F. Mozer, G. Paschmann, A. Pedersen, J. Quinn, R. Torbert, K. Torkar et H. Vaith. 2006, «Electric field measurements on Cluster : comparing the double-probe and electron drift techniques», *Annales Geophysicae*, vol. 24, doi : 10.5194/angeo-24-275-2006, p. 275–289. [23](#)
- Eriksson, A. I., R. Boström, R. Gill, L. Åhlén, S.-E. Jansson, J.-E. Wahlund, M. André, A. Mälkki, J. A. Holtet, B. Lybäck, A. Pedersen et L. G. Blomberg. 2007, «RPC-LAP : The Rosetta Langmuir Probe Instrument», *Space Science Reviews*, vol. 128, doi :10.1007/s11214-006-9003-3, p. 729–744. [23](#), [25](#), [46](#), [58](#), [141](#), [142](#)

- Eriksson, A. I., I. A. Engelhardt, M. André, R. I. Boström, N. Edberg, T. Karlsson, F. Johansson, P. I. Odelstad, E. Vigren, J. J. Wahlund, P. Henri, J.-P. Lebreton, W. J. Miloch, J. Paulsson, C. Simon Wedlund, L. L. Yang, R. Jarvinen, T. I. Broiles, M. M. Mandt, C. M. Carr, M. Galand, H. Nilsson et C. Norberg. 2017, «Cold and warm electrons at comet 67P», *Astronomy and Astrophysics - A&A*, doi :10.1051/0004-6361/201630159. [5](#), [6](#), [60](#), [138](#), [145](#), [149](#), [158](#), [160](#), [163](#), [191](#)
- Escoubet, C. P., R. Schmidt et M. L. Goldstein. 1997, «Cluster - Science and Mission Overview», *Space Science Reviews*, vol. 79, doi :10.1023/A:1004923124586, p. 11–32. [21](#)
- Flamini, E., F. Capaccioni, L. Colangeli, G. Cremonese, A. Doressoundiram, J. L. Josset, Y. Langevin, S. Debei, M. T. Capria, M. C. de Sanctis, L. Marinangeli, M. Massironi, E. Mazzotta Epifani, G. Naletto, P. Palumbo, P. Eng, J. F. Roig, A. Caporali, V. da Deppo, S. Erard, C. Federico, O. Forni, M. Sgavetti, G. Filacchione, L. Giacomini, G. Marra, E. Martellato, M. Zusi, M. Cosi, C. Bettanini, L. Calamai, M. Zaccariotto, L. Tommasi, M. Dami, J. Fikai Veltroni, F. Poulet, Y. Hello et Simbio-Sys Team. 2010, «SIMBIO-SYS : The spectrometer and imagers integrated observatory system for the BepiColombo planetary orbiter», *Planetary and Space Science*, vol. 58, doi : 10.1016/j.pss.2009.06.017, p. 125–143. [51](#)
- Fox, N. J., M. C. Velli, S. D. Bale, R. Decker, A. Driesman, R. A. Howard, J. C. Kasper, J. Kinnison, M. Kusterer, D. Lario, M. K. Lockwood, D. J. McComas, N. E. Raouafi et A. Szabo. 2016, «The Solar Probe Plus Mission : Humanity's First Visit to Our Star», *Space Science Reviews*, vol. 204, doi :10.1007/s11214-015-0211-6, p. 7–48. [19](#)
- Frank, L. A. et J. D. Craven. 1988, «Imaging results from Dynamics Explorer 1», *Reviews of Geophysics*, vol. 26, doi :10.1029/RG026i002p00249, p. 249–283. [17](#)
- Fraser, G. W., J. D. Carpenter, D. A. Rothery, J. F. Pearson, A. Martindale, J. Huovelin, J. Treis, M. Anand, M. Anttila, M. Ashcroft, J. Benkoff, P. Bland, A. Bowyer, A. Bradley, J. Bridges, C. Brown, C. Bulloch, E. J. Bunce, U. Christensen, M. Evans, R. Fairbend, M. Feasey, F. Giannini, S. Hermann, M. Hesse, M. Hilchenbach, T. Jorden, K. Joy, M. Kaipiainen, I. Kitchingman, P. Lechner, G. Lutz, A. Malkki, K. Muinonen, J. Näränen, P. Portin, M. Prydderch, J. S. Juan, E. Sclater, E. Schyns, T. J. Stevenson, L. Strüder, M. Syrjasuo, D. Talboys, P. Thomas, C. Whitford et S. Whitehead. 2010, «The mercury imaging X-ray spectrometer (MIXS) on bepicolombo», *Planetary and Space Science*, vol. 58, doi :10.1016/j.pss.2009.05.004, p. 79–95. [51](#)
- Fried, B. D. et S. D. Conte. 1961, *The Plasma Dispersion Function*, Academic Press, New York NY. [70](#), [82](#), [88](#)
- Fuselier, S. A., W. S. Lewis, C. Schiff, R. Ergun, J. L. Burch, S. M. Petrinec et K. J. Trattner. 2016, «Magnetospheric Multiscale Science Mission Profile and Operations», *Space Science Reviews*, vol. 199, doi :10.1007/s11214-014-0087-x, p. 77–103. [21](#)
- Gadi, N. 2019, *Adapting Mutual Impedance Experiments to Nanosatellites*, mémoire de maîtrise, LPC2E. [58](#), [185](#), [186](#)
- Galand, M., K. L. Héritier, E. Odelstad, P. Henri, T. W. Broiles, A. J. Allen, K. Altwegg, A. Beth, J. L. Burch, C. M. Carr, E. Cupido, A. I. Eriksson, K.-H. Glassmeier, F. L. Johansson, J.-P. Lebreton, K. E. Mandt, H. Nilsson, I. Richter, M. Rubin, L. B. M. Sagnières, S. J. Schwartz, T. Sémon, C.-Y. Tzou, X. Vallières, E. Vigren et P. Wurz. 2016, «Ionospheric plasma of comet 67P probed by Rosetta at 3 au from the Sun», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 462, doi : 10.1093/mnras/stw2891, p. S331–S351. [138](#), [142](#), [143](#)

- Galperin, I. I., H. Reme, J. M. Bosqued, C. Béghin, J. J. Berthelier et B. E. Khmyrov. 1982, «The Arcad-3 project», *Annales de Geophysique*, vol. 38, p. 543–545. [44](#)
- Gary, S. P. 1993, *Theory of Space Plasma Microinstabilities*, Cambridge University Press, 193 p.. [37](#), [70](#), [82](#), [92](#), [94](#)
- Gary, S. P. et R. L. Tokar. 1985, «The electron-acoustic mode», *Physics of Fluids*, vol. 28, doi :10.1063/1.865250, p. 2439–2441. [93](#)
- Gasc, S., K. Altwegg, H. Balsiger, J.-J. Berthelier, A. Bieler, U. Calmonte, B. Fiethe, S. Fuselier, A. Galli, T. Gombosi, M. Hoang, J. De Keyser, A. Korth, L. Le Roy, U. Mall, H. Rème, M. Rubin, T. Sémon, C.-Y. Tzou, J. H. Waite et P. Wurz. 2017, «Change of outgassing pattern of 67P/Churyumov-Gerasimenko during the March 2016 equinox as seen by ROSINA», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 469, doi :10.1093/mnras/stx1412, p. S108–S117. [155](#), [163](#)
- Geiswiller, J. 2001, *Application de la méthode des distributions surfaciques de charges discrètes à la modélisation d'antennes électriques en milieu plasma*, thèse de doctorat. [116](#)
- Geiswiller, J., C. Béghin, E. Kolesnikova, D. Lagoutte, J. L. Michau et J. G. Trotignon. 2001, «Rosetta spacecraft influence on the mutual impedance probe frequency response in the long Debye length mode», *Planetary and Space Science*, vol. 49, doi :10.1016/S0032-0633(00)00173-2, p. 633–644. [5](#), [70](#), [104](#), [115](#), [116](#), [LV](#)
- Gilet, N., P. Henri, G. Wattieaux, M. Cilibrasi et C. Béghin. 2017, «Electrostatic potential radiated by a pulsating charge in a two-electron temperature plasma», *Radio Science*, vol. 52, n° 11, doi : 10.1002/2017RS006294, p. 1432–1448, ISSN 1944-799X. 2017RS006294. [6](#), [8](#), [36](#), [71](#), [76](#), [83](#), [86](#), [88](#), [98](#), [101](#), [104](#), [120](#), [121](#), [189](#), [190](#), [191](#), [LXVIII](#)
- Gilet, N., P. Henri, G. Wattieaux, M. Myllys, O. Randriamboarison, C. Béghin et J.-L. Rauch. 2019, «Mutual impedance probe in collisionless unmagnetized plasmas with suprathermal electrons - Application to BepiColombo», *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, vol. 6, doi :10.3389/fspas.2019.00016, 16. [6](#), [9](#), [71](#), [83](#), [86](#), [101](#), [104](#), [189](#), [193](#)
- Gilet, N., P. Henri, G. Wattieaux, N. Traoré, A. Eriksson, X. Vallières, J. Moré, O. Randriamboarison, E. Odelstad, F. Johansson et M. Rubin. submitted, «Observations of cold electrons by RPC-MIP at 67P/Churyumov-Gerasimenko», *Astronomy & Astrophysics*. [6](#), [9](#), [60](#), [135](#), [138](#), [145](#), [149](#), [159](#), [165](#), [168](#), [191](#)
- Glassmeier, K.-H., H.-U. Auster, D. Heyner, K. Okrafka, C. Carr, G. Berghofer, B. J. Anderson, A. Balogh, W. Baumjohann, P. Cargill, U. Christensen, M. Delva, M. Dougherty, K.-H. Fornacon, T. S. Horbury, E. A. Lucek, W. Magnes, M. Mandea, A. Matsuoka, M. Matsushima, U. Motschmann, R. Nakamura, Y. Narita, H. O'Brien, I. Richter, K. Schwingenschuh, H. Shibuya, J. A. Slavin, C. Sotin, B. Stoll, H. Tsunakawa, S. Vennerstrom, J. Vogt et T. Zhang. 2010, «The fluxgate magnetometer of the BepiColombo Mercury Planetary Orbiter», *Planetary and Space Science*, vol. 58, doi : 10.1016/j.pss.2008.06.018, p. 287–299. [51](#)
- Glassmeier, K.-H., H. Boehnhardt, D. Koschny, E. Kührt et I. Richter. 2007a, «The Rosetta Mission : Flying Towards the Origin of the Solar System», *Space Science Reviews*, vol. 128, doi :10.1007/s11214-006-9140-8, p. 1–21. [4](#), [21](#), [45](#)

- Glassmeier, K.-H., I. Richter, A. Diedrich, G. Musmann, U. Auster, U. Motschmann, A. Balogh, C. Carr, E. Cupido, A. Coates, M. Rother, K. Schwingenschuh, K. Szegö et B. Tsurutani. 2007b, «RPC-MAG The Fluxgate Magnetometer in the ROSETTA Plasma Consortium», *Space Science Reviews*, vol. 128, doi :10.1007/s11214-006-9114-x, p. 649–670. [23](#), [24](#), [46](#), [58](#), [147](#), [155](#)
- Goetz, C., C. Koenders, K. C. Hansen, J. Burch, C. Carr, A. Eriksson, D. Frühauff, C. Güttler, P. Henri, H. Nilsson, I. Richter, M. Rubin, H. Sierks, B. Tsurutani, M. Volwerk et K. H. Glassmeier. 2016a, «Structure and evolution of the diamagnetic cavity at comet 67P/Churyumov-Gerasimenko», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 462, doi :10.1093/mnras/stw3148, p. S459–S467. [147](#), [155](#)
- Goetz, C., C. Koenders, I. Richter, K. Altwegg, J. Burch, C. Carr, E. Cupido, A. Eriksson, C. Güttler, P. Henri, P. Mokashi, Z. Nemeth, H. Nilsson, M. Rubin, H. Sierks, B. Tsurutani, C. Valat, M. Volwerk et K.-H. Glassmeier. 2016b, «First detection of a diamagnetic cavity at comet 67P/Churyumov-Gerasimenko», *Astronomy & Astrophysics*, vol. 588, doi :10.1051/0004-6361/201527728, A24. [24](#), [147](#), [155](#), [157](#)
- Grard, R. 1969, «Coupling between two electric aeriels in a warm plasma», *Alta Freq.*, vol. 38, p. 97–101. [3](#), [67](#), [70](#), [77](#), [104](#)
- Grard, R. 1997, «Influence of suprathermal electrons upon the transfer impedance of a quadrupolar probe in a plasma», *Radio Science*, vol. 32, doi :10.1029/97RS00254, p. 1091–1100. [67](#), [70](#)
- Grard, R., A. Pedersen, K. Knott, J.-G. Trotignon, C. Béghin, V. Formisano, M. Moguilevski, Y. Michailov et O. Molchanov. 1985, «Wave and plasma measurements on the Vega-1 and Vega-2 spacecraft in the environment of Comet Halley», *Advances in Space Research*, vol. 5, doi : 10.1016/0273-1177(85)90402-8, p. 175–180. [25](#), [144](#), [145](#)
- Grasset, O., M. K. Dougherty, A. Coustenis, E. J. Bunce, C. Erd, D. Titov, M. Blanc, A. Coates, P. Drossart, L. N. Fletcher, H. Hussmann, R. Jaumann, N. Krupp, J.-P. Lebreton, O. Prieto-Ballesteros, P. Tortora, F. Tosi et T. Van Hoolst. 2013, «JUper ICy moons Explorer (JUICE) : An ESA mission to orbit Ganymede and to characterise the Jupiter system», *Planetary and Space Science*, vol. 78, doi :10.1016/j.pss.2012.12.002, p. 1–21. [4](#), [21](#), [23](#), [25](#), [32](#), [53](#)
- Gulkis, S., M. Allen, P. von Allmen, G. Beaudin, N. Biver, D. Bockelée-Morvan, M. Choukroun, J. Crovisier, B. J. R. Davidsson, P. Encrenaz, T. Encrenaz, M. Frerking, P. Hartogh, M. Hofstadter, W.-H. Ip, M. Janssen, C. Jarchow, S. Keihm, S. Lee, E. Lellouch, C. Leyrat, L. Rezac, F. P. Schloerb et T. Spilker. 2015, «Subsurface properties and early activity of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko», *Science*, vol. 347, n° 1, doi :10.1126/science.aaa0709, aaa0709. [145](#)
- Gulkis, S., M. Frerking, J. Crovisier, G. Beaudin, P. Hartogh, P. Encrenaz, T. Koch, C. Kahn, Y. Salinas, R. Nowicki, R. Irigoyen, M. Janssen, P. Stek, M. Hofstadter, M. Allen, C. Backus, L. Kamp, C. Jarchow, E. Steinmetz, A. Deschamps, J. Krieg, M. Gheudin, D. Bockelée-Morvan, N. Biver, T. Encrenaz, D. Despois, W. Ip, E. Lellouch, I. Mann, D. Muhleman, H. Rauer, P. Schloerb et T. Spilker. 2007, «MIRO : Microwave Instrument for Rosetta Orbiter», *Space Science Reviews*, vol. 128, doi : 10.1007/s11214-006-9032-y, p. 561–597. [46](#)
- Gunderson, K. et N. Thomas. 2010, «BELA receiver performance modeling over the BepiColombo mission lifetime», *Planetary and Space Science*, vol. 58, doi :10.1016/j.pss.2009.08.006, p. 309–318. [51](#)

- Gurnett, D. A. et U. S. Inan. 1988, «Plasma wave observations with the Dynamics Explorer 1 spacecraft», *Reviews of Geophysics*, vol. 26, doi :10.1029/RG026i002p00285, p. 285–316. [17](#)
- Gurnett, D. A., W. S. Kurth, L. F. Burlaga et N. F. Ness. 2013, «In Situ Observations of Interstellar Plasma with Voyager 1», *Science*, vol. 341, doi :10.1126/science.1241681, p. 1489–1492. [19](#)
- Gustafsson, G., R. Bostrom, B. Holback, G. Holmgren, A. Lundgren, K. Stasiewicz, L. Ahlen, F. S. Mozer, D. Pankow, P. Harvey, P. Berg, R. Ulrich, A. Pedersen, R. Schmidt, A. Butler, A. W. C. Fransen, D. Klinge, M. Thomsen, C.-G. Falthammar, P.-A. Lindqvist, S. Christenson, J. Holtet, B. Lybekk, T. A. Sten, P. Tanskanen, K. Lappalainen et J. Wygant. 1997, «The Electric Field and Wave Experiment for the Cluster Mission», *Space Science Reviews*, vol. 79, doi :10.1023/A:1004975108657, p. 137–156. [23](#)
- Hajra, R., P. Henri, X. Vallières, M. Galand, K. Héritier, A. I. Eriksson, E. Odelstad, N. J. T. Edberg, J. L. Burch, T. Broiles, R. Goldstein, K. H. Glassmeier, I. Richter, C. Goetz, B. T. Tsurutani, H. Nilsson, K. Altwegg et M. Rubin. 2017, «Impact of a cometary outburst on its ionosphere. Rosetta Plasma Consortium observations of the outburst exhibited by comet 67P/Churyumov-Gerasimenko on 19 February 2016», *Astronomy & Astrophysics*, vol. 607, doi :10.1051/0004-6361/201730591, A34. [59](#), [61](#), [143](#)
- Hajra, R., P. Henri, X. Vallières, J. Moré, N. Gilet, G. Wattieaux, C. Goetz, I. Richter, B. T. Tsurutani, H. Gunell, H. Nilsson, A. I. Eriksson, Z. Nemeth, J. L. Burch et M. Rubin. 2018, «Dynamic unmagnetized plasma in the diamagnetic cavity around comet 67P/Churyumov-Gerasimenko», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 475, doi :10.1093/mnras/sty094, p. 4140–4147. [9](#), [153](#), [191](#)
- Halley, E. 1716, «An account of the late surprising appearance of the lights seen in the air», *Phil. Trans. Roy. Soc.*, vol. 29, p. 406. [16](#)
- Hamelin, M., C. Béghin, R. Grard, J. Lopez-Moreno, K. Schwingenschuh, F. Simoes, R. Trautner, J. Berthelier, V. Brown, M. Chabassière, P. Falkner, F. Ferri, M. Fulchignoni, I. Jernej, J. Jeronimo, G. Molina-Cuberos, R. Rodrigo et T. Tokano. 2007, «Electron conductivity and density profiles derived from the mutual impedance probe measurements performed during the descent of Huygens through the atmosphere of Titan», *Planetary and Space Science*, vol. 55, n° 13, doi : <https://doi.org/10.1016/j.pss.2007.04.008>, p. 1964 – 1977, ISSN 0032-0633. Titan as seen from Huygens. [32](#), [42](#)
- Hansen, K. C., K. Altwegg, J.-J. Berthelier, A. Bieler, N. Biver, D. Bockelée-Morvan, U. Calmonte, F. Capaccioni, M. R. Combi, J. de Keyser, B. Fiethe, N. Fougere, S. A. Fuselier, S. Gasc, T. I. Gombosi, Z. Huang, L. Le Roy, S. Lee, H. Nilsson, M. Rubin, Y. Shou, C. Snodgrass, V. Tennishev, G. Toth, C.-Y. Tzou, C. S. Wedlund et Rosina Team. 2016, «Evolution of water production of 67P/Churyumov-Gerasimenko : An empirical model and a multi-instrument study», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 462, doi :10.1093/mnras/stw2413, p. S491–S506. [151](#)
- Henri, P., X. Vallières, R. Hajra, C. Goetz, I. Richter, K.-H. Glassmeier, M. Galand, M. Rubin, A. I. Eriksson, Z. Nemeth, E. Vigren, A. Beth, J. L. Burch, C. Carr, H. Nilsson, B. Tsurutani et G. Wattieaux. 2017, «Diamagnetic region(s) : structure of the unmagnetized plasma around Comet 67P/CG», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 469, doi :10.1093/mnras/stx1540, p. S372–S379. [153](#), [155](#)

- Heritier, K. L., M. Galand, P. Henri, F. L. Johansson, A. Beth, A. I. Eriksson, X. Vallières, K. Altwegg, J. L. Burch, C. Carr, E. Ducrot, R. Hajra et M. Rubin. 2018, «Plasma source and loss at comet 67P during the Rosetta mission», *Astronomy & Astrophysics*, vol. 618, doi :10.1051/0004-6361/201832881, A77. [138](#), [143](#), [149](#), [153](#), [155](#)
- Heritier, K. L., P. Henri, X. Vallières, M. Galand, E. Odelstad, A. I. Eriksson, F. L. Johansson, K. Altwegg, E. Behar, A. Beth, T. W. Broiles, J. L. Burch, C. M. Carr, E. Cupido, H. Nilsson, M. Rubin et E. Vigren. 2017, «Vertical structure of the near-surface expanding ionosphere of comet 67P probed by Rosetta», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 469, doi : 10.1093/mnras/stx1459, p. S118–S129. [60](#), [154](#)
- Hiesinger, H., J. Helbert et Mertis Co-I Team. 2010, «The Mercury Radiometer and Thermal Infrared Spectrometer (MERTIS) for the BepiColombo mission», *Planetary and Space Science*, vol. 58, doi :10.1016/j.pss.2008.09.019, p. 144–165. [51](#)
- Hoang, M., K. Altwegg, H. Balsiger, A. Beth, A. Bieler, U. Calmonte, M. R. Combi, J. De Keyser, B. Fiethe, N. Fougere, S. A. Fuselier, A. Galli, P. Garnier, S. Gasc, T. Gombosi, K. C. Hansen, A. Jäckel, A. Korth, J. Lasue, L. Le Roy, U. Mall, H. Rème, M. Rubin, T. Sémon, D. Toublanc, C.-Y. Tzou, J. H. Waite et P. Wurz. 2017, «The heterogeneous coma of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko as seen by ROSINA : H₂O, CO₂, and CO from September 2014 to February 2016», *Astronomy & Astrophysics*, vol. 600, doi :10.1051/0004-6361/201629900, A77. [138](#), [149](#), [150](#)
- Huddlestone, R. H. et S. L. Leonard, éd.. 1965, *Plasma Diagnostic Techniques*. [22](#)
- Huovelin, J., R. Vainio, H. Andersson, E. Valtonen, L. Alha, A. Mälkki, M. Grande, G. W. Fraser, M. Kato, H. Koskinen, K. Muinonen, J. Näränen, W. Schmidt, M. Syrjäso, M. Anttila, T. ViHAVAINEN, E. Kiuru, M. Roos, J. Peltonen, J. Lehti, M. Talvioja, P. Portin et M. Prydderch. 2010, «Solar Intensity X-ray and particle Spectrometer (SIXS)», *Planetary and Space Science*, vol. 58, doi :10.1016/j.pss.2008.11.007, p. 96–107. [51](#)
- Iafolla, V., E. Fiorenza, C. Lefevre, A. Morbidini, S. Nozzoli, R. Peron, M. Persichini, A. Reale et F. Santoli. 2010, «Italian Spring Accelerometer (ISA) : A fundamental support to BepiColombo Radio Science Experiments», *Planetary and Space Science*, vol. 58, doi :10.1016/j.pss.2009.04.005, p. 300–308. [51](#)
- Iess, L., S. Asmar et P. Tortora. 2009, «MORE : An advanced tracking experiment for the exploration of Mercury with the mission BepiColombo», *Acta Astronautica*, vol. 65, doi :10.1016/j.actaastro.2009.01.049, p. 666–675. [51](#)
- Issautier, K., N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet et S. Hoang. 1998, «Solar wind radial and latitudinal structure - Electron density and core temperature from ULYSSES thermal noise spectroscopy», *Journal of Geophysical Research*, vol. 103, doi :10.1029/97JA02661, p. 1969. [28](#), [29](#)
- Itikawa, Y. 2002, «Cross Sections for Electron Collisions With Carbon Dioxide», *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, vol. 31, doi :10.1063/1.1481879, p. 749–767. [155](#)
- Itikawa, Y. et N. Mason. 2005, «Cross Sections for Electron Collisions with Water Molecules», *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, vol. 34, doi :10.1063/1.1799251, p. 1–22. [155](#)
- Ivezić, Ž., S. M. Kahn, J. A. Tyson, B. Abel, E. Acosta, R. Allsman, D. Alonso, Y. AlSayyad, S. F. Anderson, J. Andrew et al. 2019, «LSST : From Science Drivers to Reference Design and Anticipated Data Products», *The Astrophysical Journal*, vol. 873, doi :10.3847/1538-4357/ab042c, 111. [56](#)

- Jia, X., R. J. Walker, M. G. Kivelson, K. K. Khurana et J. A. Linker. 2008, «Three-dimensional MHD simulations of Ganymede's magnetosphere», *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, vol. 113, doi :10.1029/2007JA012748, A06212. [65](#), [177](#)
- Johnson, C. L., M. E. Purucker, H. Korth, B. J. Anderson, R. M. Winslow, M. M. H. Al Asad, J. A. Slavin, I. I. Alexeev, R. J. Phillips, M. T. Zuber et S. C. Solomon. 2012, «MESSENGER observations of Mercury's magnetic field structure», *Journal of Geophysical Research (Planets)*, vol. 117, doi : 10.1029/2012JE004217, E00L14. [21](#), [52](#), [172](#)
- Johnson, S. G. 2015, «Faddeeva package», . [52](#)
- Joly, J. 1902, «Mr. Marconi's Results in Day and Night Wireless Telegraphy», *Nature*, vol. 66, doi : 10.1038/066199c0, p. 199. [19](#)
- Kallenrode, M.-B. 2004, *Space physics : an introduction to plasmas and particles in the heliosphere and magnetospheres*, Springer, 2004. [16](#), [22](#), [37](#), [194](#)
- Kasaba, Y., J.-L. Bougeret, L. G. Blomberg, H. Kojima, S. Yagitani, M. Moncuquet, J.-G. Trotignon, G. Chanteur, A. Kumamoto, Y. Kasahara, J. Lichtenberger, Y. Omura, K. Ishisaka et H. Matsumoto. 2010, «The Plasma Wave Investigation (PWI) onboard the BepiColombo/MMO : First measurement of electric fields, electromagnetic waves, and radio waves around Mercury», *Planetary and Space Science*, vol. 58, n° 1-2, doi :10.1016/j.pss.2008.07.017, p. 238–278. [25](#), [51](#), [52](#), [53](#), [59](#)
- Keller, H. U., C. Barbieri, P. Lamy, H. Rickman, R. Rodrigo, K.-P. Wenzel, H. Sierks, M. F. A'Hearn, F. Angrilli, M. Angulo, M. E. Bailey, P. Barthol, M. A. Barucci, J.-L. Bertaux, G. Bianchini, J.-L. Boit, V. Brown, J. A. Burns, I. Büttner, J. M. Castro, G. Cremonese, W. Curdt, V. da Deppo, S. Debei, M. de Cecco, K. Dohlen, S. Fornasier, M. Fulle, D. Germerott, F. Gliem, G. P. Guizzo, S. F. Hviid, W.-H. Ip, L. Jorda, D. Koschny, J. R. Kramm, E. Kührt, M. Küppers, L. M. Lara, A. Llebaria, A. López, A. López-Jimenez, J. López-Moreno, R. Meller, H. Michalik, M. D. Michelena, R. Müller, G. Naletto, A. Origné, G. Parzianello, M. Pertile, C. Quintana, R. Ragazzoni, P. Ramous, K.-U. Reiche, M. Reina, J. Rodríguez, G. Rousset, L. Sabau, A. Sanz, J.-P. Sivan, K. Stöckner, J. Tabero, U. Telljohann, N. Thomas, V. Timon, G. Tomasch, T. Wittrock et M. Zaccariotto. 2007, «OSIRIS The Scientific Camera System Onboard Rosetta», *Space Science Reviews*, vol. 128, doi : 10.1007/s11214-006-9128-4, p. 433–506. [46](#)
- Kissel, J., K. Altwegg, B. C. Clark, L. Colangeli, H. Cottin, S. Czempiel, J. Eibl, C. Engrand, H. M. Fehring, B. Feuerbacher, M. Fomenkova, A. Glasmachers, J. M. Greenberg, E. Grün, G. Haerendel, H. Henkel, M. Hilchenbach, H. von Hoerner, H. Höfner, K. Hornung, E. K. Jessberger, A. Koch, H. Krüger, Y. Langevin, P. Parigger, F. Raulin, F. Rüdener, J. Rynö, E. R. Schmid, R. Schulz, J. Silén, W. Steiger, T. Stephan, L. Thirkell, R. Thomas, K. Torkar, N. G. Utterback, K. Varmuza, K. P. Wanczek, W. Werther et H. Zscheeg. 2007, «Cosima High Resolution Time-of-Flight Secondary Ion Mass Spectrometer for the Analysis of Cometary Dust Particles onboard Rosetta», *Space Science Reviews*, vol. 128, doi :10.1007/s11214-006-9083-0, p. 823–867. [46](#)
- Knoll, R., G. Epstein, S. Hoang, G. Huntzinger, J. L. Steinberg, J. Fainberg, F. Grena, S. R. Mosier et R. G. Stone. 1978, «The 3-dimensional radio mapping experiment /SBH/ on ISEE-C», *IEEE Transactions on Geoscience Electronics*, vol. 16, doi :10.1109/TGE.1978.294546, p. 199–204. [29](#)
- Kofman, W., A. Herique, J.-P. Goutail, T. Hagfors, I. P. Williams, E. Nielsen, J.-P. Barriot, Y. Barbin, C. Elachi, P. Edenhofer, A.-C. Levasseur-Regourd, D. Plettmeier, G. Picardi, R. Seu et V. Svedhem. 2007, «The Comet Nucleus Sounding Experiment by Radiowave Transmission (CONSERT) : A

- Short Description of the Instrument and of the Commissioning Stages», *Space Science Reviews*, vol. 128, doi :10.1007/s11214-006-9034-9, p. 413–432. [46](#)
- Krall, N. A. et A. W. Trivelpiece. 1973, *Principles of plasma physics*, McGraw-Hill Book Company. [37](#), [70](#), [82](#)
- Laframboise, J. G. 1966, *Theory of Spherical and Cylindrical Langmuir Probes in a Collisionless, Maxwellian Plasma at Rest.*, thèse de doctorat, UNIVERSITY OF TORONTO (CANADA). [124](#)
- Lamy, P. L., I. Toth, L. Jorda, H. A. Weaver et M. A'Hearn. 1998, «The nucleus and inner coma of Comet 46P/Wirtanen», *Astronomy & Astrophysics*, vol. 335, p. L25–L29. [116](#)
- Landau, L. D. 1946, «On the vibrations of the electronic plasma», *J. Phys. (USSR)*, vol. 10, p. 25–34. [Zh. Eksp. Teor. Fiz.16,574(1946)]. [74](#)
- Langmuir, I. 1928, «Oscillations in Ionized Gases», *Proceedings of the National Academy of Science*, vol. 14, doi :10.1073/pnas.14.8.627, p. 627–637. [14](#), [19](#)
- Läuter, M., T. Kramer, M. Rubin et K. Altwegg. 2019, «Surface localization of gas sources on comet 67P/Churyumov-Gerasimenko based on DFMS/COPS data», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 483, doi :10.1093/mnras/sty3103, p. 852–861. [149](#), [151](#), [152](#)
- Lazar, M., V. Pierrard, S. M. Shaaban, H. Fichtner et S. Poedts. 2017, «Dual Maxwellian-Kappa modeling of the solar wind electrons : new clues on the temperature of Kappa populations», *Astronomy & Astrophysics*, vol. 602, doi :10.1051/0004-6361/201630194, A44. [64](#), [87](#)
- Le Chat, G., K. Issautier, N. Meyer-Vernet, I. Zouganelis, M. Maksimovic et M. Moncuquet. 2009, «Quasi-thermal noise in space plasma : “kappa” distributions», *Physics of Plasmas*, vol. 16, n° 10, doi :10.1063/1.3243495, p. 102 903–102 903. [28](#)
- Leblanc, F., A. V. Oza, L. Leclercq, C. Schmidt, T. Cassidy, R. Modolo, J. Y. Chaufray et R. E. Johnson. 2017, «On the orbital variability of Ganymede’s atmosphere», *Icarus*, vol. 293, doi : 10.1016/j.icarus.2017.04.025, p. 185–198. [177](#)
- Leclercq, L., R. Modolo, F. Leblanc, S. Hess et M. Mancini. 2016, «3D magnetospheric parallel hybrid multi-grid method applied to planet-plasma interactions», *Journal of Computational Physics*, vol. 309, doi :10.1016/j.jcp.2016.01.005, p. 295–313. [54](#), [65](#), [177](#)
- Lee, D. A. et G. K. Soper. 1968, «Integral Equation Treatment of the Linearized Theory of Electrostatic Plasma Oscillations», *Physics of Fluids*, vol. 11, doi :10.1063/1.1692025, p. 918–920. [195](#), [LXXI](#), [LXXII](#)
- Livadiotis, G. et D. J. McComas. 2013, «Understanding Kappa Distributions : A Toolbox for Space Science and Astrophysics», *Space Science Reviews*, vol. 175, doi :10.1007/s11214-013-9982-9, p. 183–214. [63](#)
- Mace, R. L., G. Amery et M. A. Hellberg. 1999, «The electron-acoustic mode in a plasma with hot suprathermal and cool Maxwellian electrons», *Physics of Plasmas*, vol. 6, doi :10.1063/1.873256, p. 44–49. [87](#), [96](#), [114](#)
- Mace, R. L. et M. A. Hellberg. 1995, «A dispersion function for plasmas containing superthermal particles», *Physics of Plasmas*, vol. 2, doi :10.1063/1.871296, p. 2098–2109. [88](#), [92](#)

- Madanian, H., T. E. Cravens, A. Rahmati, R. Goldstein, J. Burch, A. I. Eriksson, N. J. T. Edberg, P. Henri, K. Mandt, G. Clark, M. Rubin, T. Broiles et N. L. Reedy. 2016, «Suprathermal electrons near the nucleus of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko at 3 AU : Model comparisons with Rosetta data», *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, vol. 121, doi :10.1002/2016JA022610, p. 5815–5836. [142](#), [163](#)
- de Mairan, J., P. Simonneau et F. Imprimerie royale (Paris. 1754, *Traité physique et historique de l'aurore boréale*, Suite des Mémoires de l'Académie royale des sciences, année M. DCCXXXI, de l'Imprimerie Royale. [16](#)
- Maksimovic, M., V. Pierrard et P. Riley. 1997, «Ulysses electron distributions fitted with kappa functions», *Geophysical Research Letters*, vol. 24, n° 9, doi :10.1029/97GL00992, p. 1151–1154, ISSN 1944-8007. [63](#), [87](#), [172](#)
- Maksimovic, M., I. Zouganelis, J.-Y. Chaufray, K. Issautier, E. E. Scime, J. E. Littleton, E. Marsch, D. J. McComas, C. Salem, R. P. Lin et H. Elliott. 2005, «Radial evolution of the electron distribution functions in the fast solar wind between 0.3 and 1.5 AU», *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, vol. 110, doi :10.1029/2005JA011119, A09104. [6](#), [63](#), [64](#), [86](#), [175](#)
- Mandt, K. E., A. Eriksson, N. J. T. Edberg, C. Koenders, T. Broiles, S. A. Fuselier, P. Henri, Z. Nemeth, M. Alho, N. Biver, A. Beth, J. Burch, C. Carr, K. Chae, A. J. Coates, E. Cupido, M. Galand, K.-H. Glassmeier, C. Goetz, R. Goldstein, K. C. Hansen, J. Haiducek, E. Kallio, J.-P. Lebreton, A. Luspai-Kuti, P. Mokashi, H. Nilsson, A. Opitz, I. Richter, M. Samara, K. Szego, C.-Y. Tzou, M. Volwerk, C. S. Wedlund et G. Stenberg Wieser. 2016, «RPC observation of the development and evolution of plasma interaction boundaries at 67P/Churyumov-Gerasimenko», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 462, doi :10.1093/mnras/stw1736, p. S9–S22. [147](#), [154](#), [160](#), [163](#), [191](#)
- Matson, D. L., L. J. Spilker et J.-P. Lebreton. 2002, «The Cassini/Huygens Mission to the Saturnian System», *Space Science Reviews*, vol. 104, doi :10.1023/A:1023609211620, p. 1–58. [19](#)
- Maunder, E. W. 1894, «A Prolonged Sunspot Minimum», *Knowledge : An Illustrated Magazine of Science*, vol. 18, p. 173–176. [16](#)
- McNutt, R. L., S. C. Solomon, P. D. Bedini, B. J. Anderson, D. T. Blewett, L. G. Evans, R. E. Gold, S. M. Krimigis, S. L. Murchie, L. R. Nittler, R. J. Phillips, L. M. Prockter, J. A. Slavin, M. T. Zuber, E. J. Finnegan, D. G. Grant et MESSENGER Team. 2014, «MESSENGER at Mercury : Early orbital operations», *Acta Astronautica*, vol. 93, doi :10.1016/j.actaastro.2012.08.012, p. 509–515. [50](#)
- Meech, K. J., R. Weryk, M. Micheli, J. T. Kleyna, O. R. Hainaut, R. Jedicke, R. J. Wainscoat, K. C. Chambers, J. V. Keane, A. Petric, L. Denneau, E. Magnier, T. Berger, M. E. Huber, H. Flewelling, C. Waters, E. Schunova-Lilly et S. Chastel. 2017, «A brief visit from a red and extremely elongated interstellar asteroid», *Nature*, vol. 552, doi :10.1038/nature25020, p. 378–381. [56](#)
- Meyer-Vernet, N., P. Couturier, S. Hoang, C. Perche et J. L. Steinberg. 1986a, «Physical parameters for hot and cold electron populations in Comet Giacobini-Zinner with the ICE radio experiment», *Geophysical Research Letters*, vol. 13, doi :10.1029/GL013i003p00279, p. 279–282. [6](#), [65](#), [138](#), [144](#)
- Meyer-Vernet, N., P. Couturier, S. Hoang, C. Perche, J. L. Steinberg, J. Fainberg et C. Meetre. 1986b, «Plasma diagnosis from thermal noise and limits on dust flux or mass in comet Giacobini-Zinner», *Science*, vol. 232, doi :10.1126/science.232.4748.370, p. 370–374. [65](#)

BIBLIOGRAPHIE

- Meyer-Vernet, N., K. Issautier et M. Moncuquet. 2017, «Quasi-thermal noise spectroscopy : The art and the practice», *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, vol. 122, doi :10.1002/2017JA024449, p. 7925–7945. [28](#)
- Meyer-Vernet, N., P. Meyer et C. Perche. 1978, «Losses due to the inhomogeneous sheath surrounding an antenna in a plasma», *Radio Science*, vol. 13, doi :10.1029/RS013i001p00069, p. 69–73. [124](#)
- Michel, E., C. Béghin, A. Gonfalone et I. Ivanov. 1975, «Mesures de densité et de température électroniques sur fusée dans l'ionosphère polaire par l'étude du cône de résonance», *Annales de Géophysique*, vol. Ann. Geophys., p. pp 463–471. [44](#)
- Mitrofanov, I. G., A. S. Kozyrev, A. Konovalov, M. L. Litvak, A. A. Malakhov, M. I. Mokrousov, A. B. Sanin, V. I. Tret'ykov, A. V. Vostrukhin, Y. I. Bobrovnikskij, T. M. Tomilina, L. Gurvits et A. Owens. 2010, «The Mercury Gamma and Neutron Spectrometer (MGNS) on board the Planetary Orbiter of the BepiColombo mission», *Planetary and Space Science*, vol. 58, doi :10.1016/j.pss.2009.01.005, p. 116–124. [51](#)
- Moncuquet, M., A. Lecacheux, N. Meyer-Vernet, B. Cecconi et W. S. Kurth. 2005, «Quasi thermal noise spectroscopy in the inner magnetosphere of Saturn with Cassini/RPWS : Electron temperatures and density», *Geophysical Research Letters*, vol. 32, doi :10.1029/2005GL022508, L20S02. [29](#)
- Moncuquet, M., H. Matsumoto, J.-L. Bougeret, L. G. Blomberg, K. Issautier, Y. Kasaba, H. Kojima, M. Maksimovic, N. Meyer-Vernet et P. Zarka. 2006, «The radio waves and thermal electrostatic noise spectroscopy (SORBET) experiment on BEPICOLOMBO/MMO/PWI : Scientific objectives and performance», *Advances in Space Research*, vol. 38, doi :10.1016/j.asr.2006.01.020, p. 680–685. [29](#), [51](#), [53](#), [59](#)
- Mourenas, D., C. Béghin et J. P. Lebreton. 1989, «Electron cyclotron and upper hybrid harmonics produced by electron beam injection on Spacelab 1», *Annales Geophysicae*, vol. 7, p. 519–530. [42](#)
- Myllys, M., P. Henri, X. Vallières, N. Gilet, H. Nilsson, E. Palmerio, L. Turc et A. Wellbrock. submitted, «Electric field measurements at the plasma frequency around comet 67P by RPC-MIP onboard Rosetta», *Astronomy & Astrophysics*. [6](#), [9](#), [48](#), [113](#), [131](#), [132](#), [135](#), [192](#)
- Myllys, M., Henri, P., Galand, M., Heritier, K. L., Gilet, N., Goldstein, R., Eriksson, A. I., Johansson, F. et Deca, J. 2019, «Plasma properties of suprathermal electrons near comet 67p/churyumov-gerasimenko with rosetta», *Astronomy & Astrophysics*, vol. 630, doi :10.1051/0004-6361/201834964, p. A42. [9](#), [60](#), [63](#), [87](#), [132](#), [133](#), [134](#), [142](#), [148](#), [153](#), [192](#)
- Navet, M., P. Bertrand, M. Feix, B. Rooy et L. Storey. 1971, «Problèmes et modèles en théorie des sondes radiofréquences», *Journal de Physique Colloques*, vol. 32, n° C5, doi :10.1051/jphyscol:19715120, p. C5b–189–C5b–191. [3](#), [70](#), [78](#)
- Nilsson, H., R. Lundin, K. Lundin, S. Barabash, H. Borg, O. Norberg, A. Fedorov, J.-A. Sauvaud, H. Koskinen, E. Kallio, P. Riihelä et J. L. Burch. 2007, «RPC-ICA : The Ion Composition Analyzer of the Rosetta Plasma Consortium», *Space Science Review*, vol. 128, doi :10.1007/s11214-006-9031-z, p. 671–695. [26](#), [46](#), [59](#)

- Nogami, K., M. Fujii, H. Ohashi, T. Miyachi, S. Sasaki, S. Hasegawa, H. Yano, H. Shibata, T. Iwai, S. Minami, S. Takechi, E. Grün et R. Srama. 2010, «Development of the Mercury dust monitor (MDM) onboard the BepiColombo mission», *Planetary and Space Science*, vol. 58, doi :10.1016/j.pss.2008.08.016, p. 108–115. [51](#)
- Noyer, M. L., M. Navet et M. R. Feix. 1975, «The multiple water-bag model for forced oscillations in a warm isotropic plasma», *Journal of Plasma Physics*, vol. 13, doi :10.1017/S0022377800025885, p. 63–86. [70](#), [78](#), [79](#)
- Odelstad, E., A. I. Eriksson, N. J. T. Edberg, F. Johansson, E. Vigren, M. André, C.-Y. Tzou, C. Carr et E. Cupido. 2015, «Evolution of the plasma environment of comet 67P from spacecraft potential measurements by the Rosetta Langmuir probe instrument», *Geophysical Research Letters*, vol. 42, doi :10.1002/2015GL066599, p. 10. [5](#), [60](#), [138](#), [142](#), [143](#), [151](#), [159](#)
- Odelstad, E., A. I. Eriksson, F. L. Johansson, E. Vigren, P. Henri, N. Gilet, X. Vallières, M. Rubin, M. André et K. Héritier. 2018, «Ion velocity and electron temperature inside and around the diamagnetic cavity of comet 67P», *Journal of Geophysical Research*. Submitted. [6](#), [9](#), [138](#), [147](#), [155](#), [162](#), [168](#), [191](#)
- Odelstad, E., G. Stenberg-Wieser, M. Wieser, A. I. Eriksson, H. Nilsson et F. L. Johansson. 2017, «Measurements of the electrostatic potential of Rosetta at comet 67P», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 469, doi :10.1093/mnras/stx2232, p. S568–S581. [25](#), [142](#)
- Ogilvie, K. W., J. D. Scudder, V. M. Vasyliunas, R. E. Hartle et G. L. Siscoe. 1977, «Observations at the planet Mercury by the plasma electron experiment - Mariner 10», *Journal of Geophysical Research*, vol. 82, doi :10.1029/JA082i013p01807, p. 1807–1824. [50](#)
- Orsini, S., S. Livi, K. Torkar, S. Barabash, A. Milillo, P. Wurz, A. M. di Lellis, E. Kallio et The Serena Team. 2010, «SERENA : A suite of four instruments (ELENA, STROFIO, PICAM and MIPA) on board BepiColombo-MPO for particle detection in the Hermean environment», *Planetary and Space Science*, vol. 58, doi :10.1016/j.pss.2008.09.012, p. 166–181. [51](#)
- Paschmann, G., C. E. McIlwain, J. M. Quinn, R. B. Torbert et E. C. Whipple. 1998, «The Electron Drift Technique for Measuring Electric and Magnetic Fields», *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, vol. 103, doi :10.1029/GM103p0029, p. 29. [22](#)
- Paschmann, G., F. Melzner, R. Frenzel, H. Vaith, P. Parigger, U. Pagel, O. H. Bauer, G. Haerendel, W. Baumjohann, N. Scopke, R. B. Torbert, B. Briggs, J. Chan, K. Lynch, K. Morey, J. M. Quinn, D. Simpson, C. Young, C. E. McIlwain, W. Fillius, S. S. Kerr, R. Mahieu et E. C. Whipple. 1997, «The Electron Drift Instrument for Cluster», *Space Science Reviews*, vol. 79, doi :10.1023/A:1004917512774, p. 233–269. [23](#)
- Pätzold, M., B. Häusler, K. Aksnes, J. D. Anderson, S. W. Asmar, J.-P. Barriot, M. K. Bird, H. Boehnhardt, W. Eidel, E. Grün, W. H. Ip, E. Marouf, T. Morley, F. M. Neubauer, H. Rickman, N. Thomas, B. T. Tsurutani, M. K. Wallis, N. C. Wickramasinghe, E. Mysen, O. Olson, S. Remus, S. Tellmann, T. Andert, L. Carone, M. Fels, C. Stanzel, I. Audenrieth-Kersten, A. Gahr, A.-L. Müller, D. Stupar et C. Walter. 2007, «Rosetta Radio Science Investigations (RSI)», *Space Science Reviews*, vol. 128, doi :10.1007/s11214-006-9117-7, p. 599–627. [46](#)
- Pedersen, A., F. Mozer et G. Gustafsson. 1998, «Electric Field Measurements in a Tenuous Plasma with Spherical Double Probes», *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, vol. 103, doi :10.1029/GM103p0001, p. 1. [22](#), [25](#)

BIBLIOGRAPHIE

- Perraut, S., H. de Feraudy, A. Roux, P. M. E. Décréau, J. Paris et L. Matson. 1990, «Density measurements in key regions of the earth's magnetosphere - Cusp and auroral region», *Journal of Geophysical Research*, vol. 95, doi :10.1029/JA095iA05p05997, p. 5997–6014. [42](#)
- Pfaff, R. F., J. E. Borovsky et D. T. Young. 1998a, «Measurement Techniques in Space Plasmas – Fields», *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, vol. 103, doi :10.1029/GM103. [22](#)
- Pfaff, R. F., J. E. Borovsky et D. T. Young. 1998b, «Measurement Techniques in Space Plasmas – Particles», *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, vol. 102, doi :10.1029/GM102. [22](#)
- Pierrard, V., M. Lazar, S. Poedts, Š. Štverák, M. Maksimovic et P. M. Trávníček. 2016, «The Electron Temperature and Anisotropy in the Solar Wind. Comparison of the Core and Halo Populations», *Solar Physics*, vol. 291, doi :10.1007/s11207-016-0961-7, p. 2165–2179. [5](#), [6](#), [63](#), [64](#), [71](#), [87](#), [114](#), [142](#), [170](#), [172](#), [174](#), [175](#)
- Pierre, T., V. Rohde et A. Piel. 1992, «Experimental and numerical study of the plasma drift effect on upper-hybrid resonance cones», *Physics of Fluids B*, vol. 4, doi :10.1063/1.860184, p. 2661–2664. [40](#)
- Polyanin, A. et A. Manzhirov. 2008, *Handbook of Integral Equations : Second Edition*, Chapman and Hall/CRC, ISBN 9781584885078. [LXXIV](#)
- Pottelette, R. et L. R. O. Storey. 1981, «Active and passive methods for the study of non-equilibrium plasmas using electrostatic waves», *Journal of Plasma Physics*, vol. 25, doi :10.1017/S0022377800023151, p. 323–350. [67](#), [70](#)
- Reinhard, R. 1987, «The Giotto mission to Comet Halley», *Journal of Physics E Scientific Instruments*, vol. 20, doi :10.1088/0022-3735/20/6/029, p. 700–712. [19](#)
- Renau, A., F. H. Read et J. N. H. Brunt. 1982, «The charge-density method of solving electrostatic problems with and without the inclusion of space-charge», *Journal of Physics E Scientific Instruments*, vol. 15, doi :10.1088/0022-3735/15/3/025, p. 347–354. [116](#)
- Riedler, W., K. Torkar, H. Jeszenszky, J. Romstedt, H. S. C. Alleyne, H. Arends, W. Barth, J. V. D. Biezen, B. Butler, P. Ehrenfreund, M. Fehringer, G. Fremuth, J. Gavira, O. Havnes, E. K. Jessberger, R. Kassing, W. Klöck, C. Koeberl, A. C. Levasseur-Regourd, M. Maurette, F. Rüdener, R. Schmidt, G. Stangl, M. Steller et I. Weber. 2007, «MIDAS The Micro-Imaging Dust Analysis System for the Rosetta Mission», *Space Science Reviews*, vol. 128, doi :10.1007/s11214-006-9040-y, p. 869–904. [46](#)
- Rooy, B., M. R. Feix et L. R. O. Storey. 1972, «Theory of a quadripolar probe for a hot isotropic plasma», *Plasma Physics*, vol. 14, doi :10.1088/0032-1028/14/3/005, p. 275–300. [3](#), [4](#), [70](#), [78](#), [80](#), [104](#)
- Rudin, W. 1998, *Analyse réelle et complexe : cours et exercices*, Sciences sup, Dunod, ISBN 9782100040049. [70](#), [71](#), [74](#), [84](#), [189](#)
- Rönnmark, K. 1982, «Whamp : Waves in homogeneous, anisotropic multicomponent plasmas», cahier de recherche, Kiruna Geophys. Inst. [194](#)

- Saito, Y., J. A. Sauvaud, M. Hirahara, S. Barabash, D. Delcourt, T. Takashima, K. Asamura et Be-piColombo MMO/MPPE Team. 2010, «Scientific objectives and instrumentation of Mercury Plasma Particle Experiment (MPPE) onboard MMO», *Planetary and Space Science*, vol. 58, doi : 10.1016/j.pss.2008.06.003, p. 182–200. [26](#), [51](#)
- Schlumberger, C. 1920, *Étude sur la prospection électrique du sous-sol*, Gauthier-Villars. [32](#), [33](#)
- Schunk, R. et A. Nagy. 2009, *Ionospheres : Physics, Plasma Physics, and Chemistry*, 2^e éd., Cambridge Atmospheric and Space Science Series, Cambridge University Press, doi :10.1017/CBO9780511635342. [66](#)
- Schwehm, G. et R. Schulz. 1999, «Rosetta Goes to Comet Wirtanen», *Space Science Reviews*, vol. 90, doi :10.1023/A:1005231006010, p. 313–319. [45](#)
- Snare, R. C. 1998, «A History of Vector Magnetometry in Space», *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, vol. 103, doi :10.1029/GM103p0101, p. 101. [23](#)
- Solomon, S. C., R. L. McNutt, R. E. Gold et D. L. Domingue. 2007, «MESSENGER Mission Overview», *Space Science Reviews*, vol. 131, doi :10.1007/s11214-007-9247-6, p. 3–39. [50](#)
- Stern, S. A., D. C. Slater, J. Scherrer, J. Stone, M. Versteeg, M. F. A'Hearn, J. L. Bertaux, P. D. Feldman, M. C. Festou, J. W. Parker et O. H. W. Siegmund. 2007, «Alice : The rosetta Ultraviolet Imaging Spectrograph», *Space Science Reviews*, vol. 128, doi :10.1007/s11214-006-9035-8, p. 507–527. [46](#)
- Stix, T. H. 1992, *Waves in plasmas*, Springer Science & Business Media. [37](#)
- Stone, R. G., J. L. Bougeret, J. Caldwell, P. Canu, Y. de Conchy, N. Cornilleau-Wehrin, M. D. Desch, J. Fainberg, K. Goetz et M. L. Goldstein. 1992, «The Unified Radio and Plasma wave investigation», *Astronomy & Astrophysics*, vol. 92, p. 291–316. [29](#)
- Storey, L. R. O. 1998, «Mutual-Impedance Techniques for Space Plasma Measurements», *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, vol. 103, doi :10.1029/GM103p0155, p. 155. [39](#), [43](#)
- Storey, L. R. O., M. P. Aubry et P. Meyer. 1969, «A quadripole probe for the study of ionospheric plasma resonances», dans *Plasma Waves in Space and in the Laboratory*, édité par J. O. Thomas et B. J. Landmark, p. 303. [3](#), [4](#), [32](#), [33](#), [34](#), [38](#), [39](#), [41](#), [43](#), [70](#), [77](#)
- Stothers, R. 1979, «Ancient aurorae.», *Isis. Journal of the History of Science Society*, vol. 70, p. 85–95. [16](#)
- Summers, D. et R. M. Thorne. 1991, «The modified plasma dispersion function», *Physics of Fluids B*, vol. 3, doi :10.1063/1.859653, p. 1835–1847. [88](#)
- Taylor, M. G. G. T., N. Altobelli, B. J. Buratti et M. Choukroun. 2017, «The Rosetta mission orbiter science overview : the comet phase», *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, vol. 375, doi :10.1098/rsta.2016.0262, 20160262. [140](#), [141](#)
- Thiel, J. et P. M. E. Decreau. 1980, «Excitation of the plasma and lower oblique resonances in a Maxwellian magnetoplasma of weak density», *Physics of Fluids*, vol. 23, doi :10.1063/1.862902, p. 2334. [39](#)

- Thiel, J., L. R. O. Storey et J. P. Lebreton. 1984, «Electron plasma density deduced from lower oblique resonance measurements», *Physics of Fluids*, vol. 27, doi :10.1063/1.864614, p. 506–510. [39](#)
- Tinetti, G., P. Drossart, P. Eccleston, P. Hartogh, A. Heske, J. Leconte, G. Micela, M. Ollivier, G. Pilbratt, L. Puig, D. Turrini, B. Vandenbussche, P. Wolkenberg, E. Pascale, J.-P. Beaulieu, M. Güdel, M. Min, M. Rataj, T. Ray, I. Ribas, J. Barstow, N. Bowles, A. Coustenis, V. Coudé du Foresto, L. Decin, T. Encrenaz, F. Forget, M. Friswell, M. Griffin, P. O. Lagage, P. Malaguti, A. Moneti, J. C. Morales, E. Pace, M. Rocchetto, S. Sarkar, F. Selsis, W. Taylor, J. Tennyson, O. Venot, I. P. Waldmann, G. Wright, T. Zingales et M. R. Zapatero-Osorio. 2016, «The science of ARIEL (Atmospheric Remote-sensing Infrared Exoplanet Large-survey)», dans *Space Telescopes and Instrumentation 2016 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave, Proceedings of the SPIE*, vol. 9904, p. 99041X, doi :10.1117/12.2232370. [57](#)
- Trotignon, J. G., C. Béghin, D. Lagoutte, J. L. Michau, H. Matsumoto, H. Kojima, K. Hashimoto, Y. Kasaba, L. G. Blomberg, J. P. Lebreton, A. Masson, M. Hamelin et R. Pottellette. 2006, «Active measurement of the thermal electron density and temperature on the Mercury Magnetospheric Orbiter of the BepiColombo mission», *Advances in Space Research*, vol. 38, doi :10.1016/j.asr.2006.03.031, p. 686–692. [4](#), [32](#), [51](#), [52](#), [59](#), [172](#)
- Trotignon, J. G., P. M. E. Décréau, J. L. Rauch, O. Randriamboarison, V. Krasnoselskikh, P. Canu, H. Alleyne, K. Yearby, E. Le Guirriec, H. C. Séran, F. X. Sené, P. Martin, M. Lévêque et P. Ferreau. 2001, «How to determine the thermal electron density and the magnetic field strength from the Cluster/Whisper observations around the Earth», *Annales Geophysicae*, vol. 19, doi :10.5194/angeo-19-1711-2001, p. 1711–1720. [27](#), [40](#), [LXIV](#)
- Trotignon, J. G., J. L. Michau, D. Lagoutte, M. Chabassière, G. Chalumeau, F. Colin, P. M. E. Décréau, J. Geiswiller, P. Gille, R. Grard, T. Hachemi, M. Hamelin, A. Eriksson, H. Laakso, J. P. Lebreton, C. Mazelle, O. Randriamboarison, W. Schmidt, A. Smit, U. Telljohann et P. Zamora. 2007, «RPC-MIP : the Mutual Impedance Probe of the Rosetta Plasma Consortium», *Space Science Reviews*, vol. 128, doi :10.1007/s11214-006-9005-1, p. 713–728. [32](#), [46](#), [47](#), [49](#), [59](#)
- Štverák, Š., M. Maksimovic, P. M. Trávníček, E. Marsch, A. N. Fazakerley et E. E. Scime. 2009, «Radial evolution of nonthermal electron populations in the low-latitude solar wind : Helios, Cluster, and Ulysses Observations», *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, vol. 114, doi :10.1029/2008JA013883, A05104. [5](#), [63](#), [64](#), [71](#), [87](#), [142](#)
- van Allen, J. A. et L. A. Frank. 1959, «Radiation Around the Earth to a Radial Distance of 107,400 km.», *Nature*, vol. 183, doi :10.1038/183430a0, p. 430–434. [19](#)
- Wang, P. K. et G. L. Siscoe. 1995, «Some early descriptions of aurorae in China», *Annales Geophysicae*, vol. 13, doi :10.1007/s00585-995-0517-x, p. 517–521. [16](#)
- Wattiaux, G., N. Gilet, P. Henri, X. Vallières et L. Bucciattini. 2019, «RPC-MIP observations at comet 67P/Churyumov-Gerasimenko explained by a model including a sheath and two populations of electrons», *Astronomy & Astrophysics*, vol. 630, doi :https://doi.org/10.1051/0004-6361/201834872, A41. [6](#), [9](#), [104](#), [105](#), [117](#), [118](#), [122](#), [124](#), [125](#), [126](#), [127](#), [129](#), [134](#), [148](#), [165](#), [166](#), [167](#), [168](#), [190](#), [191](#), [192](#), [193](#), [LV](#), [LVIII](#)
- Wenner, F. 1915, «A method for measuring earth resistivity», *Journal of the Washington Academy of Sciences*, vol. 5, n° 16, p. 561–563, ISSN 00430439. [33](#)

Yoshikawa, I., O. Korablev, S. Kameda, D. Rees, H. Nozawa, S. Okano, V. Gnedykh, V. Kottsov, K. Yoshioka, G. Murakami, F. Ezawa et G. Cremonese. 2010, «The Mercury sodium atmospheric spectral imager for the MMO spacecraft of Bepi-Colombo», *Planetary and Space Science*, vol. 58, doi :10.1016/j.pss.2008.07.008, p. 224–237. [51](#)

Zwickl, R. D., D. N. Baker, S. J. Bame, W. C. Feldman, S. A. Fuselier, W. F. Huebner, D. J. McComas et D. T. Young. 1986, «Three component plasma electron distribution in the intermediate ionized coma of Comet Giacobini-Zinner», *Geophysical Research Letters*, vol. 13, doi : 10.1029/GL013i004p00401, p. 401–404. [19](#), [65](#), [138](#)

Liste des contributions scientifiques

Articles scientifiques premier auteur

Articles publiés

1. **Gilet, N.**, Henri, P., Wattieaux, G., Cilibrasi, M., & Béghin, C., Electrostatic potential radiated by a pulsating charge in a two-electron temperature plasma (2017). *Radio Science*, Vol. 52, p. 1432–1448
2. **Gilet, N.**, P. Henri, G. Wattieaux, O. Randriamboarison, C. Béghin, J.L. Rauch. Mutual impedance probe in collisionless unmagnetized plasma with suprathermal electrons - application to BepiColombo (2019). *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, Vol. 6

Articles soumis

1. **Gilet, N.**, P. Henri, G. Wattieaux, N. Traoré, A.I. Eriksson, X. Vallières, J. Moré, O. Randriamboarison, E. Odelstad, F.L. Johansson & M. Rubin. Observation of cold electrons by RPC-MIP at 67P/Churyumov-Gerasimenko. Submitted to *Astronomy & Astrophysics*.

Articles scientifiques, en co-auteur

Articles publiés

1. Engelhardt, I. A. D., Eriksson, A., Vigren, E., Vallières, X., Rubin, M., **Gilet, N.**, & Henri, P. Cold electrons at comet 67P/Churyumov-Gerasimenko (2018). *Astronomy & Astrophysics*, 616
2. Hajra, R., Henri, P., Vallières, X., Moré, J., **Gilet, N.**, Wattieaux, G., Goetz C., Richter, I., Tsurutani, B.T., Gunell, H., Nilsson, H., Eriksson, A.I., Nemeth, Z., Burch, J.L., Rubin, M.; Dynamic unmagnetized plasma in the diamagnetic cavity around comet 67P/Churyumov-Gerasimenko (2018). *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 475-3, p. 4140–4147
3. Odelstad E., A.I. Eriksson, F. Johansson, E. Vigren, P. Henri, **N. Gilet**, K. Heritier, X. Vallières, M. Rubin, and M. André. Ion velocity and electron temperature inside and around the diamagnetic cavity of comet 67P (2018). *Journal of Geophysical Research in Space Physics*, 123, 2018
4. Wattieaux G., **N. Gilet**, P. Henri, X. Vallières and L. Bucciardini. RPC-MIP observations at comet 67P/Churyumov-Gerasimenko explained by a model including a sheath and two populations of electrons (2019). *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 630, A41

5. Myllys, M., P. Henri, M. Galand, K.L. Heritier, **N. Gilet**, R. Goldstein, A.I. Eriksson, F.L. Johansson & J. Deca. Plasma properties of suprathermal electrons near comet 67P/Churyumov-Gerasimenko (2019). *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 630, A42
6. Edberg, N. J. T., A. I. Eriksson, E. Vigren, F.L. Johansson, C. Goetz, H. Nilsson, **N. Gilet** & P. Henri. The convective electric field influence on the cold plasma and diamagnetic cavity of comet 67P (2019). *The Astronomical Journal*. Vol. 158, p. 71

Articles soumis ou en préparation

1. Myllys, M., P. Henri, X. Vallières, **N. Gilet**, H. Nilsson, E. Palmerio, L. Turc & A. Wellbrock. Electric field measurements at the plasma frequency around comet 67P by RPC-MIP onboard Rosetta. Submitted to *Astronomy & Astrophysics*.
2. Hajra, R., P. Henri, X. Vallières, M. Galand, M. Rubin, B.T. Tsurutani, **N. Gilet**, L. Bucciardini & Z. Nemeth. Ionospheric total electron content of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko. In preparation, to be submitted to *Astronomy & Astrophysics*.

Annexe A

Articles scientifiques

A.1 Electrostatic Potential Radiated by a Pulsating Charge in a Two-Electron Temperature Plasma (2017), Radio Science



RESEARCH ARTICLE

10.1002/2017RS006294

Electrostatic Potential Radiated by a Pulsating Charge in a Two-Electron Temperature Plasma

N. Gilet¹, P. Henri¹, G. Wattieaux², M. Cilibrasi^{1,3,4}, and C. Béghin¹

¹LPC2E, CNRS, Université d'Orléans, Orléans, France, ²Université de Toulouse, Toulouse, France, ³Scuola Normale Superiore, Pisa, Italy, ⁴Dipartimento di Fisica "Enrico Fermi", Università di Pisa, Pisa, Italy

Key Points:

- The potential radiated by a pulsating point charge has been computed by a numerical integration
- Mutual impedance spectra are predicted in a two-electron temperature plasma; the influence of the temperature ratio is discussed
- Two resonances are identified at the total and cold plasma frequencies, from which the cold/hot densities can be extracted

Correspondence to:

N. Gilet,
nicolas.gilet@cnrs-orleans.fr

Citation:

Gilet, N., Henri, P., Wattieaux, G., Cilibrasi, M., & Béghin, C. (2017). Electrostatic potential radiated by a pulsating charge in a two-electron temperature plasma. *Radio Science*, 52. <https://doi.org/10.1002/2017RS006294>

Received 7 MAR 2017

Accepted 1 OCT 2017

Accepted article online 31 OCT 2017

Abstract Mutual impedance experiments have been developed to constrain the plasma bulk properties, such as density and temperature, of ionospheric and later space plasmas, through the electric coupling between an emitter and a receiver electric antennas. So far, the analytical modeling of such instruments has enabled to treat ionospheric plasmas, where charged particles are usually well characterized by Maxwellian electron distributions. With the growth of planetary exploration, mutual impedance experiments are or will be used to constrain space plasma bulk properties. Space plasmas are usually out of local thermodynamic equilibrium; therefore, new methods to calibrate and analyze mutual impedance experiments are now required in such non-Maxwellian plasmas. To this purpose, this work aims at modeling the electric potential generated in a two-electron temperature plasma by a pulsating point charge. A numerical method is developed for the computation of the electrostatic potential in a sum of Maxwellian plasmas. After validating the method, the results are used to build synthetic mutual impedance spectra and quantify the effect of a warm electron population on mutual impedance experiments, in order to illustrate how the method could be applied for recent and future planetary space missions, such as Rosetta, BepiColombo, and JUICE. In particular, we show how it enables to separate the densities and temperatures of two different electron populations using in situ measurements from the RPC-MIP mutual impedance experiment on board Rosetta.

1. Introduction

Mutual impedance probe experiments have been used in various ionized environments, from ionospheric to interplanetary plasmas, to constrain plasma parameters such as the electron density, the electron temperature, and the plasma drift velocity. From the 1970s, such experiments have been launched on the ionospheric rocket CISASPE (Béghin & Debrie, 1972), as well as satellites such as Geostationary Earth Orbit Satellite 1 (or GEOS-1) (Décréau et al., 1978), ARCAD-3 (Béghin et al., 1982), VIKING (Bahnsen et al., 1986), Rosetta (Trotignon et al., 2007), and are planned for future space missions: BepiColombo (Trotignon et al., 2006) and JUICE. These experiments included an active electrical probe usually made of two receiving and two transmitting electric antennas. The probe operates close to the typical plasma frequencies which are typically found in the radio frequency (RF) range in space plasma environments. A RF electric field is induced in the probed medium through the transmitters with the help of a frequency adjustable current generator. Then the induced voltage (amplitude and phase) between the receivers is recorded as a function of the frequency. The voltage acquired in the plasma is divided by the voltage acquired in vacuum to provide the so-called response of the probe. More information about mutual impedance probes can be found in Storey et al. (1969) and Storey (1998).

Plasma properties are determined from the response of the probe. In the following, we focus on the frequency range close to the plasma frequency which enables to constrain the plasma density. The instrumental response strongly depends on the electron velocity distribution function (evdf). Many theoretical works have been published for the past five decades (Béghin, 1995; Gard, 1969; Navet et al., 1971; Pottellette et al., 1975; Rooy et al., 1972), using different analytical approximations of the plasma dielectric function corresponding to different plasma conditions, from the cold case to a hot plasma with different velocity distributions, some of which are summarized in Chasseriaux et al. (1972). Both the collisional and collisionless cases have been investigated. To better take into account the behavior of a thermal plasma on mutual impedance experiments, including the Landau damping of the waves emitted by the transmitters, Béghin (1995) determined the

analytical solution of the potential radiated by a point source in a collisionless Maxwellian plasma, using a series expansion of the dielectric function.

Such approximations are consistent in ionospheric plasmas. However, interplanetary plasmas are usually collisionless and therefore are characterized by non thermalized velocity distribution functions. In particular, suprathermal electrons have been commonly observed in space plasmas, superposed to a Maxwellian-like core (Pilipp et al., 1987). Such evdf are usually described by the superposition of two Maxwellian evdf, or by a kappa function (Pierrard & Lazar, 2010).

Previous authors investigated the influence of suprathermal electrons on active experiments such as mutual impedance probes. These previous approaches had the advantage to enable analytic computations of the potential radiated in a plasma in specific plasma or geometric situations that are tractable analytically.

Grard (1997) investigated the influence of suprathermal electrons on mutual impedance probes by considering monoenergetic electron distribution functions. However, this approach does not include the influence of thermal effects, such as Landau damping, on the propagation of the electric potential from the emitting to the receiving antenna, which are known to strongly impact the mutual impedance spectra at frequencies above the plasma frequency. In this work, we aim at developing a method that will allow to account for the collisionless Landau damping of the potential radiated by the emitting antennas of mutual impedance experiments.

Pottelette and Storey (1981) approximated the influence of two populations with Maxwellian distribution using specific values for the temperature ratio and the hot-to-cold population density ratio. However, the analytic dipole approximation used in this approach is valid in the limit of (i) an emitter-receiver distance l much larger than the emitter-emitter and receiver-receiver distances and (ii) an emitter-receiver distance much larger than the hot and cold Debye lengths. While such a configuration can be of strong interest in ionospheric plasmas (where the Debye length is much smaller than the experiment size), interplanetary plasmas are often characterized by a Debye length that is not much larger than typical electric antennas, but rather of similar size: in the solar wind, the Debye length is about 20 m at 1 AU, while it has been evaluated to be in the 30 cm to 1 m range for the cometary ionosphere probed by Rosetta (Odelstad et al., 2015). Moreover, active electric antennas on board interplanetary spacecraft such as Rosetta, BepiColombo, and JUICE are designed such that the emitter-receiver distances are of the order of the emitter-emitter and receiver-receiver distances, in the 1–20 m range. It is therefore necessary to develop a method that also enables to model the radiated electric potential at short distances from the emitter, at least at distances of the order of the Debye length itself, as addressed in this work.

This study also intends to extend the work done for a collisionless Maxwellian plasma in Beghin (1995) to a plasma composed of two-electron populations, modeled as the superposition of two isotropic Maxwellian evdf. The series development proposed in Beghin (1995) for a Maxwellian evdf would be particularly tedious in the case of a sum of two Maxwellian evdf. This is the reason why we decided to use a direct numerical integration of the potential radiated by a point source. We first validate the computation method by comparing the numerical results to the analytical ones in the cases of a cold and a Maxwellian evdf plasma. Then, we study a sum of two Maxwellian isotropic collisionless plasmas situation. We focus our study on the unmagnetized plasma limit, that is, to plasmas where the electron plasma frequency is much larger than the electron cyclotron frequency. In the electrostatic regime close to the electron plasma frequency, both the ion dynamics and the influence of the magnetic field can be neglected. We hereafter consider a fixed background of ions, together with global neutrality. The plasma electrostatic sheath surrounding the probe immersed in the plasma is neglected in this work. Its contribution to the response of the probe, necessary to properly model mutual impedance probe data, will be studied in a future publication.

This paper is organized as follows. The theoretical expression of the potential induced by a pulsating point charge in an isotropic plasma is recalled in section 2 for different evdf of interest. In section 3, the numerical method used to compute the radiated electric potential in a plasma is presented and validated. In section 4, we discuss the ideal response of a mutual impedance probe immersed in a sum of two Maxwellian evdf plasma and compare it to a single-electron population plasma. Finally, the method is applied on a data set from the Rosetta mutual impedance experiment RPC-MIP in section 5.3 to illustrate how the density and temperature of the two different electron populations can be extracted. We conclude our study in section 6.

2. Potential Induced by a Pulsating Point Charge in an Isotropic Plasma

The potential ϕ induced in an isotropic, homogeneous plasma by a pulsating point charge $Q \cdot \exp(i\omega t)$, at frequency ω , at a radial distance r from the charge (Chassériaux et al., 1972) is given by

$$\phi(\omega, r) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \frac{2}{\pi} \lim_{\text{Im}(\omega) \rightarrow 0} \int_0^{\infty} \frac{\sin(kr)}{kr} \frac{dk}{\epsilon_l(k, \omega)} \quad (1)$$

with ϵ_l the longitudinal dielectric function of the plasma, k the wave vector, and ϵ_0 the vacuum permittivity (see Beghin (1995), and reference therein, for more details).

In this section, we remind the expression of the longitudinal dielectric function in the cases of a cold and a sum of Maxwellian plasmas, respectively, and we introduce the notations used in the rest of the work.

2.1. Cold Plasma

The cold plasma is the limit case of a Maxwellian plasma with an electron temperature $T_e=0$. The dielectric function in a cold collisionless plasma is given by

$$\epsilon_l^{\text{cold}}(\omega) = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \quad (2)$$

where the electron plasma frequency ω_p is defined by

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (3)$$

with the electron density n_e , the elementary charge e , the electron mass m_e , and the vacuum permittivity ϵ_0 . The dielectric function ϵ_l does not depend on the wave vector k in the cold plasma limit.

Using equation (1), the potential ϕ induced in a cold, collisionless plasma by a pulsating point charge $Q(\omega)$ at frequency ω finally reads

$$\phi(\omega, r) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r} \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_p^2} \quad (4)$$

while $\phi_0 = Q / (4\pi\epsilon_0 r)$ is the potential induced by the pulsating point charge at a radial distance r in free space. Finally, the potential induced in a cold plasma, normalized to the potential induced in vacuum, reads

$$\frac{\phi}{\phi_0}(\omega) = \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_p^2} \quad (5)$$

2.2. A Sum of Maxwellian Plasma

A sum of m Maxwellian evdf is characterized by electron density n_j and the temperature T_j of each population. These parameters provide the electron thermal velocity $v_{\text{th},j}$ and the Debye length $\lambda_{D,j}$:

$$v_{\text{th},j} = \sqrt{\frac{k_B T_j}{m_e}} \quad (6)$$

$$\lambda_{D,j} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_j}{n_j e^2}} \quad (7)$$

with k_B the Boltzmann constant. We hereafter define the plasma frequencies $\omega_{p,j}^2 = \frac{n_j e^2}{\epsilon_0 m_e}$, so that the (total) plasma frequency reads $\omega_p^2 = \sum_{i=1}^m \omega_{p,i}^2$. Moreover, we will make use of the ratios of density (resp. temperature) with the first population $\mu_i = \frac{N_i}{N_1}$ (resp. $\tau_i = \frac{T_i}{T_1}$) where N_j is the density n_j normalized by the total density. For a collisionless isotropic plasma with a sum of Maxwellian evdf, the dielectric function is given by

$$\epsilon_l^m(K, \Omega) = 1 - \sum_{i=1}^m \frac{Y_i^2}{\Omega^2} Z'(Y_i) \quad (8)$$

where

$$K = k\lambda_{D,1} \tag{9}$$

$$\Omega_i = \frac{\omega}{\omega_{p,i}} \tag{10}$$

$$\lambda_{D,i} = \sqrt{\frac{\mu_i}{\tau_i}} \lambda_{D,1} \tag{11}$$

$$Y_i = \frac{\Omega_i}{\sqrt{2\mu_i/\tau_i}K} \tag{12}$$

and Z' is the first derivative of the plasma dispersion function Z (Fried & Conte, 1961). This function satisfies the differential equation $Z'(y) = -2(1 + y \cdot Z(y))$ and derived from the Faddeeva function w (or the scaled complex complementary error function):

$$Z(y) = i\sqrt{\pi}w(y) \tag{13}$$

defined by

$$w(y) = \exp(-y^2) \left(1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^y \exp(t^2) dt \right) \tag{14}$$

Normalizing the distance to the point source using the Debye length of the first population $R = \frac{r}{\lambda_{D,1}}$, the electric potential reads

$$\frac{\phi}{\phi_0}(\Omega, R) = \frac{2R}{\pi} \lim_{\text{Im}(\Omega) \rightarrow 0} \int_0^\infty \frac{\sin(KR)}{KR} \frac{1}{\epsilon_l^m(K, \Omega)} dK \tag{15}$$

In this study, we focus on a Maxwellian plasma ($m = 1$) and a two-electron temperature plasma ($m = 2$). For a Maxwellian plasma, $\lambda_{D,1}$ is noted λ_D . For $m = 2$, the evdf is characterized by four parameters: $n_1 = n_h$, $n_2 = n_c$, $T_1 = T_h$, and $T_2 = T_c$ which are, respectively, the electron density of the hottest electron population and the electron density of the coldest one their corresponding electron temperatures.

The potential induced by a pulsating charge in a plasma (equation (15)) is required to compute the response of a mutual impedance probe, as shown in the next section.

2.3. Response of a Mutual Impedance Probe

We hereafter consider a mutual impedance probe, composed of two electric monopole antenna receivers and different electric emitters. The emitters inject a constant current I , acting as pulsating point charges, at a given frequency ω , while the receivers measure the (complex) amplitude of the electric potential at the same frequency. A mutual impedance spectrum is built by varying, step by step, the emitted frequency. The mutual impedance $Z(\omega) = \Delta V(\omega)/I$ is then defined as the difference between the electric potential $\Delta V(\omega) = V_{R_2}(\omega) - V_{R_1}(\omega)$, radiated by the different emitters at frequency ω and measured by two receivers R_1 and R_2 at this same frequency. To isolated the effect of the plasma on the potential radiated by the emission part of a mutual impedance probe, we work with the mutual impedance spectrum normalized to the spectrum that is obtained in vacuum

$$H(\omega) = \frac{\Delta Z}{\Delta Z_0} = \frac{V_{R_2}(\omega) - V_{R_1}(\omega)}{V_{R_2,0} - V_{R_1,0}} \tag{16}$$

where ΔZ and ΔZ_0 represent the mutual impedance of a probe surrounded by a plasma and by the vacuum, respectively, and V_{R_i} (resp. $V_{R_i,0}$) is the voltage measured by the receiver R_i in the plasma (resp. in vacuum) which are defined as follows:

$$V_{R_i,0} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{j=1}^N \frac{q_j}{d_{ij}} \tag{17}$$

$$V_{R_i}(\omega) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{j=1}^N \frac{\phi}{\phi_0}(\Omega, d_{ij}/\lambda_{D,1}) \frac{q_j}{d_{ij}} \tag{18}$$

where q_j is the charge of the j th emitter and d_{ij} is the distance between the receiver R_i and the j th emitter. In this study, the mutual impedance probe is considered at electric charge equilibrium, that is, $\sum q_j = 0$. $H(\omega)$ is called response in the rest of the paper.

2.4. Linear Eigenmodes

In this section, we remind the analytic approximations of the linear eigenmodes of cold, Maxwellian and two Maxwellian electrostatic plasmas. They enable a simplified interpretation of the propagation of the electric potential in a plasma and also enable to quickly locate the resonances that are observed in mutual impedance spectra.

They can be found in classic plasma textbooks as poles of the dielectric function, computed in specific regimes that are tractable analytically. The numerical integration described in the next section will allow to compute the radiated potential without working in the range of parameters for which these analytic approximations are derived. However we choose in this section to discuss those approximated electrostatic linear eigenmodes in order to enable physical insight into the results presented in the rest of the paper.

1. In the cold plasma case, the dielectric is such that the only eigenmode mode is found at the plasma frequency.
2. In the Maxwellian plasma case, at high enough frequencies, such that the ions can be considered at rest, the least damped poles of the dielectric function are the Langmuir waves characterized in the large phase velocity limit $\omega/k \gg v_{th}$ by the dispersion relation (Krall & Trivelpiece, 1973):

$$\omega_L(k) = \omega_p \sqrt{1 + 3(k\lambda_D)^2} - i\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_p}{(k\lambda_D)^3} e^{-\frac{1}{2(k\lambda_D)^2} - \frac{3}{2}} \quad (19)$$

3. In a plasma characterized by a sum of two Maxwellian evdf, the Langmuir branch is modified in a way such that the thermal correction is mainly influenced by the hot electron component (through the total electron pressure, which is roughly the hot electron pressure), while the waves oscillate at the (total) plasma frequency. With v_h (resp. v_c) the thermal velocity of the hot (resp. cold) electron population and n_h (resp. n_{tot}) the hot (resp. total) electron density, the associated complex frequency ω_{L2} can be expressed in the limit $\frac{\omega}{k} \gg v_h \gg v_c$, (Buti & Yu, 1981), as

$$\omega_{L2}(k) = \omega_p \sqrt{1 + 3 \left(\frac{n_h}{n_{tot}} \right)^2 (k\lambda_{D,h})^2} - i\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_p}{(k\lambda_{D,h})^3} e^{-\frac{1}{2(k\lambda_{D,h})^2}} \quad (20)$$

Moreover, a two-electron temperature plasma is characterized by the existence of another electrostatic mode: the electron acoustic wave. In the limit $v_c \ll \frac{\omega}{k} \ll v_h$ (Gary, 1993), the electron acoustic mode is characterized by the following dispersion relation:

$$\omega_{EAW}(k) = \omega_{p,c} \sqrt{1 + 3k^2 \lambda_{D,c}^2 - \frac{1}{k^2 \lambda_{D,h}^2}} - i\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{p,c}}{(k\lambda_{D,h})^3} \quad (21)$$

In a two-electron fluid approximation and in the limit of an intermediate phase velocity $v_c \ll \frac{\omega}{k} \ll v_h$, the electron acoustic mode is such that the plasma essentially oscillates with the inertia of the cold electron population ($\omega_{p,c}$ term), under the effect of the restoring electric and the pressure gradient forces, where the total pressure is dominated by the hot electron pressure. In the case of similar cold and hot electron pressure, the electron acoustic mode would be heavily Landau damped (as shown by a kinetic treatment) and would not propagate in the plasma anymore. Note that the electron acoustic mode in a two-electron population plasma is somehow equivalent to the ion acoustic mode in an ion-electron plasma, for which the ions oscillate under their own inertia and the effect of the restoring electric and the pressure gradient forces, where the pressure is essentially the electron pressure to avoid a strong Landau damping of the ion acoustic mode.

These modes structure the electric potential radiated in an unmagnetized plasma characterized by a single Maxwellian evdf and a sum of two Maxwellian evdf. In particular, they determine the resonances that shape the mutual impedance spectra. These analytic approximations are used, in the numerical computation of the radiated potential described in the next section, to identify the location of the poles of the dielectric function in K-space.

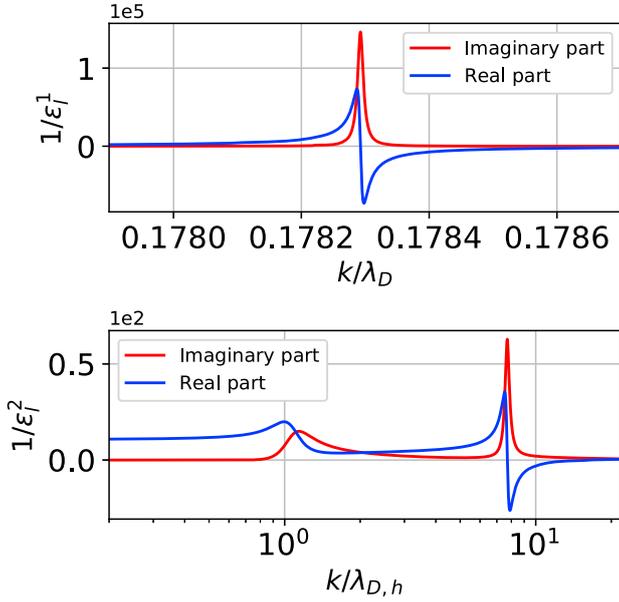


Figure 1. Real and imaginary parts of the (top) inverse of the dielectric function on the Maxwellian limit for $\Omega=1.05$ and a (bottom) sum of two Maxwellian evdf for $\Omega=1.05$, $\mu=0.11$, and $\tau=100$ with a zoom on the neighborhood of the poles.

3. Computation of the Potential

This section describes the highlights of computation of the radiated potential, using the dielectric constant for both a Maxwellian and a sum of two Maxwellian plasmas (section 3.1). On the Maxwellian limit, the numerical method extends the approaches developed for previous mutual impedance experiments (Beghin, 1995, and references therein). Written as an integral, the radiated potential equation (15) is computed using a numerical integration. The algorithm is validated in section 3.2.

3.1. Methodology

To compute numerically the radiated potential, the integral in equation (15) is split as follows:

$$\int_0^{+\infty} \frac{1}{\epsilon_j(\Omega, K)} \frac{\sin(KR)}{KR} dK = \underbrace{\int_0^{k_{\min}} \frac{1}{\epsilon_j(\Omega, K)} \frac{\sin(KR)}{KR} dK}_{I_1} + \underbrace{\int_{k_{\min}}^{k_{\max}} \frac{1}{\epsilon_j(\Omega, K)} \frac{\sin(KR)}{KR} dK}_{I_2} + \underbrace{\int_{k_{\max}}^{+\infty} \frac{1}{\epsilon_j(\Omega, k)} \frac{\sin(KR)}{KR} dK}_{I_3} \quad (22)$$

Integral I_1 is evaluated analytically, under some conditions regarding the choice of k_{\min} , and integral I_3 is shown to be negligible under some conditions regarding the choice of k_{\max} (Appendix A).

To evaluate I_2 with a numerical integration, the dielectric and the sinc functions are calculated on an initial K -space discretization, constrained by the conditions imposed on I_1 and I_3 (Appendix A).

The path of the numerical integration follows $\text{Im}(K) = 0$ so that K is a real number. However, in the complex K plane, the weakly damped poles K_j of the dielectric function are located close to the path of integration. In such cases, a specific numerical treatment is required to capture the strong variations of $1/\epsilon_j^{-1}$, close to the singularity associated to the Langmuir eigenmode described in section 2.4. The shape of these strong variations, which occurs for frequency ω close to the plasma frequency ω_p , is illustrated in Figure 1 (top). In order to accurately integrate numerically I_2 , it is compulsory to carefully discretize $1/\epsilon_j^{-1}$ in the close vicinity of the pole, where the discrete K -space is refined as described in Appendix A.

For a sum of two Maxwellian evdf, the computation of the dielectric function is done in a similar way. A main difference with the single Maxwellian case is the presence of another pole, associated to the electron acoustic mode discussed in section 2.4, close enough to the integration path (along the real K axis) for certain values of the parameters μ and τ to strongly influence the dielectric function. This is illustrated with the variation of $1/\epsilon_2^{-1}$ in Figure 1 (bottom), for both its real and imaginary parts, which shows the influence on the integration path of the electron acoustic and the (modified) Langmuir poles. In general, the electron acoustic complex pole is sufficiently far away from the real axis (path of integration), so that grid refinements are only required in the close vicinity of the (modified) Langmuir pole.

3.2. Validation

In this section, we validate the numerical method described above, in the Maxwellian and a sum of two Maxwellian cases.

3.2.1. Validation of the Computation for a Maxwellian EVDF

To validate our numerical computation for a Maxwellian evdf, (i) we use the known asymptotic limits of the normalized electric potential ϕ/ϕ_0 and (ii) we also compare the mutual impedance obtained from our numerical computation to the one obtained in Beghin (1995) using a series expansion of the radiated electric potential.

- As described in Beghin (1995), the real part of ϕ/ϕ_0 tends to the inverse of the cold plasma dielectric constant ϵ_c , given by $\epsilon_c = \frac{1}{1-\Omega^2}$, while the imaginary part tends to 0. This is illustrated in Figure 2, showing these asymptotic limits for $\Omega=0.90$ ($\epsilon_c^{-1} = -4.26$) and $\Omega = 1.50$ ($\epsilon_c^{-1} = 1.80$).

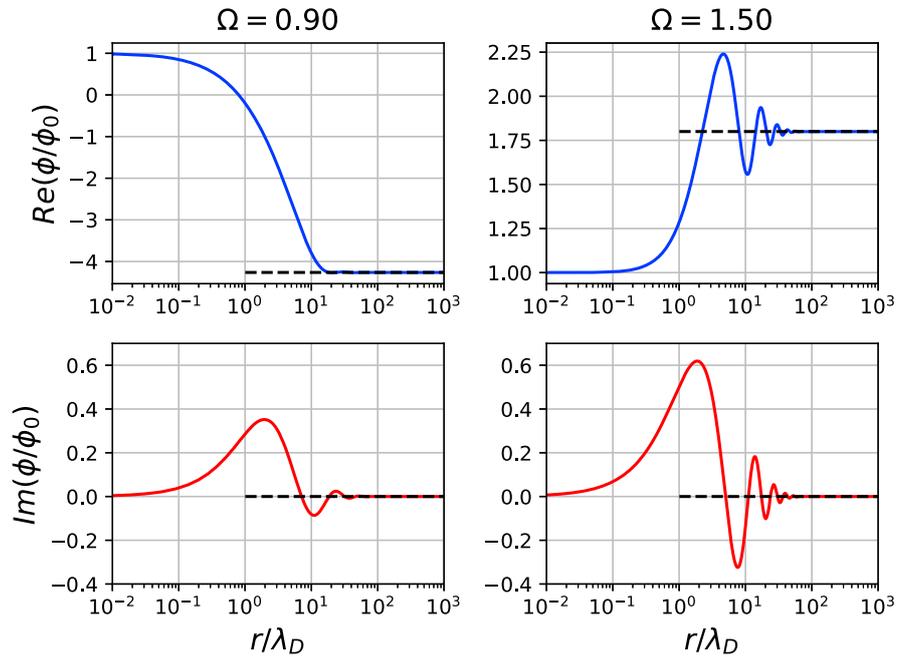


Figure 2. Real and imaginary parts of ϕ/ϕ_0 on the Maxwellian limit, for (left column) $\Omega = 0.9$ and (right column) $\Omega = 1.5$ with analytical limits (dashed lines).

2. In order to evaluate the impact of the evdf on the response of a mutual impedance probe, an idealized quadrupolar mutual impedance probe is considered, which geometry is shown in Figure 3, identical to the one chosen in Beghin (1995). It is composed of two oscillating point charges used as emitters (Q^+ and Q^-) and two potential receivers ($R1$ and $R2$). By considering $q_1 = -q_2$, we have computed $H(\Omega)$ in the above described geometry, for $\lambda_D = 0.1$ m. The corresponding spectra, obtained from our numerical integration, are shown in Figure 4. They are identical, both in amplitude and phase, to those obtained in Beghin (1995, Figure 10), where the dielectric function for Maxwellian evdf was approximated by a series expansion.

3.2.2. Validation of the Computation for a Two Maxwellian EVDF

The numerical computation for a two Maxwellian evdf has been validated as follows:

1. The cases $\tau = 1$, whatever the choice of μ , all reduce to the Maxwellian case. We check both that the positions of the Langmuir pole are identical and that the computation of the radiated potential of a point source ϕ/ϕ_0 is identical to the one obtained from the computation obtained from Maxwellian evdf. This is shown in Figure 5 (top), where the real positions of the Langmuir pole from a sum of two Maxwellian evdf case (black squares) are the same as with the computation done in the Maxwellian case (blue circles). Both are shown to asymptotically tend toward the long-wavelength analytical approximation from the Langmuir dispersion relation equation (19) (red line), that is, for a wave frequency close to the plasma frequency. Note that the distances are normalized to the Debye length λ_D in the Maxwellian case, while they are normalized the Debye length of the hot population $\lambda_{D,h}$ in the two Maxwellian case.

2. We also validate the numerical computation in the case of a sum of two Maxwellian evdf, by comparing the position of the electron acoustic pole obtained numerically to the analytical approximation Ω_{EA0} in the limit $\mu \ll \tau$ (Gary, 1993), that is given from equation (21):

$$\Omega_{EA0}^2 = \Omega_c^2 \left(1 + 3K^2 \frac{\mu}{\tau} - \frac{1}{K^2} \right) \quad (23)$$

The validation is shown in Figure 5 (bottom), where the position of the electron acoustic pole from the numerical computation (black squares) tends toward the expected analytical approximation (red line) when Ω tends toward 0.

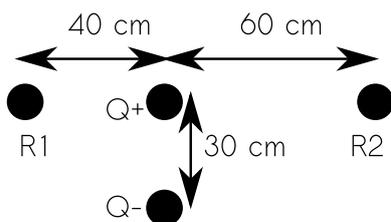


Figure 3. Example of quadrupolar mutual impedance probe made from two conducting spheres and two potential sensors, identical to the one described in Beghin (1995).

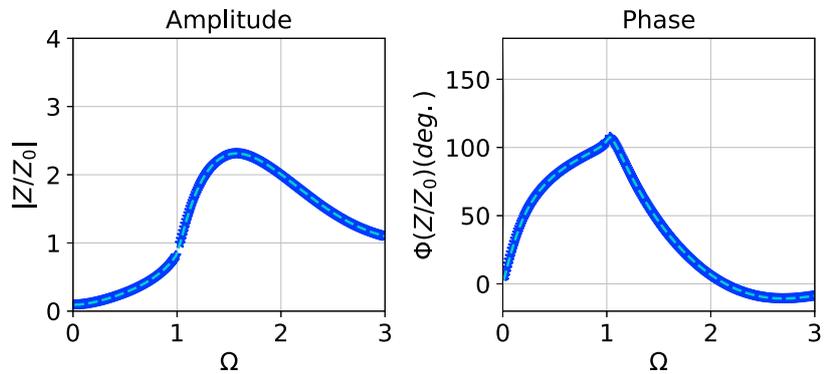


Figure 4. (left) Normalized response in modulus and (right) normalized response in phase for $\lambda_D = 0.1$ m on the idealized mutual impedance probe geometry (Figure 3) considered by Beghin (1995).

In a two-electron temperature plasma, the spatial variation of the electric potential radiated by a pulsating point charge is shaped, in a first approximation, by the superposition of the waves described in section 2.4. This is illustrated in Figure 6, for the potential computed at $\Omega = 1.10$ where both the electron acoustic and the (modified) Langmuir modes coexist with different wavelengths. The Langmuir wavelength is larger than the electron acoustic wavelength in this case, and the radiated electric potential appears as a short-wavelength oscillation (associated to a radiated electron acoustic wave), modulated by a longer-wavelength oscillation (associated to a radiated Langmuir wave).

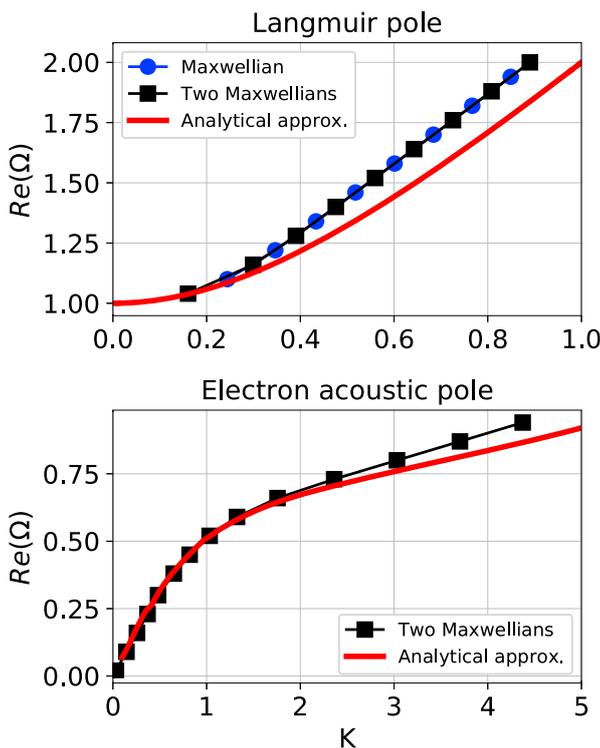


Figure 5. (top) Position of Langmuir pole for the numerical computation in the case of a Maxwellian evdf (blue circles) and a sum of two Maxwellian evdf (black squares, using $\mu = 100, \tau = 1$), together with the long-wavelength analytical approximation from the Langmuir dispersion relation equation (19) (red line). (bottom) Position of the electron acoustic pole from the numerical computation in the case of a sum of two Maxwellian evdf (black squares, $\mu = 1, \tau = 100$), together with by the analytical approximation of the electron acoustic dispersion relation equation (21) (red line).

3. Finally, to further validate our numerical method, we compare our simulations with the mutual impedance spectra computed analytically in Pottelette and Storey (1981) for a double-dipole probe immersed in a Maxwellian or a two-electron temperature plasma. These comparisons are done for the perpendicular arrangement of a double-dipole probe, using the same parameters. Although the numerical integration is limited near the plasma frequency, the resulting spectra, shown in Figure 7, are identical to those reported in Figure 9 in Pottelette and Storey (1981). In particular, a local minimum is observed for the two cases near $\Omega = 1.30$. Note that the analytic dipole approximation is valid in the limit of (i) an emitter-receiver distance l much larger than the emitter-emitter and receiver-receiver distances d and (ii) an emitter-receiver distance much larger than the hot and cold Debye lengths: $l \gg d$ and $l \gg \lambda_{D,c}, \lambda_{D,h}$. For interplanetary spacecrafts, such as Rosetta, BepiColombo, and JUICE, the active electric antennas do not satisfy the configurations (i) and (ii). It is therefore necessary to develop a method that enables to take into account the mutual impedance experiments in interplanetary plasmas.

4. Application to Mutual Impedance Experiments

In this section, we make use of the plasma dielectric computed numerically as shown in the above section for different electron velocity distributions to build up synthetic spectra expected from mutual impedance experiments. We focus on mutual impedance spectra in a two-electron temperature plasma and compare them to the Maxwellian and cold plasma cases.

4.1. Mutual Impedance Spectra for Different Thermal Electron Populations

To better understand the influence of an evdf on mutual impedance measurements, in particular the influence of a hot electron population, it is worth comparing the theoretical spectra expected for a quadrupolar probe embedded in a cold, Maxwellian, or a sum of two Maxwellian plasma. To this purpose, we consider a quadrupolar probe with the geometry shown in Figure 3 and

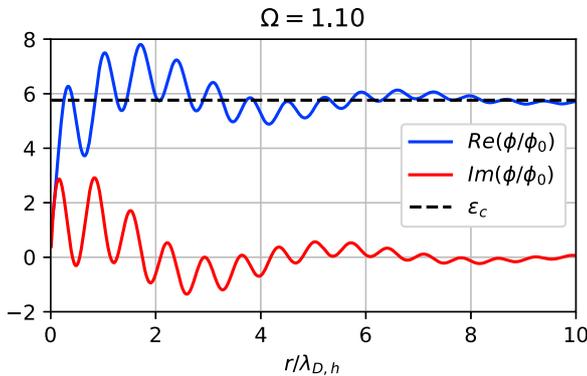


Figure 6. Real and imaginary parts of the electric potential ϕ/ϕ_0 (blue and red lines, respectively) radiated at frequency $\Omega=1.10$ in a two-electron temperature plasma $\mu=0.11$ and $\tau = 100$, together with ϵ_c the asymptotic analytical limit of $\text{Re}(\phi/\phi_0)$ (dashed line).

show the associated mutual impedance spectra for different electron velocity distribution functions in Figure 8.

The mutual impedance resonance is expected at the plasma frequency for a cold plasma (blue curve), and close to the plasma frequency (depending on the emitter-receiver distance) for a single-temperature electron plasma (green curve). The behavior of the mutual impedance spectra above the plasma frequency is dominated by the influence of the less damped electrostatic mode that propagates in a Maxwellian plasma: the Langmuir waves. Those waves propagate at frequencies $\omega > \omega_p$ and are at the origin of destructive interferences on the receiving dipole that appear as local minima in the spectrum.

In a two-electron temperature plasma (orange and red curves), a second resonance appears at frequencies $\omega < \omega_p$, more specifically close to the cold plasma frequency $\omega_{p,c}$ (vertical black dotted line in both cases). It is associated to the propagation of another electrostatic mode that can propagate in two-electron temperature plasmas: the electron acoustic waves. This behavior has important consequences on the interpretation of mutual impedance experiments in collisionless plasmas. It implies that mutual impedance measurements in a plasma containing suprathermal electrons may be partially blind to the total plasma density but still provide a measure of the cold plasma density instead.

It implies that mutual impedance measurements in a plasma containing suprathermal electrons may be partially blind to the total plasma density but still provide a measure of the cold plasma density instead.

4.2. Mutual Impedance Spectra in a Two-Electron Temperature Plasma

The instrumental response of mutual impedance experiments in a two-electron temperature plasma strongly depends on the temperature and density ratios. To quantify it, the amplitude and phase of the mutual impedance spectra are computed in Figures 9 and 10, respectively, using the same geometric configuration as above, for different hot-to-cold temperature τ and density μ ratios, keeping the hot Debye length fixed $\lambda_{D,h} = 0.10$ m. The temperature ratio increases from left to right, while the density of the cold population increases from bottom to top.

When the density of the hot electron component is much smaller than the cold component, the mutual impedance spectra show a clear, single maximum close to the plasma frequency (Figure 9, first row) associated to a phase rotation of 180° (Figure 10, first row). This is similar to what would be expected for a single Maxwellian plasma, where the influence of the hot population is seen in the amplitude and phase of the mutual impedance spectra at frequencies above the plasma frequency, through the thermal correction of the modified Langmuir waves (equation (20)). This thermal correction depends on the total electron pressure and is therefore strongly dominated by the hot electron component.

When the density of the hot electron component is of the order of the cold component (second to fourth rows, for instance $\mu=1$ and 2.33), a second resonance, associated to the existence of the electron acoustic mode, arises below the plasma frequency, at a frequency close to the cold plasma frequency (black vertical lines). The phase of the mutual impedance spectra is characterized by large rotations around the cold plasma frequency, up to several times 360° , as shown in Figure 10, second and third rows (in other words, the total phase shift is a multiple of 2π when crossing the cold plasma frequency). The phase shift increases with τ , while it decreases with N_h above a certain value. Note that a cutoff appears at the frequency corresponding to the frequency of the electron acoustic wave adapted to the receiving antenna (red vertical dotted lines).

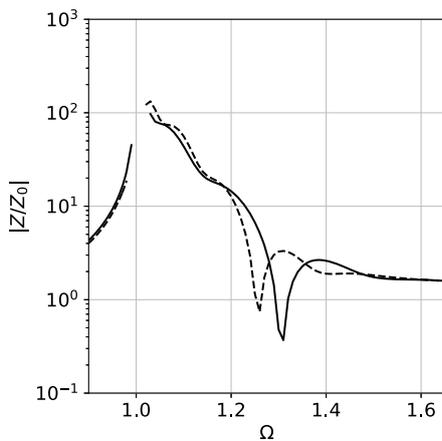


Figure 7. Normalized response, expressed in logarithmic scale as $20 \log_{10} (|Z(\Omega)/Z_0|)$ for the Maxwellian case with $\lambda_D=0.01$ m in black line on the double-dipole considered by Pottellette and Storey (1981) and for a sum of two Maxwellian evdf with $\mu=0.01$, $\tau=100$ and $\lambda_{D,h}=0.70$ m in black dashed line.

Figure 2.5 in Gary (1993) summarizes the domain of existence of electron acoustic waves in the (τ, μ) parameter plane. In particular, it shows that (i) the electron acoustic mode merges with the Langmuir mode for large cold electron ratio and (ii) the electron acoustic mode is strongly damped when the temperature ratio is not large enough, or for a too small cold electron ratio.

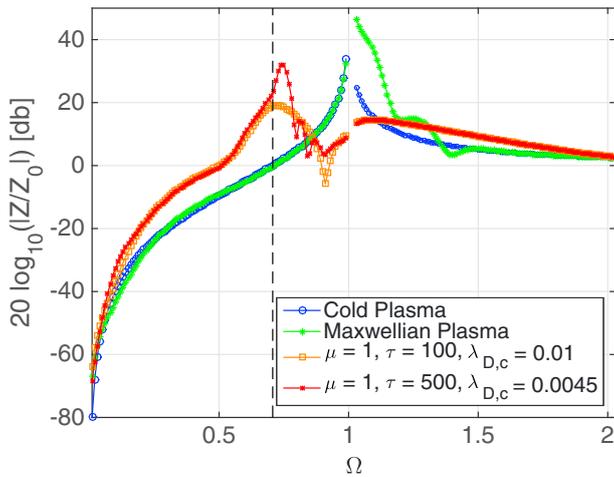


Figure 8. Normalized responses in power on the idealized mutual impedance probe (Figure 3) for different parameters μ and τ : cold electrons (blue), Maxwellian electrons (green), and a sum of two Maxwellian electrons configurations: $\mu = 1, \tau = 100$ (orange) and $\mu = 1, \tau = 500$ (red).

The mutual impedance spectra in Figures 9 and 10 are shown in the same (τ, μ) parameter plane to enable a direct comparison and interpretation: the resonance close to the cold plasma frequency is only observed in the domain of existence of the electron acoustic mode. In particular, it explains why no such low frequency resonance is observed for $\tau = 10$ (panels in the first column) or for $\mu = 0.11$ (panels in the first line).

5. Discussion and Conclusion

This study illustrates the influence of the electron velocity distribution function, in particular when considering cold, Maxwellian or a two-temperature electron plasma, on the instrumental response of mutual impedance experiments.

For that, the electrostatic potential radiated by a pulsating charge, written as an integral, is computed using a numerical integration on a sum of Maxwellian plasmas. To properly account for the weakly damped poles of the dielectric function located close to the path of integration, a method of grid refinement is proposed. The mutual impedance has been then computed on a probe made from two conducting spheres and two potential sensors. We have compared and validated the computation in the Maxwellian case with Beghin

(1995), which used a series expansion of the radiated potential, to support the computation in a sum of Maxwellian evdf.

In this work, we have assumed each emitter to be a point charge. We hereafter show that this hypothesis enables to tackle more complex geometries, and in particular, finite-size emitters.

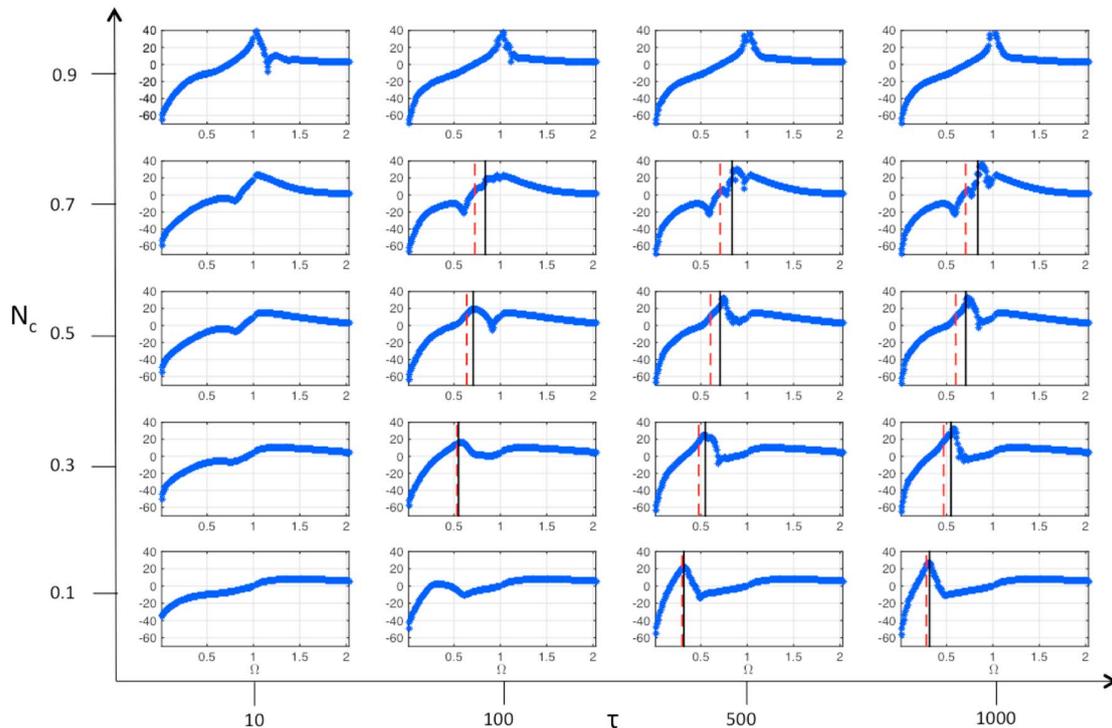


Figure 9. Amplitude of the normalized mutual impedance spectra, expressed in logarithmic scale as $20 \log_{10} (|Z(\Omega)/Z_0|)$, based on the probe configuration shown in Figure 3 for different temperature ratios $\tau = 10, 100, 500$, and 1000 , from left to right, and cold electron density ratios $N_c = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7$, and 0.9 , from bottom to top. The hot Debye length is fixed $\lambda_{D,h} = 10$ cm. The red vertical dotted lines show the position of the electron acoustic pole, adapted to the receiving antenna, computed with the analytical dispersion relation equation (23). The black vertical lines show the cold plasma frequency $\omega_{p,c}$.

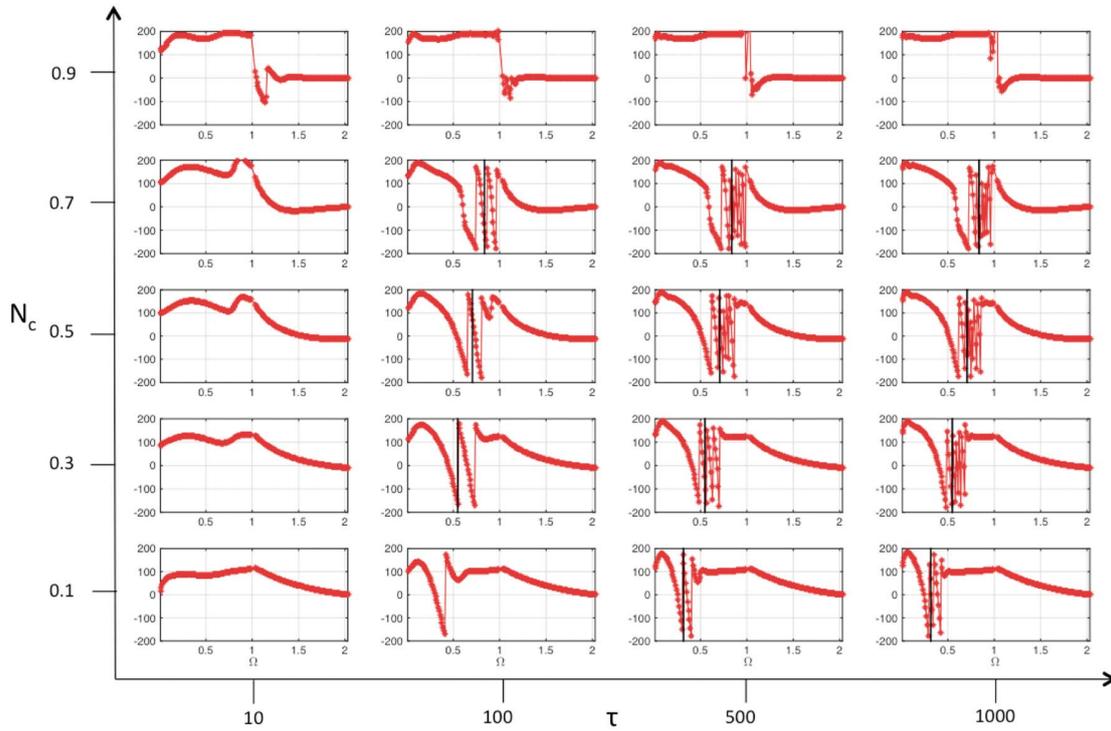


Figure 10. Phase in degree of the normalized mutual impedance spectra, corresponding to the amplitudes shown in Figure 9.

5.1. Influence of the Finite Probe Size on the Radiated Potential

Instead of a point source pulsating charge, if we consider the tip of an emitter as a sphere of radius a , the potential rewrites (Chasseriaux et al., 1972):

$$\frac{\phi_a}{\phi_0}(\Omega, R) = \frac{2R}{\pi} \int_0^\infty \frac{\sin(KR)}{KR} \frac{\sin(Ka/\lambda_D)}{Ka/\lambda_D} \frac{dk}{\epsilon_1(K, \Omega)} \quad (24)$$

The influence of the added term $\sin(Ka/\lambda_D)/(Ka/\lambda_D)$ is significant when the ratio $a/\lambda_D > 1$. The Debye length being much larger than the size of emitters in typical interplanetary plasmas, the radiated potential ϕ_a/ϕ_0 is

of the order of ϕ/ϕ_0 . We have also compared the radiated potential emitted by a finite-size spherical emitter of radius a , using both (i) the analytic expression ϕ_a/ϕ_0 (equation (24)) and (ii) the potential computed by the classical Discrete Surface Charge Distribution (DSCD) method (Béghin & Kolesnikova, 1998), using a sum of point charges located on a sphere of radius a , each of which emits a point source potential ϕ/ϕ_0 . The results are shown in Figure 11: the DSCD method, which uses a sum of point charges, enables to reproduce the signal emitted by a finite-size source. It is therefore possible to extend the computation of the mutual impedance by taking into account a non punctual probe geometry, and/or the spacecraft itself to allow to measure the interaction with the spacecraft body (Geiswiller et al., 2001).

5.2. Practical Implications on Mutual Impedance Experiments Operated in Two-Electron Temperature Plasmas

This work has important practical implication regarding the interpretation of mutual impedance experiments data in a two-electron temperature plasma.

In the case of a two-electron temperature plasma, we have shown that two resonances can be found. First, a resonance located close to the total plasma frequency, as in the case of a single-electron temperature plasma. Second, another resonance appears close to the cold plasma frequency when the

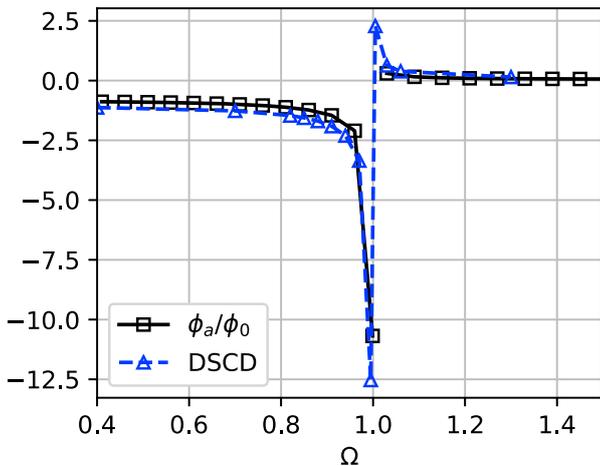


Figure 11. Amplitude of the radiated electric potential spectrum, expressed in logarithmic scale as $20 \log_{10}(|\phi/\phi_0(\Omega, a/\lambda_D)|)$, for $a = 0.03$ m and $\lambda_D = 0.3$ m, computed by equation (24) (squared black line) and by the Discrete Surface Charge Distribution (blue line).

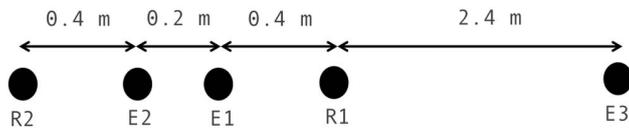


Figure 12. RPC-MIP in phase SDL operational mode.

temperature ratio is large enough (about 10 to 50, depending on the density ratio) and the hot electron population large enough (typically above 20%). The position of the resonance at the total plasma frequency can therefore be used to estimate the total electron density, as in a single-electron temperature plasma.

In a Maxwellian plasma, the electron temperature can be derived from a destructive interference pattern, located at frequencies larger than the plasma frequency and appearing as local minima in the spectrum. This interference pattern is associated to the thermal correction in the Langmuir waves dispersion relation (section 2.4). This method, detailed, for instance, in Trotignon et al. (2007), can only be applied when the Debye length is much smaller than the emitter-receiver distance ratio (typically an order of magnitude below). In a two-electron temperature plasma, a similar approach, based on a destructive interference pattern, can hardly be used. Indeed, the thermal correction in the (modified) Langmuir waves dispersion relation for a two-electron temperature plasma depends on the hot electron temperature. Therefore, a similar approach would be limited to cases where the hot Debye length is much smaller than the emitter-receiver distance ratio, which is very unlikely to happen in typical interplanetary plasmas for standard instrumentation. This implies that a direct measurement of the core electron temperature, based on these local minima, is not possible in a two-electron temperature plasma. Instead, a direct comparison of the shape of mutual impedance spectra is required (section 5.3).

Note that for a large parameter range, the resonance at the total plasma frequency may be flattened, while the main resonance in the mutual impedance spectra may be located close to the cold electron plasma frequency instead. In that case, there could be a risk of misinterpreting this single resonance with the well-known resonance at the total plasma frequency, which would result in a systematic error in plasma density measurements. In such a case, the behavior of the phase of the mutual impedance spectra can be necessary to identify the nature of the resonance and therefore enable a careful interpretation of mutual impedance spectra in the case of a two-electron temperature plasma to extract the plasma density.

Such behaviors strongly depend on the geometric configuration of the quadrupolar antenna, that is, on the relative distances between emitters and receivers. The choice of the geometry of quadrupolar mutual impedance probes is therefore crucial when operated in collisionless plasmas. The quadrupolar antenna configuration used in this study and shown in Figure 3 is therefore not optimal to distinguish between hot and cold plasma parameters. In some other spatial configurations, both resonances at the plasma frequency and at the cold plasma frequency are clearly identified, which enables to constrain the cold-to-hot density and temperature ratios. Below, we discuss such a more optimal configuration, used by the MIP instrument on board Rosetta, and we illustrate how we can distinguish between hot and cold plasma parameters.

5.3. Mutual Impedance Spectra Observed by Rosetta

The European Space Agency's Rosetta spacecraft has followed during more than 2 years the comet 67P/Churyumov-Gerasimenko from Summer 2014 to the end of September 2016 (Glassmeier et al., 2007). The mutual impedance probe MIP (Trotignon et al., 2007) on board Rosetta has measured the total electron density of the coma. The MIP antenna is a 1 m long bar with two receiving and two transmitting electrodes immersed in the cometary plasma. The emission frequencies range between 28 kHz and 3.5 MHz, where the plasma frequency is expected to be located. The cometary plasma can be approximated as unmagnetized in the MIP frequency range of operation, because the typical electron cyclotron frequency is orders of magnitude smaller than the typical plasma frequency. The assumptions made in this study therefore hold in a cometary plasma.

MIP-acquired responses in the so-called "phase SDL operational mode" are well reproduced by the ideal configuration presented in Figure 12 where point emitters E_1 and E_2 operate in phase with respective charge, normalized by the charge q_2 , $Q_1 = 0.75$ and $Q_2 = 1$, whereas point emitter E_3 which can be understood as the spacecraft electrostatic influence pulses with a normalized charge $Q_3 = -1.75$. Note that a modeling taking into account the probe geometry and the entire spacecraft is currently under development. During part of the Rosetta mission, two well-defined resonances have been observed in the mutual impedance spectra measured by MIP, consistent with what is expected in a two-electron temperature plasma. An example of such MIP spectrum is given in Figure 13 (black lines with asterisks). Note that (i) there is a known instrumental interference around 266 kHz (red shaded part of the spectrum) and (ii) spacecraft charging effects need to be taken into account at low frequencies (grey shaded part of the spectrum); future works will be dedicated to this task.

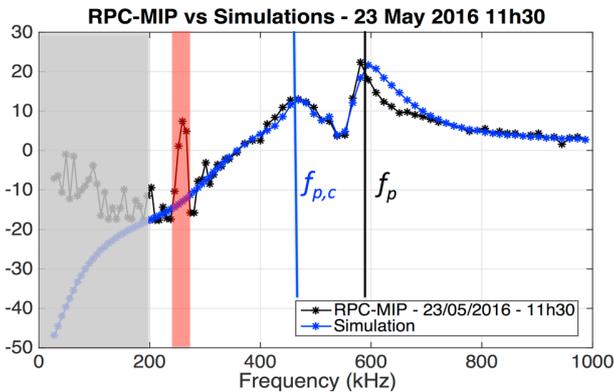


Figure 13. Amplitude of the mutual impedance spectra observed by MIP on board Rosetta on 23 May 2016 at 11h30 (black line with asterisks) and amplitude of a synthetic mutual impedance spectra computed in a two-electron temperature plasma (blue line with asterisks) corresponding to $N_h = 0.36$, $\tau = 103$, and $\lambda_{D,h} = 0.46$ m. In both cases the amplitude of the normalized mutual impedance spectra are expressed in logarithmic scale as $20 \log_{10} (|Z(\Omega)/Z_0|)$. The part in grey is not modeled, and the known interferences are in the red part.

The rest of the spectrum, above 300 kHz, shows two well-defined resonances, consistent with what is expected in a two-electron temperature plasma. To distinguish between the hot and cold plasma populations, we have computed a best fit of the observed MIP spectra with simulated mutual impedance spectra, computed for the corresponding geometry, shown in blue line with asterisks. The best fit, computed in the density and temperature ratios parameter space, is found for $N_h = 0.36$, $\tau = 103$, and $\lambda_{D,h} = 0.46$ m. With a plasma frequency $f_p \simeq 600$ kHz, the density and the temperature of the two-electron populations can be derived. For this case, with the sensitivity of the comparison method, $n_h = 1500 \pm 150 \text{ cm}^{-3}$, $n_c \simeq 2730 \pm 150 \text{ cm}^{-3}$, $T_h = 6 \pm 1.5 \text{ eV}$, and $T_c = 0.06 \pm 0.01 \text{ eV}$. The derived temperatures are consistent with the typical temperatures of warm and cold cometary electrons measured with the Langmuir Probe during the Rosetta mission (Eriksson et al., 2017).

6. Conclusions

We have shown that even a small proportion of suprathermal electrons can strongly modify different characteristic observational features from mutual impedance experiments, especially the evaluation of the electron temperature and in some cases the identification of the plasma frequency from which the plasma density is derived.

In the near future, we are confident the work described in this paper will allow to better interpret Rosetta RPC-MIP data in cases where the cometary plasma is characterized by a mix of cold and warm electrons. We also expect that this work will enable to better constraint the observation of mutual impedance experiments dedicated to space plasma in future planetary exploration missions, such as the future mutual impedance experiments PWI-AM2P that will fly on board the MMO spacecraft of the BepiColombo mission to Mercury (Trotignon et al., 2006), and RPWI-MIME that will fly on board the JUICE spacecraft to Jupiter and its moons, in particular Ganymede.

Finally, since space plasma are seldom thermalized, suprathermal electrons are often observed with large tails in the velocity distribution, which is not well described with Maxwellian function. Future works will be dedicated to generalizing the numerical approach described in this paper to nonthermal electron distributions that include suprathermal tails in the velocity distribution such as kappa distributions, in order to extend the applicability of mutual impedance experiments to such plasmas.

Appendix A: Computation of the Integral (22)

This section explains in more details the computation of the integral on the radiated potential expression (15). With some conditions on the integral limits, the integral I1 (equation (22)) can be evaluated analytically while I3 can be negligible for both Maxwellian and a sum of two Maxwellian cases. These conditions give the initial discretization of the K-space and R-space for the computation of I2 using a classical numerical integration (section 3). As said in the section 3.1, a grid refinement is required for frequency ω close to the plasma frequency ω_p to capture the strong variation of $1/\epsilon_l$.

A1. Numerical Computation of I1

On one hand, for all Ω , when $K \rightarrow 0$, $\text{Im}(1/\epsilon_l)$ tends toward 0 and $\text{Re}(1/\epsilon_l)$ converges to the inverse of dielectric function associated to the cold plasma limit, given by $\epsilon_c = \frac{1}{1-\Omega^2}$. Figure A1 shows these limits for $\Omega = 0.9$ and 1.5.

On the other hand, for $K \cdot R \ll \pi$, $\sin(KR)/KR \simeq 1$. Therefore, the integral I1 can be approximated by

$$\frac{2R}{\pi} \int_0^{k_{\min}} \frac{1}{\epsilon_l(\Omega, K)} \frac{\sin(KR)}{KR} dK \approx \frac{2R}{\pi} \frac{k_{\min}}{1-\Omega^2} \quad (\text{A1})$$

for $k_{\min} \ll \pi/r_{\max}$ where r_{\max} is the maximum considered distance in the computation of the oscillating charge. r_{\max} depends on the configuration of the probe and the Debye length. In our study, we have chosen $r_{\max} = 10^3$ allowing to compute a mutual impedance for Debye length of the order of centimeter for the RPC-MIP

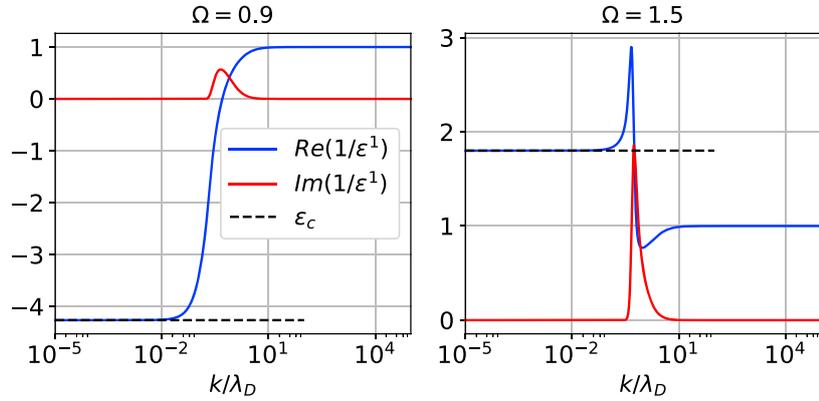


Figure A1. $\text{Re}(1/\epsilon^1)$ and $\text{Im}(1/\epsilon^1)$ for (left) $\Omega = 0.90$ and (right) $\Omega = 1.5$ for $K \in [10^{-5}, 10^5]$ in log scale, with the asymptotic limit $\epsilon_c = \frac{1}{1-\Omega^2}$ when $K \rightarrow 0$ (dashed line).

probe configuration. To satisfy equation (A1), k_{\min} is equal to 10^{-5} in the Maxwellian case and so that $k_{\min} \cdot r_{\max} = 10^{-2}$. For a sum of two Maxwellian evdf, we observe a numerical noise close to $k_{\min} = 10^{-5}$ due to the smallness of Y_c^2 for some parameters of μ and τ . k_{\min} is then equal to 10^{-4} . Note that the contribution (A1), added to the computation of the radiated potential ϕ/ϕ_0 , becomes nonnegligible at large distances from the oscillating charge.

A2. Numerical Computation of I3

Regarding the third term in equation (22), for K large enough ($K \gg K_i$ with K_i the normal modes of the plasma defined such that $\epsilon_l(K_i) = 0$), $\text{Re}(1/\epsilon_l) \rightarrow 1$ and $\text{Im}(1/\epsilon_l) \rightarrow 0$ (Figure A1). Therefore, integral I3 can be approximated by

$$\int_{k_{\max}}^{+\infty} \frac{\sin(KR)}{KR} dK \tag{A2}$$

provided that $k_{\max} \gg K_i$.

First, for fixed K , integral (A2) increases when R tends toward 0. Assuming that the distance to the charge source r_{\min} is fixed, it is necessary to take a large k_{\max} to be able to neglect the integral (A2). In our study, we have chosen $k_{\max} = 10^5$ and $k_{\max} \cdot r_{\min} = 10^3$. Second, taking $k_{\min} = 10^{-5}$ and $k_{\max} = 10^5$ requires to use a logarithmic scale for K . With Δ_K the distance between two consecutive points in K -space, $\sin(KR)/KR$ cannot be computed properly for $\Delta_K \cdot R > \pi$. We have chosen to compute the integral only over K satisfying $\Delta_K \cdot R < \pi/6$ to avoid spurious numerical artifacts (Figure A2). For each distance R to the emitter, the maximum value of K that satisfies this condition, K_{\max}^{eff} , must be larger than the projections of the Langmuir pole on the integration path. As shown in Figure 5, the projection of this pole is smaller than $K = 1$ for Ω until $2f_p$. We have therefore

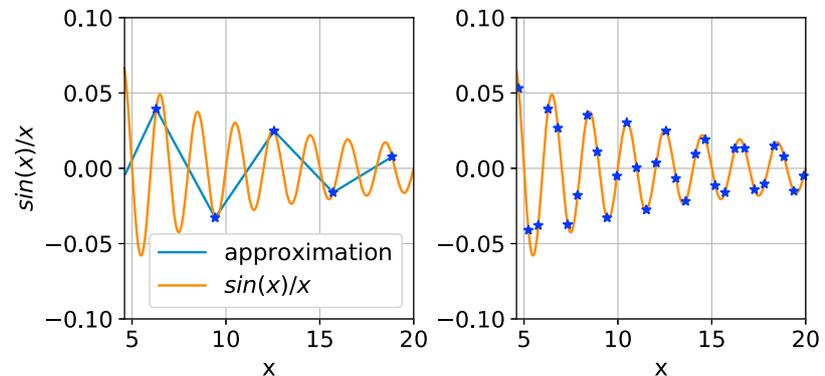


Figure A2. Comparison between $\sin(x)/x$ (orange line) and its discretization (blue asterisks) for the numerical method with (left) $\Delta_x = \pi$ and (right) $\Delta_x = \pi/6$.

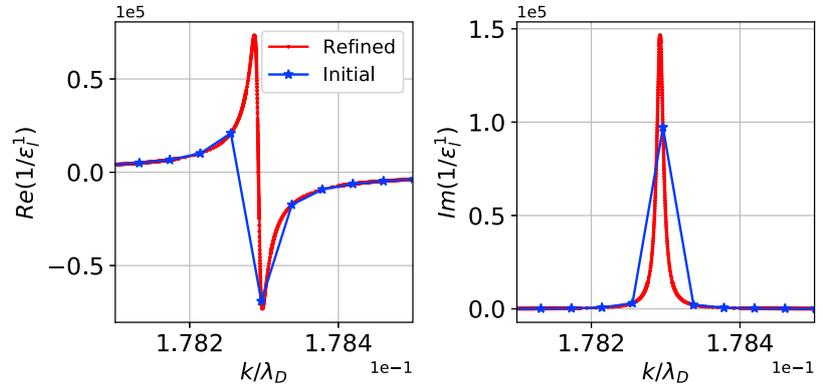


Figure A3. Comparison between an initial discretization (blue asterisk—10 points) on K-space (10^5 points in log scale on $[10^{-5}, 10^5]$) and refined (red point—933 points) discretization by the bisection method on the representation of (left) $\text{Re}(1/\epsilon_l^1)$ and (right) $\text{Im}(1/\epsilon_l^1)$, for $\Omega = 1.05$ $k_{\min} = 10^{-5}$ and $k_{\max} = 10^5$, with a zoom on the neighborhood of the Langmuir pole.

chosen $K_{\max}^{\text{eff}} > 2$. The smallest K_{\max}^{eff} is associated to the largest distance r_{\max} ; therefore, we need to take the number of points on K-space, N_K , high enough (here chosen to be 10^5) to satisfy $K_{\max}^{\text{eff}}(r_{\max}) > 2$ with $r_{\max} = 10^3$. For the sum of two Maxwellian evdf, we consider for large distances R that the electron acoustic pole is already damped. Using the Dirichlet integral, the higher $(2R/\pi)B$, corresponding to the case $K_{\max}^{\text{eff}} = 2$ and $R = 10^3$, is on the order of 10^{-4} . The relative error of the computed $\phi/\phi_0(\Omega, 10^3)$, given by $|10^{-4}/\epsilon_c|$, is smaller than 10^{-2} for $\Omega > 0.05$ and on the order of 1 for $\Omega < 0.02$.

A3. Numerical Computation of I2

To evaluate I2, the dielectric function ϵ_l^m , given by equation (8), has been computed using the relation (13) between the plasma dispersion function Z and the Faddeeva function w , given by equation (14), implemented on the Faddeeva package (Johnson, 2012). This package uses the method of Poppe and Wijers (1990) and Zaghoul and Ali (2012) to compute the Faddeeva function. The dielectric and the sinc functions are calculated on an initial K-space discretization (10^5 points in log scale on $[10^{-5}, 10^5]$) constrained by the conditions imposed on I1 (Appendix A1) and I3 (Appendix A2). I2 is computed with a classical numerical integration, using a trapezoidal rule (Press et al., 2007). As said in section 3.1, the discrete K-space needs to be refined in the close vicinity of the weakly damped pole. The first step of the grid refinement is finding the location of the projection on the real axis of the least damped pole K_1 . To this purpose, we use a secant method (Press et al., 2007) to identify the zero of the real part of the dielectric function. The iterative method is initialized by the long-wavelength analytical approximation of the Langmuir wave vector K_L at the considered frequency using equation (19):

$$K_L = \sqrt{\frac{\Omega^2 - 1}{3}} \quad (\text{A3})$$

At convergence, this procedure enables to find a precise location of projection of K_1 on the real axis, defined as k_{sec} , which can significantly differ from K_L at frequencies well above the plasma frequency.

The next step is refining the K-space to capture the strong variations of $1/\epsilon_l^m$. k_{sec} being an approximation of the maximum of $\text{Im}(1/\epsilon_l^m)$, we uniformly discretize values of $\text{Im}(1/\epsilon_l^m)$, called y_i until the approximated maximum. Using a bisection method (Press et al., 2007) on the function $f = g\left(\frac{1}{\epsilon_l^m}\right) - y_i$, with g the real or imaginary part, we find the corresponding values on K-space. For this method, the starting range $[a, b]$ on K-space must be satisfied (i) the opposite signs of $f(a)$ and $f(b)$ and (ii) the uniqueness of the zero of f . A second grid refinement step can be applied for practical reasons. An example of this new discretization is illustrated on Figure A3 for $\text{Re}(1/\epsilon_l^1)$ and $\text{Im}(1/\epsilon_l^1)$ at $\Omega = 1.05$, showing the initial mesh (blue asterisks) together with the refined mesh (red points).

For a sum of two Maxwellian evdf, the refinement method is essentially the same as described in the previous section, with two slight changes. (i) The starting point of the secant method, to approximate the location of the (modified) Langmuir pole, is now taken from the approximation of the zero of $\text{Re}(\epsilon_l^2)$, which is directly

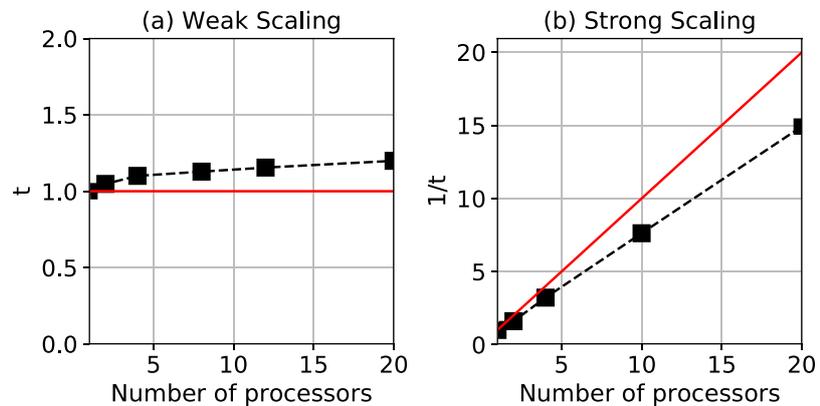


Figure A4. (a) Weak and (b) strong scaling (black dashed lines) for the parallelization of the computation of the radiated potential for a sum of two Maxwellian plasmas (section 2.2) compared with the optimal scaling (red lines).

found on an initial, not yet refined, grid. (ii) To ensure bijection in the considered K range, the bisection method is initialized far enough from the projection of the location of electron acoustic pole. For this paper, computations of the radiated potential on the Maxwellian case have been carried out for two hundred frequencies Ω in the range $[0.01, 0.99] \cup [1.03, 2]$, for $K \in [10^{-5}, 10^5]$ in log scale with 10,000 points, with a grid refinement of 3,000 points when $\Omega \in [1.03, 1.08]$, and for $R \in [10^{-2}, 10^3]$. In the range $\Omega \in [1, 1.02]$, the least damped pole K_1 is too close to the real axis to enable a proper discretization of $1/\epsilon_1^1$, limited by the numerical noise. Indeed, the step of the grid refinement is of the order of the precision of routines used in the code. For a sum of two Maxwellian evdf, it is possible also to compute the radiated potential for Ω smaller than 1.03 for a selected parameters μ and τ . The serial computation on a PC lasts about 750 s for 2,000 points on the R-space. The algorithm has been written in Fortran 90 with an interoperability with C++ for the Faddeeva package.

A4. Scalability of the Parallel Computing

While the computation of the radiated electric potential for a Maxwellian evdf depends only on the frequency of the oscillating point charge and the distance to this charge, the computation of the radiated electric potential for a multi-Maxwellian evdf also depends on the density and temperature ratios (resp. μ and τ). To efficiently compute it on the much larger four-parameter space in the case of two Maxwellian evdf, the algorithm has been parallelized with OpenMP, a multithreading tool. The outputs are parallelized as well; the ratio between sequential and parallelize regions is therefore very small. To analyze the performance of this parallelization, a weak scaling and a strong scaling have been calculated (Figure A4). The weak scaling shows the computation performance decrease associated to memory access. For instance, with 20 threads, the computation CPU time raises by 20%. The strong scaling gives the acceleration of the parallelization and the optimal number of processors. For 20 threads, the computation is 15 times higher than the sequential one. The algorithm have run on a maximum of 20 threads in the cluster of the région Centre, France, named Artemis (CaSciModOT project).

Acknowledgments

This work was supported by CNES and by ANR under the financial agreement ANR-15-CE31-0009-01. We acknowledge the financial support of label ESEP (Exploration Spatiale des Environnements Planétaires). The Rosetta RPC-MIP mutual impedance spectra are publicly available on the ESA Planetary Science Archive (PSA). The authors benefited from the use of the cluster Artemis (CaSciModOT) at the Centre de Calcul Scientifique en région Centre-Val de Loire (CCSC). Part of this work was inspired by discussions within International Team 336: "Plasma Surface Interactions with Airless Bodies in Space and the Laboratory" at the International Space Science Institute, Bern, Switzerland.

References

- Bahnson, A., Jespersen, M., Ungstrup, E., Pottellette, R., Malingre, M., Decreau, P. M. E., ... Pedersen, B. M. (1986). First VIKING results: High frequency waves (NASA STI/Recon Technical Report N, 87).
- Beghin, C. (1995). Series expansion of electrostatic potential radiated by a point source in isotropic Maxwellian plasma. *Radio Science*, 30, 307–322. <https://doi.org/10.1029/94RS03167>
- Beghin, C., & Debrie, R. (1972). Characteristics of the electric field far from and close to a radiating antenna around the lower hybrid resonance in the ionospheric plasma. *Journal of Plasma Physics*, 8, 287–310. <https://doi.org/10.1017/S0022377800007157>
- Beghin, C., Debrie, R., Berthelier, J. J., Roux, D., Galperin, I. I., Gladyshev, V. A., & Masevich, N. I. (1982). High resolution thermal plasma measurements aboard the Aureol 3 spacecraft. *Advances in Space Research*, 2, 61–66.
- Béghin, C., & Kolesnikova, E. (1998). Surface-charge distribution approach for modeling of quasi-static electric antennas in isotropic thermal plasma. *Radio Science*, 33, 503–516. <https://doi.org/10.1029/97RS03588>
- Buti, B., & Yu, M. Y. (1981). Langmuir solitons in a two-temperature plasma. *Journal of Plasma Physics*, 26, 309–316. <https://doi.org/10.1017/S0022377800010692>
- Chasseriaux, J. M., Debrie, R. D. R., & Renard, C. R. C. (1972). Electron density and temperature measurements in the lower ionosphere as deduced from the warm plasma theory of the h.f. quadrupole probe †. *Journal of Plasma Physics*, 8, 231–253. <https://doi.org/10.1017/S0022377800007108>
- Décrou, P. M. E., Beghin, C., & Parrot, M. (1978). Electron density and temperature, as measured by the mutual impedance experiment on board GEOS-1. *Space Science Reviews*, 22, 581–595. <https://doi.org/10.1007/BF00223942>

- Eriksson, A. I., Engelhardt, I. A., André, M., Boström, R. I., Edberg, N., Karlsson, T., . . . Norberg, C. (2017). Cold and warm electrons at comet 67P. *Astronomy and Astrophysics*, 605, 30159. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201630159>
- Fried, B. D., & Conte, S. D. (1961). *The plasma dispersion function*. New York: Academic Press.
- Gary, S. P. (1993). *Theory of space plasma microinstabilities* (193 pp.). Cambridge, UK: Cambridge University Press.
- Geiswiler, J., Béghin, C., Kolesnikova, E., Lagoutte, D., Michau, J. L., & Trotignon, J. G. (2001). Rosetta spacecraft influence on the mutual impedance probe frequency response in the long Debye length mode. *Planetary and Space Science*, 49, 633–644. [https://doi.org/10.1016/S0032-0633\(00\)00173-2](https://doi.org/10.1016/S0032-0633(00)00173-2)
- Glassmeier, K.-H., Boehnhardt, H., Koschny, D., Kührt, E., & Richter, I. (2007). The Rosetta mission: Flying towards the origin of the solar system. *Space Science Reviews*, 128, 1–21. <https://doi.org/10.1007/s11214-006-9140-8>
- Grard, R. (1969). Coupling between two electric aerials in a warm plasma. *Alta Frequency*, 38, 97–101.
- Grard, R. (1997). Influence of suprathermal electrons upon the transfer impedance of a quadrupolar probe in a plasma. *Radio Science*, 32, 1091–1100. <https://doi.org/10.1029/97RS00254>
- Johnson, S. G. (2012). *Faddeeva package*. Retrieved from http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/Faddeeva_Package
- Krall, N. A., & Trivelpiece, A. W. (1973). *Principles of plasma physics*. New York: McGraw-Hill Book Company.
- Navet, M., Bertrand, P., Feix, M., Rooy, B., & Storey, L. (1971). Problemes et modeles en theorie des sondes radiofrequences. *Journal de Physique Colloques*, 32(C5), C5b–189–C5b–191. <https://doi.org/10.1051/jphyscol:19715120>
- Odelstad, E., Eriksson, A. I., Edberg, N. J. T., Johansson, F., Vigren, E., André, M., . . . Cupido, E. (2015). Evolution of the plasma environment of comet 67P from spacecraft potential measurements by the Rosetta Langmuir probe instrument. *Geophysical Research Letters*, 42, 10,126–10,134. <https://doi.org/10.1002/2015GL066599>
- Pierrard, V., & Lazar, M. (2010). Kappa distributions: Theory and applications in space plasmas. *Solar Physics*, 267, 153–174. <https://doi.org/10.1007/s11207-010-9640-2>
- Pilipp, W. G., Muehlhaeuser, K.-H., Miggenrieder, H., Montgomery, M. D., & Rosenbauer, H. (1987). Characteristics of electron velocity distribution functions in the solar wind derived from the HELIOS plasma experiment. *Journal of Geophysical Research*, 92, 1075–1092. <https://doi.org/10.1029/JA092iA02p01075>
- Poppe, G. P. M., & Wijers, C. M. J. (1990). More efficient computation of the complex error function. *ACM Transactions on Mathematical Software*, 16(1), 38–46. <https://doi.org/10.1145/77626.77629>
- Pottelette, R., Rooy, B., & Fiala, V. (1975). Theory of the mutual impedance of two small dipoles in a warm isotropic plasma. *Journal of Plasma Physics*, 14, 209–243. <https://doi.org/10.1017/S0022377800009533>
- Pottelette, R., & Storey, L. R. O. (1981). Active and passive methods for the study of non-equilibrium plasmas using electrostatic waves. *Journal of Plasma Physics*, 25, 323–350. <https://doi.org/10.1017/S0022377800023151>
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. (2007). *Numerical recipes: The art of scientific computing*. New York: Cambridge University Press.
- Rooy, B., Feix, M. R., & Storey, L. R. O. (1972). Theory of a quadrupolar probe for a hot isotropic plasma. *Plasma Physics*, 14, 275–300. <https://doi.org/10.1088/0032-1028/14/3/005>
- Storey, L. R. O. (1998). Mutual-impedance techniques for space plasma measurements. In *Measurement techniques in space plasmas—Fields, Geophysical Monograph Series* (Vol. 103, pp. 155). Washington DC: American Geophysical Union. <https://doi.org/10.1029/GM103p0155>
- Storey, L. R. O., Aubry, M. P., & Meyer, P. (1969). A quadrupole probe for the study of ionospheric plasma resonances. In J. O. Thomas & B. J. Landmark (Eds.), *Plasma waves in space and in the laboratory* (303 pp.). New York: American Elsevier.
- Trotignon, J. G., Béghin, C., Lagoutte, D., Michau, J. L., Matsumoto, H., Kojima, H., . . . Pottelette, R. (2006). Active measurement of the thermal electron density and temperature on the Mercury Magnetospheric Orbiter of the BepiColombo mission. *Advances in Space Research*, 38, 686–692. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2006.03.031>
- Trotignon, J. G., Michau, J. L., Lagoutte, D., Chabassière, M., Chalumeau, G., Colin, F., . . . Zamora, P. (2007). RPC-MIP: The mutual impedance probe of the Rosetta plasma consortium. *Space Science Reviews*, 128, 713–728. <https://doi.org/10.1007/s11214-006-9005-1>
- Zaghloul, M. R., & Ali, A. N. (2012). Algorithm 916: Computing the Faddeyeva and Voigt functions. *ACM Transactions on Mathematical Software*, 38(2), 15:1–15:22. <https://doi.org/10.1145/2049673.2049679>

A.2 Mutual impedance probe in collisionless unmagnetized plasmas with suprathermal electrons - Application to BepiColombo (2019), Frontiers



Mutual Impedance Probe in Collisionless Unmagnetized Plasmas With Suprathermal Electrons—Application to BepiColombo

Nicolas Gilet^{1*}, Pierre Henri¹, Gaëtan Wattieaux², Minna Myllys¹,
Orélien Randriamboarison¹, Christian Béghin¹ and Jean-Louis Rauch¹

OPEN ACCESS

Edited by:

Joseph Eric Borovsky,
Space Science Institute, United States

Reviewed by:

Arnaud Masson,
European Space Astronomy Centre
(ESAC), Spain
Harald Uwe Frey,
University of California, Berkeley,
United States
Carl L. Siefving,
United States Naval Research
Laboratory, United States

*Correspondence:

Nicolas Gilet
nicolas.gilet@cnrs-orleans.fr

Specialty section:

This article was submitted to
Space Physics,
a section of the journal
Frontiers in Astronomy and Space
Sciences

Received: 30 November 2018

Accepted: 07 March 2019

Published: 09 April 2019

Citation:

Gilet N, Henri P, Wattieaux G,
Myllys M, Randriamboarison O,
Béghin C and Rauch J-L (2019)
Mutual Impedance Probe in
Collisionless Unmagnetized Plasmas
With Suprathermal
Electrons—Application to
BepiColombo.
Front. Astron. Space Sci. 6:16.
doi: 10.3389/fspas.2019.00016

¹ LPC2E, CNRS, Université d'Orléans, Orléans, France, ² Université de Toulouse, LAPLACE-UMR 5213, Toulouse, France

Context: Mutual impedance experiments are active electric probes providing *in-situ* space plasma measurements. Such active experiments consist of a set of electric antennas used as transmitter(s) and receiver(s) through which various dielectric properties of the plasma can be probed, giving therefore access to key plasma parameters such as, for instance, the electron density or the electron temperature. Since the beginning of the space exploration, such active probes have been launched and operated in Earth's ionospheric and magnetospheric plasmas. More recently and in the coming years, mutual impedance probes have been and will be operated onboard exploratory planetary missions, such as Rosetta, BepiColombo and JUICE, to probe the cometary plasma of 67P/Churyumov-Gerasimenko, the Hermean and the Jovian magnetospheres, respectively.

Aims: Some analytic modeling is necessary to calibrate and analyse mutual impedance observations in order to access to macroscopic bulk plasma quantities. *In situ* particle observations from various space missions have confirmed that space plasmas are out of local thermodynamic equilibrium. This means that particle velocity distributions can be far from a Maxwellian distribution, exhibiting for instance temperature anisotropies, beams or a suprathermal population. The goal of this paper is to characterize the effect of suprathermal electrons on the instrumental response in order to assess the robustness of plasma diagnostics based on mutual impedance measurements in plasmas characterized by a significant amount of suprathermal particles.

Methods: The instrumental response directly depends on the electron velocity distribution function (evdf). In this work, we choose to model suprathermal electrons by considering different approaches using: (i) a kappa evdf, (ii) a double-Maxwellian evdf or (iii) a mix of a Maxwellian evdf and a kappa evdf. For each case, we compute the spatial distribution of the electrostatic potential induced by the transmitters, discretized and modeled here as an ensemble of pulsating point charges.

Results: We apply our modeling by building synthetic mutual impedance spectra of the PWI/AM²P probe, launched in October 2018 onboard the Mercury Magnetospheric Orbiter (MIO/MMO) spacecraft of the BepiColombo exploratory space mission, in order to calibrate and analyse the future electron observations in the plasma environment of Mercury.

Keywords: mutual impedance experiments, modeling, electrostatic radiated potential, BepiColombo, mercury, suprathermal electrons, active experiment

1. INTRODUCTION

Mutual impedance experiments are active electric experiments designed to measure *in-situ* space plasma bulk properties such as the electron density and the electron temperature (Chassériaux et al., 1972). The measurement is usually based on the electric coupling between pairs of electric dipole antennas embedded in the plasma to be probed (Storey et al., 1969). The transmitting electrodes inject an oscillating current at a given frequency in the surrounding plasma. This current and the electric potential difference induced on the receiving antenna are both measured simultaneously at the same frequency. A mutual impedance spectrum is built by varying, step by step, the emitted frequency.

Initially developed in geophysical fields prospecting to measure the resistivity of the ground (Wenner, 1915; Schlumberger, 1920; Storey et al., 1969), mutual impedance experiments have been used on Earth ionospheric and magnetospheric missions (Beghin and Debrie, 1972; Décréau et al., 1978; Beghin et al., 1982). More recently, mutual impedance experiments have been used to probe interplanetary plasmas. The Mutual Impedance Probe (MIP), as a part of the Rosetta Plasma Consortium (RPC), on board the Rosetta orbiter (Trotignon et al., 2007), measured the electron density in the ionosphere of the comet 67P/Churyumov-Gerasimenko (Henri et al., 2017). The Active Measurement of Mercury's Plasma (AM²P) instrument (Trotignon et al., 2006) from the Plasma Wave Investigation (PWI) is currently onboard the Mercury Magnetospheric Orbiter (MIO/MMO) of the BepiColombo mission successfully launched in October 2018. After the 7.2 years cruise phase, this experiment will constrain the plasma bulk properties in the Hermean magnetosphere. Two others experiments from the PWI consortium will operate in the Hermean magnetosphere and in the solar wind close to Mercury in order to measure the electron density onboard the MIO/MMO spacecraft. First, a thermal electrostatic noise spectroscopy experiment (PWI/SORBET, Moncuquet et al., 2006) will operate using the WPS antenna (Benkhoff et al., 2010; Kasaba et al., 2010). This experiment makes use of passive measurements combined to the Quasi-Thermal Noise spectroscopy technic to access the plasma bulk properties such as the electron density or the electron temperature through a diagnostic of the voltage power spectrum (Meyer-Vernet et al., 2017). Second, the spherical probes located at the end of the two MEFISTO antennas will be operated using the Langmuir Probe measurement technique to also access the plasma bulk properties (Blomberg et al., 2006). A strong advantage of the MIO/MMO

spacecraft of BepiColombo is that it is the first time a single spacecraft will carry these three experiments that will be operated simultaneously to provide bulk plasma measurements, thus enabling to take advantage of the strength of each measurement technic and going beyond the intrinsic limitations of each. In the future, the Mutual Impedance MEasurement (MIME) as a part of the Radio Wave Plasma Investigation (RPWI) is being developed for the Jupiter ICy Moons Explorer (JUICE) mission to constrain the Jovian magnetospheric plasma and the ionosphere of Ganymede.

The mutual impedance between two electric antennas immersed in a plasma strongly depends on the plasma properties, in particular the electron velocity distribution function (evdf). As mutual impedance experiments have been used in several plasma environments, many theoretical works have been carried out (Grard, 1969; Navet et al., 1971; Rooy et al., 1972; Pottellette et al., 1975; Beghin, 1995) to characterize the properties of mutual impedance experimental behavior from cold (modeled by a Dirac evdf) to hot (modeled by a Cauchy or Maxwellian evdf) plasmas. However, the impact of high-energy electron called suprathermal electrons, omnipresent in space plasmas, had not been sufficiently considered in the past. The goal of this paper is therefore to fill this gap and study the effect of suprathermal electrons on the instrumental response of mutual impedance experiments.

Indeed, suprathermal electrons are ubiquitous in collisionless space plasmas: in the solar wind (Vasyliunas, 1968), in the Hermean magnetosphere (Christon, 1987; Ho et al., 2016), in the magnetosphere of Saturn (Schippers et al., 2008) or in the ionosphere of the comet 67P/Churyumov-Gerasimenko (Clark et al., 2015; Broiles et al., 2016; Myllys et al., private communication). The evdf in the presence of a suprathermal tail is usually described as the sum of thermal (core) and a non-thermal (halo) parts (Maksimovic et al., 2005):

$$f = f_{core} + f_{halo} \quad (1)$$

where the thermal part is usually described by a Maxwellian evdf and the non-thermal part by a kappa evdf (Lazar et al., 2017). The kappa evdf can be seen as a generalization of the Maxwellian evdf, nearly Maxwellian at low energies and decreases as a power-law at higher energies (Summers and Thorne, 1991). In the literature, observed electron distribution functions have also been modeled by other evdf or combinations of evdf: Maksimovic et al. (1997) fitted the evdf observed by Ulysses in the solar wind with a single kappa evdf, while Schippers et al. (2008), Broiles et al. (2016) and Myllys et al. (submitted) used two kappa evdf to fit the

observed evdf respectively in the Saturn magnetosphere and in the ionosphere of 67P/Churyumov-Gerasimenko.

Previous works investigated the instrumental response of mutual impedance experiments in a presence of suprathermal particles but only in restrictive cases: (i) in a plasma described by monoenergetic evdf [Dirac delta evdf, Grard (1997)] or (ii) in a plasma described by a sum of two Maxwellian evdf on a restricted hot-to-cold electron density and in the limit where the Debye length λ_D is very small compared to the distance between the transmitter and the receiver antennas (Pottelette and Storey, 1981). Recently, Gilet et al. (2017) developed a model of the electrostatic radiated potential in a plasma described by a sum of two Maxwellian evdf down to conditions encountered in interplanetary and planetary plasmas (i.e., $\lambda_D \sim$ transmitter-receiver distance). In this present work, we consider suprathermal electrons associated to a collisionless plasma, for which the hypothesis of thermodynamic equilibrium is no longer valid. In other words, this means that suprathermal particles cannot be considered as a Maxwellian distribution. Instead, we will make use of kappa distributions to model out-of-thermodynamic equilibrium evdf for suprathermal electrons. Especially, we study the robustness of the plasma density measurement through the mutual impedance method in the presence of energetic electrons. This new model is applied to the mutual impedance experiment PWI/AM²P onboard the Mercury Magnetospheric Orbiter (MIO/MMO) of the BepiColombo mission (Trotignon et al., 2006; Benkhoff et al., 2010) to prepare the future calibration of the experiment.

This paper is organized as follows: in section 2, we remind the definition of the electric potential induced by a pulsating point charge in a plasma, when evdf is a combination of kappa and Maxwellian evdf. As mutual impedance experiments are based on the propagation of an electric field in a plasma, we also remind the dispersion relations of the linear eigenmodes of interest of such experiments in section 3. This is done for each considered evdf and it allows to better understand, at least qualitatively, the damping rate of the radiated electric potential in the frequency range encompassing the electron plasma frequency. The electric potentials are then computed and compared to the results obtained from the different evdf such as those are considered in this work. We apply the developed computation to the active quadrupolar mutual impedance probe PWI/AM²P onboard the MIO/MMO spacecraft in section 4. We show that in certain limit (high electron density, small Debye length), the presence of the suprathermal electrons do not change the instrumental response. However, for small enough electron density and large enough Debye length, the more suprathermal electrons are presents, the easier the electron plasma frequency can be measured. This seemingly counterintuitive result is due to the fact that the Debye length is smaller for kappa evdf at equivalent (Maxwellian) temperature. In section 5, we compute the AM²P spectra in typical solar wind plasma and in Hermean magnetospheric plasma, using respectively modeling of evdf from several solar space missions (Pierrard et al., 2016) and the *in-situ* particles measurement from a Mercury flyby by Mariner 10 (Baker et al., 1986). We show how the measurement of the plasma density is not influenced by suprathermal electrons

in typical solar wind plasma close to the Mercury perihelion (0.31 AU) but can be slightly affected close to the aphelion (0.47 AU). Moreover, we show that the detection of the plasma frequency might be challenging in the low density Hermean magnetospheric plasma. Finally we conclude our study in section 6.

2. MODEL

The electric potential ϕ induced in an isotropic, homogeneous plasma by a pulsating point charge $Q.exp(i\omega t)$, at frequency ω , at a radial distance r from the charge Q is given by:

$$\phi(\omega, r) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \frac{2}{\pi} \lim_{Im(\omega) \rightarrow 0} \int_0^{+\infty} \frac{\sin(kr)}{kr} \frac{dk}{\epsilon_l(k, \omega)} \quad (2)$$

where ϵ_l is the longitudinal dielectric function of the plasma, k is the wavenumber and ϵ_0 is the vacuum permittivity.

We recall the longitudinal dielectric function ϵ_l for electrostatic waves in an unmagnetized plasma (Krall and Trivelpiece, 1973):

$$\epsilon_l(k, \omega) = 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{k^2} \int \frac{k \cdot \nabla v f_0}{\omega - k \cdot v} dv \quad (3)$$

with f_0 the evdf at equilibrium state, v the electron velocity and ω_{pe} the electron plasma frequency defined by $\omega_{pe} = (n_e e^2 / m_e \epsilon_0)^{1/2}$ where n_e is the electron density, e the electric charge, m_e the electron mass and ϵ_0 the vacuum permittivity.

The longitudinal dielectric function directly depends on the electron velocity distribution function. The evdf typically observed in the solar wind and in magnetospheres can be described as a sum of different evdf as follows (Maksimovic et al., 2005):

$$f_0 = f_{core} + f_{halo} \quad (4)$$

with f_{core} the velocity distribution function of the core electrons, that can be seen as the thermal component, f_{halo} the velocity distribution function of the halo electrons, that can be seen as the suprathermal component. In this work, we have not taken into account other suprathermal electron contributions such as the solar wind strahl (Štverák et al., 2009). While state-of-the-art models of mutual impedance experiments do not enable to model components of the distribution functions that are not symmetric in velocity space (such as the strahl), we later argue and justify that the strahl contribution to the modeling of mutual impedance spectra can be neglected, at least in the limit of the solar wind parameters range close to the perihelion (section 5).

In the literature, f_{core} is usually modeled by a Maxwellian evdf and f_{halo} by a kappa evdf (Lazar et al., 2017). In some cases, f_0 can be directly treated as a single kappa evdf to model both core and halo electrons in a single description on the solar wind for instance (Maksimovic et al., 1997), or in more complex situations as a sum of two kappa evdf as in the magnetosphere of Saturn (Baluku et al., 2011) or in the ionosphere of the comet 67P/Churyumov-Gerasimenko (Clark et al., 2015; Broiles et al., 2016; Myllys et al., private communication).

We use the following notations for a Maxwellian evdf f_{Maxw} and a kappa evdf f_κ :

$$f_{Maxw}(v) = \frac{1}{\pi^{3/2} v_{th}^3} e^{-v^2/2v_{th}^2} \quad (5)$$

$$f_\kappa(v) = (\pi\kappa\theta^2)^{-3/2} \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\Gamma(\kappa-1/2)} \left(1 + \frac{v^2}{\kappa\theta^2}\right)^{-(\kappa+1)} \quad (6)$$

where $v_{th} = (k_B T_e / m_e)^{1/2}$ is the electron thermal velocity associated to the electron temperature T_e , k_B the Boltzmann constant, Γ the classical gamma function, $\theta = [(2\kappa - 3)/\kappa]^{1/2} v_{th}$ the generalized thermal speed, with κ is a real number and $\kappa > 3/2$. We remind the reader that the kappa evdf is a generalization of the Maxwellian evdf for $\kappa \rightarrow +\infty$.

In this study, we choose to normalize distances to the Debye length of the Maxwellian evdf $\lambda_{D,Maxw} = (k_B T_e / m_e \omega_{pe}^2)^{1/2}$. As pointed out by Chateau and Meyer-Vernet (1991), the comparison between a Maxwellian and a kappa evdf only makes sense in plasmas characterized by the same density and temperature. In that case, the corresponding Debye length for a kappa evdf is defined as follows:

$$\lambda_{D,\kappa} = \sqrt{\frac{2\kappa - 3}{2\kappa - 1}} \lambda_{D,Maxw} \quad (7)$$

For a collisionless isotropic plasma with a combination of n_M Maxwellian and n_κ kappa evdf, the longitudinal dielectric function ε_l reads (Mace et al., 1999):

$$\varepsilon_l(K, \Omega) = 1 - \sum_{i=1}^{n_M} \frac{Y_i^2}{\Omega_i^2} Z'(Y_i) - \sum_{j=1}^{n_\kappa} \frac{(\kappa_j - 1)^2}{(\kappa_j - 3/2)^2} \frac{Y_j^2}{\Omega_j^2} Z'_{\kappa_j-1} \left[\left(\frac{\kappa_j - 1}{\kappa_j - 3/2} \right)^{1/2} Y_j \right] \quad (8)$$

where:

$$K = k\lambda_{D,ref} \quad (9)$$

$$\Omega = \frac{\omega}{\omega_{pe}} \quad (10)$$

$$\Omega_i = \frac{\omega}{\omega_{pe,i}} \quad (11)$$

$$Y_i = \frac{\Omega_i}{\sqrt{2\mu_i/\tau_i} K} \quad (12)$$

where $\lambda_{D,ref}$ is the Debye length of the hottest electron population. As explained above, if the kappa population is the hottest population, $\lambda_{D,ref}$ is normalized to the corresponding $\lambda_{D,Maxw}$. In addition, we define μ_i (resp. τ_i) the density (resp. temperature) ratio between the hottest population and the i -th population and i.e., $\mu_i = n_{hot}/n_i$ and $\tau_i = T_{hot}/T_i$. Z' and Z'_{κ_j-1} are, respectively, the first derivative of the plasma dispersion function Z (Fried and Conte, 1961) and of the

modified plasma dispersion function Z_κ (Summers and Thorne, 1991). The modified plasma dispersion function Z_κ reads:

$$Z_\kappa(\xi) = \frac{i(\kappa + \frac{1}{2})(\kappa - \frac{1}{2})}{\kappa^{3/2}(\kappa + 1)} {}_2F_1[1, 2\kappa + 2; \kappa + 2; \frac{1}{2}(1 - \xi/i\sqrt{\kappa})] \quad (13)$$

where ${}_2F_1$ is the Gauss hypergeometric function. The main properties of Z and Z_κ can be found in Fried and Conte (1961) and Mace and Hellberg (1995), respectively¹. Using the chosen normalization, Equation (2) that gives the electrostatic potential transmitted in a plasma distance $R = r/\lambda_{D,ref}$ by a pulsating point charge at frequency Ω rewrites (Gilet et al., 2017):

$$\frac{\phi}{\phi_0}(\Omega, R) = \frac{2R}{\pi} \lim_{\text{Im}(\Omega) \rightarrow 0} \int_0^\infty \frac{\sin(KR)}{KR} \frac{1}{\varepsilon_l(K, \Omega)} dK \quad (14)$$

The computation of this radiated electrostatic potential has been carried out using the numerical method described in Gilet et al. (2017) and generalized to a sum of different evdf following Equation (8).

3. ELECTRIC POTENTIAL RADIATED IN A PLASMA WITH SUPRATHERMAL ELECTRONS

In this section, we discuss the radial profile of the electric potential defined in section 2 (Equation 14) for the following electron velocity distribution functions: a kappa evdf (section 3.2) and a sum of a core Maxwellian and a halo kappa evdf (section 3.3). The propagation of the electric potential in the plasma is strongly constrained by the different available linear eigenmodes. We introduce these modes in section 3.1.

3.1. Linear Eigenmodes

We remind the analytic approximation of the linear eigenmodes of the plasma characterized by the different evdf considered in this work (solutions of the dispersion relation $\varepsilon_l(K, \Omega) = 0$) of direct interest in the presence of suprathermal electrons. These modes determine the resonances that shape the mutual impedance spectra. While the longitudinal dielectric function corresponding to a Maxwellian or a kappa evdf has infinite eigenmodes, the least damped modes are the one that contribute most to model the propagation of the electric potential in a plasma. In particular, for a single evdf, the least damped pole, corresponding to Langmuir waves, gives the main contribution to the propagation of the radiated potential in a single electron population plasma, such as a Maxwellian evdf (Chasseriaux et al., 1972; Beghin, 1995). In the large phase velocity limit $\omega/k \gg v_{th}$, with a Maxwellian evdf, the dispersion relation of the Langmuir waves are the following (Krall and Trivelpiece, 1973):

$$\omega_{L,Maxw}(k) = \omega_{pe} \sqrt{1 + 3(k\lambda_D)^2} - i \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{pe}}{(k\lambda_D)^3} e^{-\frac{1}{2(k\lambda_D)^2} - \frac{3}{2}} \quad (15)$$

¹For practical use, we remind that the plasma dispersion function satisfies the differential equation $Z'(y) = -2(1 + yZ(y))$ and derived from the Faddeeva function (or the scaled complex complementary error function): $Z(y) = i\sqrt{\pi}w(y)$

For a single kappa evdf, the Langmuir waves are characterized in the limit $\omega/k \gg \theta$ by the dispersion relation (Mace and Hellberg, 1995):

$$\omega_{L,\kappa}(k) = \omega_{pe} \sqrt{1 + 3(k\lambda_D)^2} - i\pi^{1/2} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} \omega_{pe} (2\kappa - 3)^{\kappa-1/2} (k^2 \lambda_{D,\kappa}^2)^{\kappa-1/2} \quad (16)$$

The real frequency (oscillating part) from these dispersion relations are similar, while the damping rate is strongly different and depends on the κ -value. Note that, hereafter, the radiated potentials expressed in a plasma characterized by a Maxwellian or a kappa distribution will be compared for plasmas characterized by the same electron density and temperature. Thus, at equivalent temperature, the Debye length of the kappa evdf is expressed as in Equation (7), so that it is actually smaller than the corresponding Maxwellian Debye length. Note that these analytical expressions are computed within strong approximations (long wavelength limit for instance) that are usually not relevant for the instrumental modeling, as the transmitter-receiver distance can be as small as a few Debye lengths. To go beyond these analytical, though useful, approximations, we also compute numerically the dispersion relations.

Figure 1 (left panel) shows the dispersion relation of the Langmuir pole for a Maxwellian evdf and for different κ -values (from $\kappa = 2$ to 24). From a practical point of view, the position of the Langmuir pole on the real K-space is estimated from the position of the maximum of $Im(1/\varepsilon_l(K, \Omega))$, that is plotted in **Figure 1** (right panel). The position of the Langmuir pole projected in the real K-space is similar between the kappa evdf and the Maxwellian evdf, as expected analytically (see Equations 15 and 16). Regarding the damping rate γ , it can be qualitatively constrained by the shape of $Im(1/\varepsilon_l(K, \Omega))$ close to the projection of the Langmuir pole on the real K-space. Indeed, the flatter the shape of $Im(1/\varepsilon_l(K, \Omega))$, the farther away the pole from the real K-space i.e., the damping rate γ is high.

For a plasma characterized by two different electron populations, such as a sum of two Maxwellian evdf or a mix of a Maxwellian core evdf and a halo kappa evdf, two different modes both strongly contribute to the propagation of the electric potential (Mace et al., 1999; Gilet et al., 2017) namely the (modified) Langmuir mode and the electron acoustic mode. For convenience, we report here only the variation of the real part of the frequency with the wavevector, issued from the

dispersion relations. The damping rate can be found in the hereby mentioned references.

For a plasma modeled by a mix of a Maxwellian core and a halo kappa evdf or by a sum of two Maxwellian evdf (Gilet et al., 2017), in the limit $\omega/k \gg \theta_h \gg v_c$, the dispersion relation of the (modified) Langmuir waves is expressed by:

$$\omega_{L2}(k) = \omega_{pe} \sqrt{1 + 3 \left(\frac{n_h}{n_{tot}} \right)^2 \left(\sqrt{\frac{2\kappa - 3}{2\kappa - 1}} k \lambda_{D,Maxw} \right)^2} \quad (17)$$

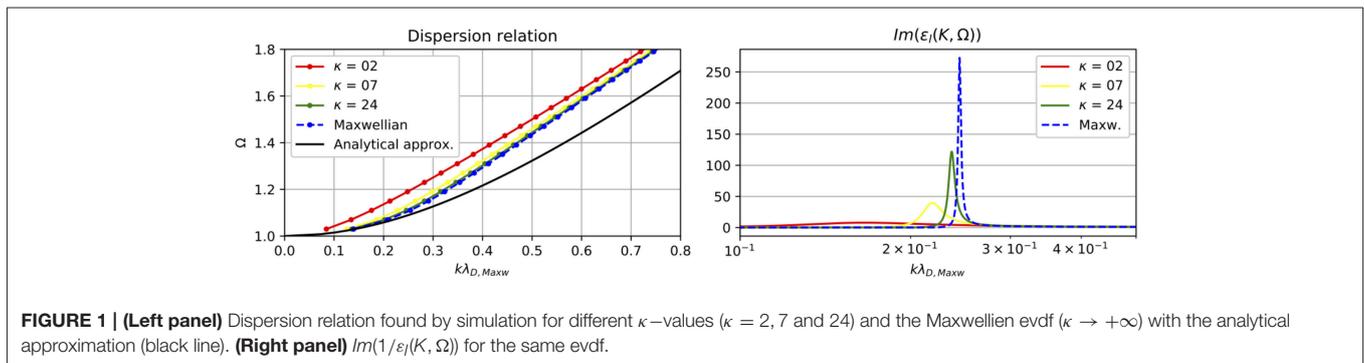
In the limit of an intermediate phase velocity i.e., $v_c \ll \omega/k \ll \theta_h$ the dispersion relation of the electron acoustic mode is given by (Mace et al., 1999; Gilet et al., 2017):

$$\omega_{EAW}(k) = \omega_{p,c} \sqrt{1 + 3k^2 \lambda_{D,c}^2 - \frac{1}{\left(\sqrt{\frac{2\kappa - 3}{2\kappa - 1}} k \lambda_{D,Maxw} \right)^2}} \quad (18)$$

We have also computed the useful function $Im(1/\varepsilon_l(K, \Omega))$ in a two-electron temperature plasma, in a limit where the electron acoustic and the Langmuir modes co-exist (here $n_h/n_c = 1$, $T_h/T_c = 100$). **Figure 2** shows $Im(1/\varepsilon_l(K, \Omega))$ for (i) an evdf modeled by a sum of a Maxwellian core and a kappa halo evdf for different κ -values (κ from 2 to 24) and (ii) an evdf modeled by a sum of two Maxwellian evdf. As expected, $Im(1/\varepsilon_l(K, \Omega))$ has two maxima due to the presence of the electron acoustic and the Langmuir modes. For small κ -values, the first pole is not well visible. Indeed, as explained by Mace et al. (1999), for a fixed halo-to-core temperature ratio, the domain of existence of the electron acoustic mode is reduced for lower κ -values.

3.2. Radiated Potential for a Single Kappa Evdf

In order to characterize the effect of suprathermal electrons on the radiated electrostatic potential, we have computed the potential for two frequencies such that no eigenmode propagates in a first case ($\Omega = 0.75$) and a Langmuir mode propagates without being damped much, in a second case ($\Omega = 1.10$). The radial profile of the electrostatic potential, expressed in terms of distance to the transmitter is shown in **Figure 3** for different kappa values ($\kappa = 2, 7$, and 24) and for a Maxwellian evdf ($\kappa \rightarrow \infty$), with equal temperatures (Equation 7). The distances are shown in logarithmic scales.



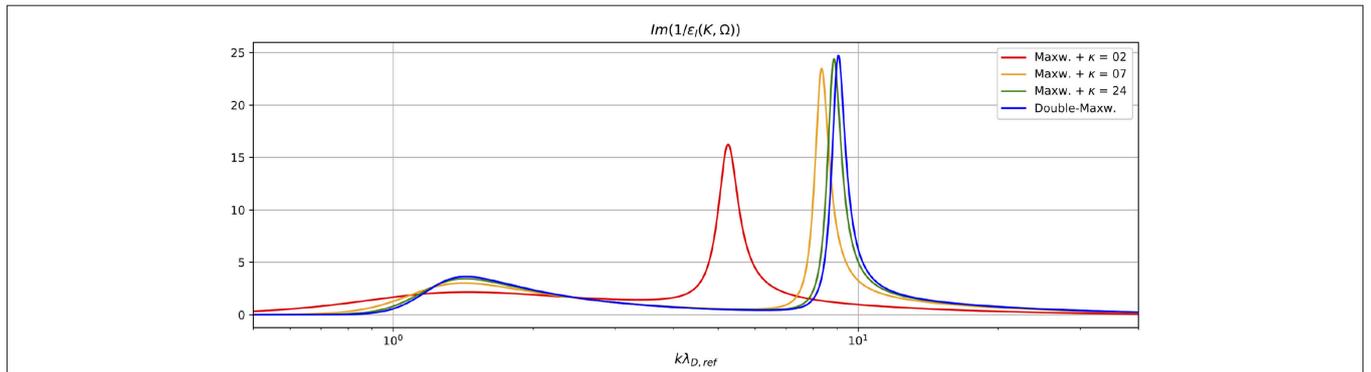


FIGURE 2 | $Im(1/\epsilon_l(K, \Omega))$ for $\Omega = 1.10$ in a plasma modeled by a mix of a core Maxwellian evdf and a halo kappa evdf for several κ -values ($\kappa = 2, 7, 24$) and a double Maxwellian evdf, where the modified Langmuir mode and the electron acoustic mode co-exists (here: $n_h/n_c = 1$ and $T_h/T_c = 100$). $\lambda_{D,Ref}$ is the Debye length of the halo Maxwellian evdf.

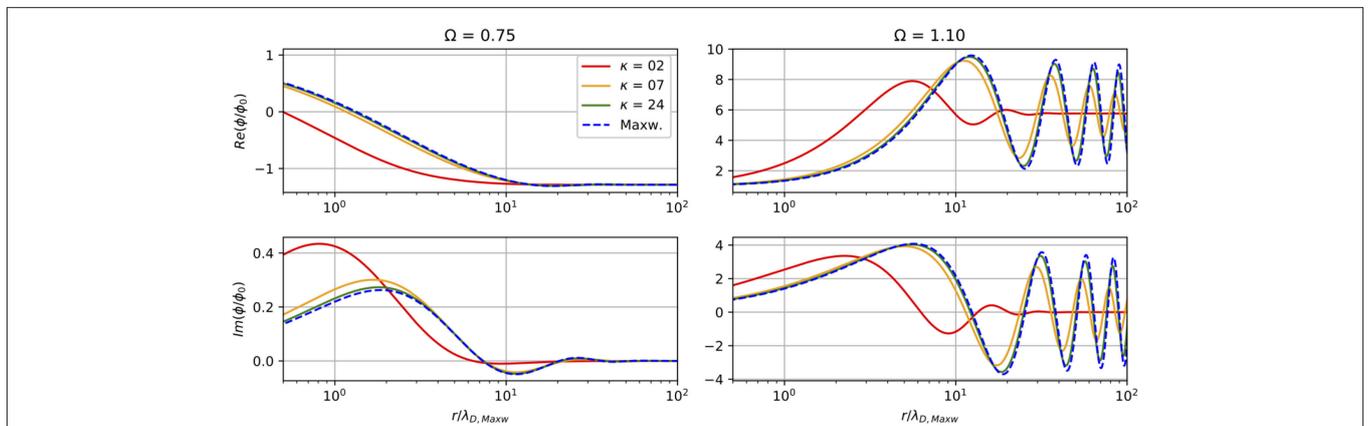


FIGURE 3 | Radiated electrostatic potential for $\Omega = 0.75$ (left column) and $\Omega = 1.10$ (right column) compared to the distance to the transmitter normalized by $\lambda_{D,Maxw}$ in logarithmic scale: the real part (first panel) and the imaginary part (second panel) for different kappa evdf (here $\kappa = 2, 7$ and 24) in colored continuous lines and a Maxwellian evdf ($\kappa \rightarrow +\infty$) in dashed line.

Note that for the two frequencies Ω , the real part of ϕ/ϕ_0 tends to the inverse of the cold plasma dielectric constant $\epsilon_c = \frac{1}{1-\Omega^2}$ (here $\epsilon_c^{-1} = -1.29$ for $\Omega = 0.75$ and $\epsilon_c^{-1} = 5.76$ for $\Omega = 1.10$) and the imaginary part tends to 0, as expected (Beghin, 1995; Gilet et al., 2017).

At frequencies higher than the electron plasma frequency, here $\Omega = 1.10$ (right column), the real and the imaginary part of the radiated potential oscillate. The radiated potential in a plasma modeled by a kappa evdf tends to the potential of the Maxwellian evdf when κ increases (here $\kappa > 10$) as expected. However, for the low κ -values, the radiated potential is more damped. This is explained by the higher damping rate γ (section 3.1) for the evdf characterized by the presence of suprathermal electrons. Moreover, the wavelength of the oscillations decreases (from $\sim 25R$ to $\sim 14R$) while the suprathermal electrons contribution increases, as expected from the linear theory of Langmuir waves in a kappa distribution plasma².

²Note that the wavelength computed from the analytical dispersion relation ($\lambda = 2\pi/K$) is close to the wavelength computed numerically and corresponding to the oscillations of the modeled radiated potential, as expected.

For frequencies lower than the electron plasma frequency ($\Omega = 0.75$ in **Figure 3**, left panel), the radiated potential does not oscillate because no eigenmode exists at this frequency range. This has a strong implication on the mutual impedance spectrum in particular when the transmitter-receiver distance is short compared to the Debye length that is developed in section 4.

3.3. Radiated Potential for a Mix of Kappa and Maxwellian evdf

We have also investigated the radial variation of the radiated electric potential injected in a plasma modeled with a mix of a core Maxwellian evdf and a halo kappa evdf, as typically observed in the solar wind plasma. In this section, all distances are normalized to the Debye length of the Maxwellian evdf corresponding to the Debye length of the kappa evdf (see Equation 7). The computed potential is illustrated in **Figure 4** in a region where the electron acoustic mode exists (here $n_h/n_c = 0.4$ and $T_h/T_c = 100$) for different κ -values.

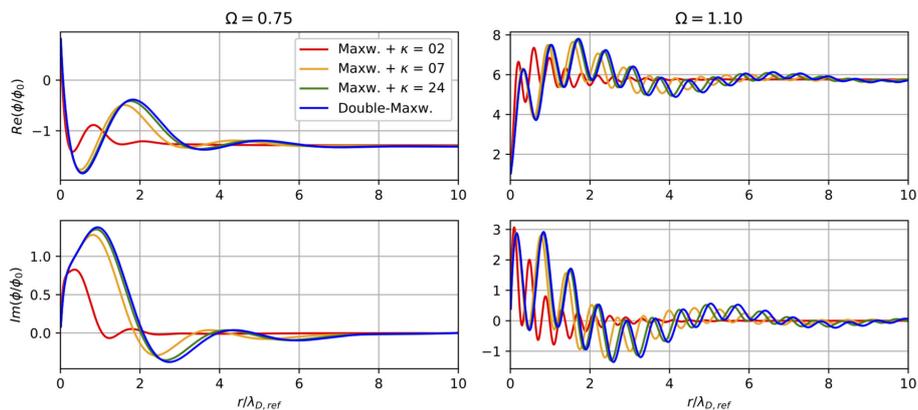


FIGURE 4 | Radiated electrostatic potential compared to the distance to the transmitter normalized by $\lambda_{D,ref}$ for $\Omega = 0.75$ (left column) and $\Omega = 1.10$ (right column) with the real part (first line) and the imaginary part (second line) in a two-electron temperature plasma ($\mu = 0.4$ and $\tau = 100$), for (i) a mix of a core Maxwellian and a halo kappa evdf (here $\kappa = 2, 7, 24$) and (ii) a sum of two Maxwellian evdf (blue line).

First, at frequencies higher than the electron plasma frequency (here $\Omega = 1.10$), the radiated potential is characterized by a superposition of two characteristic waves due to the transmission of both electron and Langmuir fluctuations (section 3.1), as been observed in **Figure 4** (right column). In this case, the Langmuir wavelength is larger than the electron acoustic wavelength. For both oscillations, the waves are more damped when there are more suprathermal electrons in the plasma (i.e., for decreasing κ), as expected from a large Landau damping at small κ .

Second, at frequencies smaller than the electron plasma frequency (here $\Omega = 0.75$), contrary to the potential radiated in a plasma with a single evdf, the potential oscillates due to the electron acoustic mode. The potential is more damped when the suprathermal part increases (i.e., κ -value decreases). Note that this oscillation is strongly damped, though, so that we do not expect the signal propagating further in the plasma. This means that in the case of a receiver located far (in terms of ion acoustic wavelengths) from the transmitter, we do not expect a strong signature in the mutual impedance spectra, while the instrument shall be sensitive to the ion acoustic mode adapted to the transmitter-receiver distance, i.e., we expect the mutual impedance spectra to exhibit the signature of the ion acoustic mode which wavelength is twice the transmitter-receiver distance.

3.4. Mutual Impedance Responses

The potential modeled in the previous section is used to compute the mutual impedance response. Indeed, the transmitters inject an oscillating current $I(\Omega)$ at a given frequency while the receivers measure the (complex) amplitude of the electric potential $V(\Omega)$ at the same frequency. The mutual impedance $Z(\Omega) = \Delta V(\Omega)/I(\Omega)$ is then directly related to the difference between the electric potential $\Delta V(\Omega) = V_{R_2}(\Omega) - V_{R_1}(\Omega)$, radiated by the different emitters at frequency Ω and measured by two receivers R_1 and R_2 . To isolate the effect of the plasma to the potential radiated by the emission part of a mutual impedance probe, we work with the mutual impedance spectrum normalized

to the spectrum that is obtained in vacuum

$$H(\Omega) = \frac{Z}{Z_0} = \frac{V_{R_2}(\Omega) - V_{R_1}(\Omega)}{V_{R_2,0} - V_{R_1,0}} \quad (19)$$

where Z and Z_0 represent the mutual impedance of a probe surrounded by a plasma and by the vacuum, respectively, and V_{R_i} (resp. $V_{R_i,0}$) is the voltage measured by the receiver R_i in the plasma (resp. in vacuum):

$$V_{R_i}(\Omega) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{j=1} \frac{\phi}{\phi_0}(\Omega, d_{ij}/\lambda_{D,ref}) \frac{q_j}{d_{ij}} \quad (20)$$

$$V_{R_i,0} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{j=1} \frac{q_j}{d_{ij}} \quad (21)$$

where q_j is the charge of the j th transmitter and d_{ij} is the distance between the receiver R_i and the j th transmitter, ϕ and ϕ_0 are the electric potential radiated by a pulsating point charge embedded in the plasma or within vacuum, respectively.

The electron plasma frequency is located in the close vicinity of the maximum amplitude of the mutual impedance response (Storey et al., 1969; Chasseriaux et al., 1972). The total electron density, n_{tot} , is then determined from the electron plasma frequency f_{pe} with $n_{tot} = (f_{pe}/8.98)^2$ (n_{tot} is expressed in cm^{-3} and $f_{pe} = \omega_{pe}/2\pi$ in kHz).

4. APPLICATION TO THE BEPICOLOMBO MUTUAL IMPEDANCE PROBE AM²P

In this section, we apply the modeling of the electric potential radiated in a plasma with suprathermal electrons, described previously, to the computation of synthetic mutual impedance spectra. We aim at characterizing the effect of suprathermal electrons on instrumental response of the mutual impedance probe AM²P of the Plasma Wave Investigation (PWI) consortium (Kasaba et al., 2010) onboard the Mercury

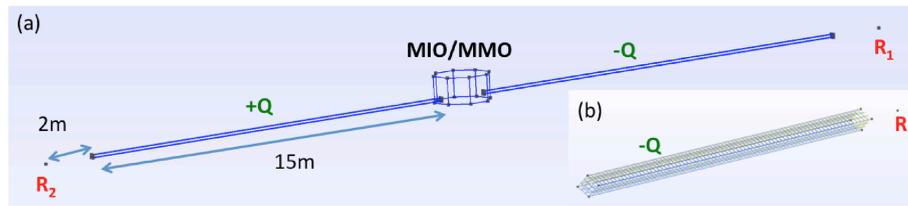


FIGURE 5 | (a) AM²P geometry consists on two 15 m-antennas on both sides of the MMO spacecraft with two receivers, R_1 and R_2 , located at 2 m of each end of booms, **(b)** example of the meshing of one AM²P antenna.

Magnetospheric Orbiter (MIO/MMO) of the BepiColombo mission. The PWI/AM²P experiment will measure the plasma bulk properties of the Mercury magnetospheric and Solar wind plasma such as the electron density (in the 0.02 to 180 cm^{-3} range, corresponding to f_{pe} from 0.7 to 120 kHz) and the electron temperature, in a range which depends on plasma conditions (Trotignon et al., 2006). The BepiColombo spacecraft has been launched successfully in October 2018, for an interplanetary cruise phase of 7.2 years (until December 2025) with one Earth flyby, two Venus and six Mercury flybys before the nominal mission science operations performed for one and a half Earth year (about 6 Hermean years) and a planned extension of one Earth year, corresponding to 4 extra Hermean years).

The MIO/MMO spacecraft will have an elliptic polar orbit of $400 \times 11,824$ km (Benkhoff et al., 2010). From the observations of the MESSENGER mission (Johnson et al., 2012), the interplanetary and Hermean magnetic fields are such that the electron cyclotron frequency is expected to be negligible compared to the electron plasma frequency for low latitudes or high enough distances from Mercury. The modeling of the electric radiated potential described in this paper is only valid in an unmagnetized plasma, i.e., where the electron-cyclotron frequency f_{ce} is negligible compared to the electron plasma frequency f_{pe} , therefore, we hereafter focus on the AM²P modeling in the solar wind plasma and in the Hermean magnetosphere far from the cusps. Other analysis methods shall be considered (Béghin et al., 2017) or developed in strongly magnetized regions.

4.1. PWI/AM²P Antenna Configuration

The PWI/AM²P quadrupolar probe consists of (i) two transmitting 15m-antennas of 1cm-diameter located on both sides of the MIO/MMO spacecraft and (ii) two receivers located at 2m of the end of the transmitting antennas (Figure 5). In this model, the transmitting antennas have been discretized in about thousand rectangular sub-elements, with the center of each sub-element considered as a pulsating point charge, while the receiving antennas are considered as being punctual. This experiment works in the so called Double-Wire (or push-pull) mode for which the pulsating charge on one transmitting antenna is opposite to that of the second transmitting antenna, in other words they are in phase opposition. Given this geometry and charge configuration, the expected mutual impedance is

modeled using Equation (19), combined with Equations (20) and (21).

4.2. Modeling of the AM²P Mutual Impedance Spectra

In the following, the synthetic instrumental response of PWI/AM²P is computed for (i) a single kappa evdf (section 4.2.1) and (ii) a mix of a halo kappa evdf and a core Maxwellian evdf (section 4.2.2). In this section, we consider a large range of plasma parameters in order to characterize the effect of suprathermal electrons in different regimes. We will focus on the plasma conditions in the solar wind and at Mercury expected to be encountered by the MIO/MMO spacecraft in section 5.

4.2.1. AM²P Spectra With a Single Kappa evdf

We have modeled the PWI/AM²P mutual impedance response for different κ -values, as well as for a Maxwellian evdf ($\kappa \rightarrow +\infty$) for direct comparison and validation. The mutual impedance response is computed for different plasma conditions characterized by the (equivalent Maxwellian) Debye length of the hottest electron population (from 30 cm to 5 m, renormalized by the corresponding Maxwellian evdf). The results are shown in Figure 6.

First, in the limit of the Debye length is much smaller than the transmitter-receiver distance, the mutual impedance spectra are similar whatever the presence of suprathermal electrons (top left and right panels, corresponding to $\lambda_{D,Maxw} = 30$ cm and $\lambda_{D,Maxw} = 1$ m). In this regime, the mutual impedance measurement principle is therefore transparent to the presence and nature of suprathermal electrons and robust in determining the total electron plasma density.

Second, when the Debye length is slightly smaller, the mutual impedance spectra is flatter for high κ -values or a Maxwellian evdf than for low κ -values (bottom left and right panels, corresponding to $\lambda_{D,Maxw} = 2$ m and $\lambda_{D,Maxw} = 5$ m). Moreover, the maximum of the amplitude is shifted compared to the total electron plasma frequency for high κ -values or a Maxwellian evdf. In this regime, the presence of suprathermal electrons enables to detect the total plasma frequency on the mutual impedance spectra. This counter-intuitive result must be balanced by the fact that the mutual impedance spectra is computed for a smaller Debye length when the κ -value decreases. The comparison needs to be performed in the same plasma i.e., same electron density and electron temperature. Note that the

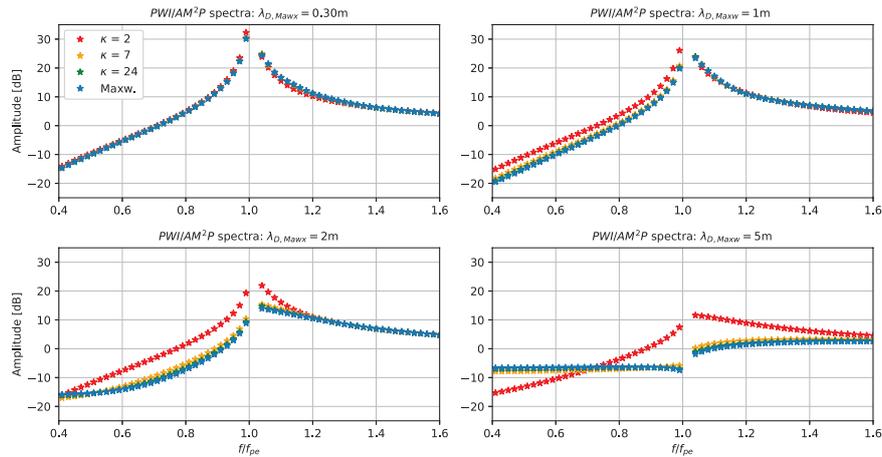


FIGURE 6 | Modeled PWI/AM²P mutual impedance spectra for different $\lambda_{D,Maxw}$ (from 30 cm to 5 m) in a plasma modeled by a kappa evdf ($\kappa = 2, 7, 24$) and a Maxwellian evdf ($\kappa \rightarrow +\infty$). The amplitude is expressed in $20\log_{10}$ and the frequency is normalized by the electron plasma frequency.

shape of mutual impedance response of a Maxwellian for $\lambda_{D,Maxw} = 2$ m is similar to the response for a kappa evdf for $\lambda_{D,Maxw} = 5$ m. Therefore, it is not possible to characterize the suprathermal electrons from the AM²P spectra.

4.2.2. AM²P Spectra With a Mix of a Halo Kappa and a Core Maxwellian evdf

To go beyond, we consider a plasma with a mix of a halo kappa and a core Maxwellian evdf, as observed in the solar wind by Pierrard et al. (2016). The AM²P spectra have been computed in a large range of plasma parameters: the core-to-total density ratio n_c/n_{tot} varies from 0.1 to 0.9 and the halo-to-core temperature ratio T_h/T_c varies from 10 to 500 with the same Debye length $\lambda_{D,Maxw} = 4$ m. This is reported in **Figure 7**, where the halo-to-core temperature ratio increases from left to right, while the density of the core electrons increases from bottom to top.

First of all, when the density of the core population is much higher than that of the halo (top panels), the mutual impedance spectrum is close to what is observed in a plasma modeled by a single evdf (**Figure 3**, top panels). Only one resonance appears close to the *total* electron frequency. In this limit, the response is independent to the κ -values of the halo evdf.

Second, when the plasma contains as many core electrons as halo electrons (middle row) or when the electron density is dominated by the halo part (third row), the shape of the mutual impedance spectra depends on the κ -value. As seen in the previous section, the resonance at the total plasma frequency is flatter when the kappa evdf tends to the Maxwellian evdf. With the Debye length considered here, the total electron density can be estimated for all κ -values. When the halo-to-core temperature ratio increases, a second resonance appears close to the core plasma frequency (blue vertical dotted line). This resonance is more pronounced when the halo-to-core temperature ratio increases whatever the κ -value. At a given halo-to-core temperature the amplitude of the electron acoustic mode increases with κ -value. This could be explained by the

decay of the electron-acoustic mode domain of existence, with a fixed halo-to-core temperature ratio, in a presence of a mix of kappa and a Maxwellian evdf when the suprathermal electron part increases (Mace et al., 1999).

5. DISCUSSION

In the previous section, the mutual impedance spectra was modeled in a large domain of plasma parameters to characterize the effect of suprathermal electrons in the mutual impedance measurement. In this section, the AM²P spectra is computed in the plasma conditions expected to be encountered by the MIO/MMO spacecraft: in the Hermean magnetospheric plasma (section 5.1) and in solar wind plasma close to the perihelion and the aphelion of Mercury (section 5.2). For that, we used the evdf found by fitting method with *in-situ* evdf measurement of the solar wind plasma (Maksimovic et al., 1997; Pierrard et al., 2016) and the energetic particle measurement of Mariner 10 during a flyby in the Hermean magnetospheric plasma (Baker et al., 1986).

5.1. AM²P Spectra in the Hermean Magnetosphere

A large part of the elliptical orbit of MIO/MMO will be in the Hermean magnetosphere. In order to characterize the effect of the magnetospheric plasma in the AM²P spectra, we used the observations of the electron density and the electron temperature measured by Mariner 10 during a flyby in the Mercury magnetospheric plasma in the nightside of Mercury with the closest approach at 700 km of the surface. These measurements are summarized in Baker et al. (1986). The modeling of the mutual impedance response in the electrostatic limit is valid due to the fact that the cyclotron frequency was negligible (around 3 kHz) compared to the total plasma frequency (around 20 kHz). Different electron populations should be observed in the Hermean magnetosphere especially: (i) an electron population from the solar wind origin (n_{SW} from 7 to 12 cm^{-3} , T_{SW} from 22

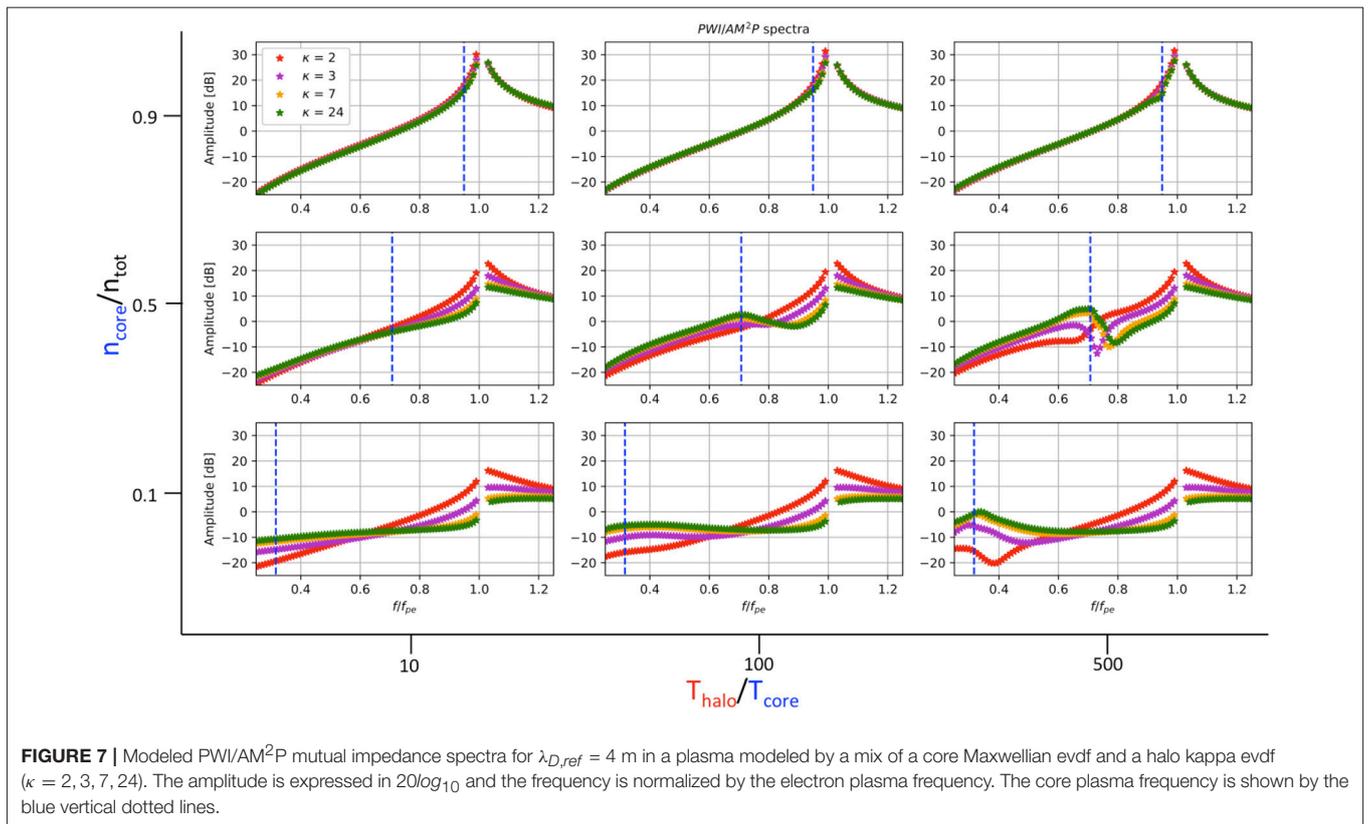


FIGURE 7 | Modeled PWI/AM²P mutual impedance spectra for $\lambda_{D,ref} = 4$ m in a plasma modeled by a mix of a core Maxwellian evdf and a halo kappa evdf ($\kappa = 2, 3, 7, 24$). The amplitude is expressed in $20\log_{10}$ and the frequency is normalized by the electron plasma frequency. The core plasma frequency is shown by the blue vertical dotted lines.

to 40 eV) and (ii) an electron population from the magnetosheath (n_{MAG} from 3 to 7 cm^{-3} , T_{MAG} from 12 to 40 eV). A mixed of the two populations can be observed in the magnetospheric plasma. We choose to model the two electron populations both by a Maxwellian evdf. The Debye length of the solar wind electron population is characterized by (resp. magnetosheath) 10.0 m $< \lambda_{D,SW} < 17.7$ m (resp. 9.7 m $< \lambda_{D,MAG} < 27.0$ m). Several examples of the modeled AM²P spectra with different configuration of the mix of the two electron populations are shown in **Figure 8**. For the considering cases, the resonance above the total electron plasma frequency is particularly flat, due to the large Debye length of the two electron populations compared to the transmitter-receiver distance. Therefore, the detection of the total electron plasma frequency, and therefore the measurement of the electron density will be challenging in the Hermean magnetosphere. Moreover, the resonance close to the plasma frequency corresponding to the electrons from the magnetosheath is not visible due to the fact that the temperature ratio is too low (see **Figure 7**). Therefore, the presence of two electron populations might not be observed by AM²P in this regime of parameters.

5.2. AM²P Spectra in the Solar Wind Plasma Close to the Perihelion and Aphelion of Mercury

Mercury has the largest planetary orbital eccentricity in the Solar system. The distance to the Sun varies from 0.31 AU at perihelion

to 0.47 AU at aphelion. We modeled the AM²P spectra in the solar wind plasma for both heliocentric distance.

First, close to the perihelion at 0.35 AU, the evdf of the solar wind has been characterized by a mix of a halo kappa evdf and a Maxwellian core evdf with a halo-to-core density ratio n_{halo}/n_{core} equals to 0.03 ($n_{core}/n_{tot} = 0.97$) and a halo-to-core temperature ratio T_{halo}/T_{core} equals to 3.36 with $\kappa_h = 7.54$ (Pierrard et al., 2016). The Debye length of the core population (resp. halo) is $\lambda_{D,core} = 3.73$ m (resp. $\lambda_{\kappa,halo} = 33.4$ m). The corresponding mutual impedance spectra in the solar wind at 0.35 AU is shown in **Figure 9** (red line, right panel). In order to characterize the effect of the suprathermal electrons in the solar wind in the AM²P spectra, the AM²P spectra has been modeled with only the core Maxwellian evdf (blue dotted line, right panel). We observed that the AM²P spectra modeled by a sum of a core Maxwellian and a halo kappa evdf (red curve) and only with the core Maxwellian (blue curve) are similar. Also, the AM²P spectra is flat (large resonance spectral signature) with a spectral peak ($\Omega = 1.25$) shifted with respect to the plasma frequency ($\Omega = 1$), while the cut-off frequency enables to retrieve efficiently the plasma frequency. Therefore, close to the perihelion of Mercury, the AM²P experiment is robust to the presence of suprathermal electrons, seen as the halo part of the evdf, in the solar wind when determining the total electron density.

Second, the AM²P spectra has been modeled in the solar wind plasma at 0.5 AU, close to the aphelion of Mercury (0.47 AU). The halo-to-core density ratio n_{halo}/n_{core} is equals to 0.04, the halo-to-core temperature T_{halo}/T_{core} is equals to 4.10 and $\kappa_h =$

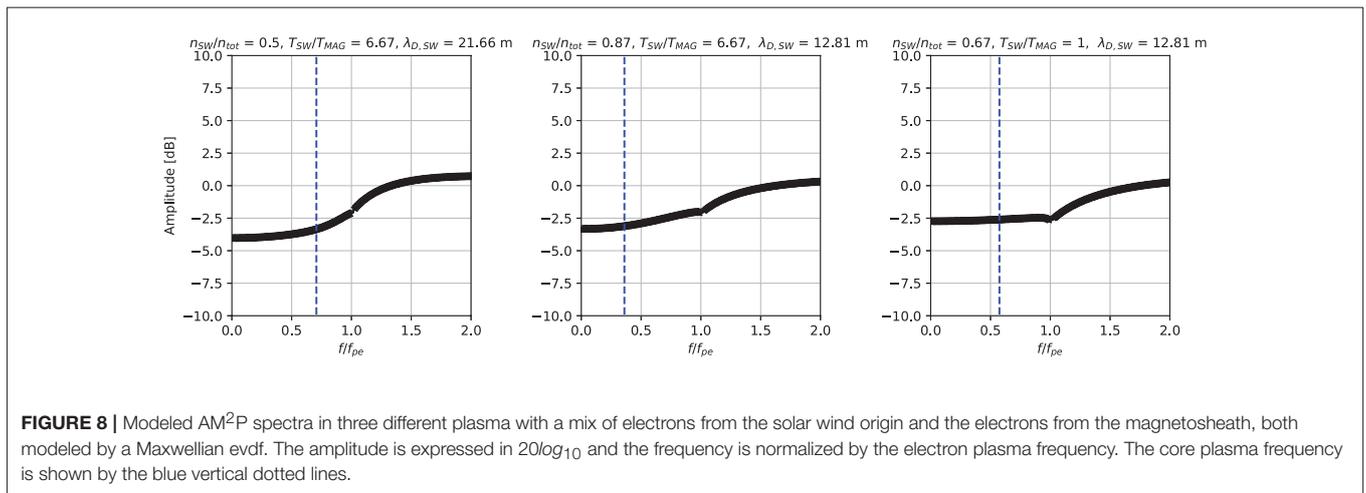


FIGURE 8 | Modeled AM²P spectra in three different plasma with a mix of electrons from the solar wind origin and the electrons from the magnetosheath, both modeled by a Maxwellian evdf. The amplitude is expressed in 20log₁₀ and the frequency is normalized by the electron plasma frequency. The core plasma frequency is shown by the blue vertical dotted lines.

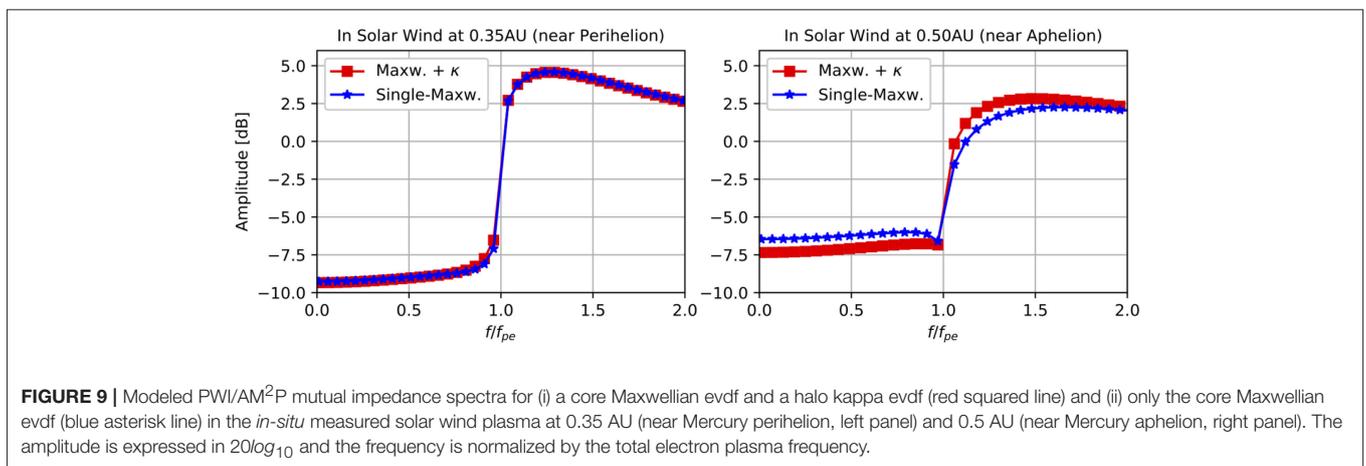


FIGURE 9 | Modeled PWI/AM²P mutual impedance spectra for (i) a core Maxwellian evdf and a halo kappa evdf (red squared line) and (ii) only the core Maxwellian evdf (blue asterisk line) in the *in-situ* measured solar wind plasma at 0.35 AU (near Mercury perihelion, left panel) and 0.5 AU (near Mercury aphelion, right panel). The amplitude is expressed in 20log₁₀ and the frequency is normalized by the total electron plasma frequency.

6.89 with $\lambda_{D,halo} = 46.37$ m, $\lambda_{D,core} = 5.24$ m (Pierrard et al., 2016). The modeled spectra is shown in **Figure 9** (right panel). Compared to the AM²P spectra close to the perihelion (left panel), the AM²P spectra at 0.5 AU is flatter. The maximum of amplitude is around 3 dB. This maximum is located far from the plasma frequency ($\Omega = 1.5$) but the plasma frequency can be retrieved by the cut-off frequency. Due to the instrumental noise, we expect that the signal shall be measurable, with a low signal-to-noise ratio. Contrarily to the plasma conditions in the solar wind near perihelion, the shape of the spectra is affected by the suprathermal electrons modeled by a halo kappa evdf. Indeed, the spectra corresponding to the single-Maxwellian core (blue asterisk line) is different to the spectra modeled by the mix of the core Maxwellian and the halo kappa. However, the shape is closely similar which do not enable to separate the two electron populations and therefore it do not provided a measurement of the suprathermal electrons.

In this study, we have assumed that the solar wind strahl can be neglected. At the location of the perihelion (0.31 AU) and the aphelion (0.45 AU) of Mercury, the strahl contribution represents around 2–3% of the total electron density, less than the halo that represents from 8 to 10% (Maksimovic et al., 2005). Also the

“equivalent” strahl temperature would be higher than the halo one. Since in similar conditions expected to be encountered by BepiColombo, the halo contribution to the mutual impedance spectra is found to be negligible close to the perihelion, therefore, we expect the strahl contribution to the mutual impedance spectra to be even less significant than the halo part itself. However, the halo evdf can modify the shape of the spectra close to the aphelion. Therefore, if the strahl might slightly and marginally affect the mutual impedance spectra, we expect it to be within 1dB which is hardly detectable experimentally.

6. CONCLUSION

Mutual impedance experiments strongly depend of the electron velocity distribution function (evdf) encountered in the *in-situ* observed space plasma. This study illustrates the influence of suprathermal electrons on the instrumental response of mutual impedance experiments in the interplanetary plasma where the Debye length is of the order of the transmitter-receiver distance. Suprathermal electrons are observed in the Solar system as in the solar wind (Maksimovic et al., 1997), in the ionosphere of the comet 67P/Churyumov-Gerasimenko (Clark et al., 2015; Broiles

et al., 2016; Myllys et al., private communication) and in the Hermean magnetosphere (Christon, 1987). These electrons are usually modeled by (i) a kappa (Maksimovic et al., 1997) or a mix of core Maxwellian evdf and a halo kappa evdf (Pierrard et al., 2016). Thus, we have modeled the longitudinal dielectric function and the electrostatic radiated potential in a plasma modeled by these two different evdf, using and extending the numerical method developed in Gilet et al. (2017). We apply the modeling in the case of the mutual impedance experiments PWI/AM²P onboard the MIO/MMO spacecraft of the BepiColombo mission, successfully launched in October 2018. First, we show that for a single evdf such as a kappa evdf, the radiated potential is more damped and the wavelength is smaller with the presence of suprathermal electrons. For the same electron temperature, the (Langmuir) resonance close to the electron plasma frequency is more visible on mutual impedance spectra than for a Maxwellian evdf when the Debye length increases and is of the order of the transmitter-receiver distance. When the plasma is modeled by a core Maxwellian evdf and a halo kappa evdf, as for a sum of two Maxwellian evdf (Gilet et al., 2017), an other resonance appears before the total plasma frequency due to the existence of the electron acoustic mode in a certain domain of the core-to-halo density and temperature. When the halo evdf is modeled by a kappa evdf with a low κ -value, the resonance due to the electron acoustic mode is less visible on the mutual impedance spectra. Second, we apply the modeling in a more realistic plasma in order to characterize the robustness of the experiment in the Hermean magnetospheric and the solar wind plasma. We show that the halo component of the evdf typically observed in the solar wind is neglected by the AM²P experiment close to the perihelion but it can slightly affect the spectra close to the aphelion. Moreover, the AM²P experiment operating in Double-Wire (push-pull) mode should be in the limit of the measurement of the electron density when operating in the low density Hermean magnetospheric plasma. We expect the mutual impedance spectra acquired in these regions to be rather flat so that the expected resonance close to the plasma frequency might not be clearly visible in the low-density plasma surrounding Mercury. Therefore, the detection of the plasma frequency might be challenging for the AM²P experiment in such regions. Measurements of the plasma bulk properties from SORBET and the Langmuir Probes might cover the range of the electron density measurements in these regions. Note that the quasi-thermal noise spectroscopy is also

sensitive to the presence of suprathermal electrons modeled by a kappa evdf (Le Chat et al., 2009). In the contrary, this study shows that mutual impedance spectra acquired in the solar wind close to Mercury where MIO/MMO shall spend most of the operating time (either the free solar wind, the magnetosheath, or the mixing layer between the solar wind and the Hermean plasmas) will give access to the plasma density. In particular, the modeling of the AM²P mutual impedance spectra described in this paper shows that, in the solar wind plasma, the mutual impedance cut-off frequency will represent a fast and efficient estimation of the plasma frequency, and therefore of the plasma density, which represent direct useful practical input for the future data processing of the AM²P instrument. This work should be used also in the future, for the mutual impedance experiment RPWI/MIME onboard the JUICE spacecraft. This experiment will operate in the Jovian system in order to constrain the plasma bulk properties in the Jupiter magnetosphere and in particular in the ionosphere of Ganymede.

AUTHOR CONTRIBUTIONS

NG: performed the analysis and wrote the paper; PH: Ph.D. supervisor, Lead Co-Investigator of AM²P, supervised the paper; GW: helped about the modeling of the mutual impedance response; MM: helped about the suprathermal electrons; OR: helped about the plasma physics; CB: helped about the background of the story of the mutual impedance experiment; J-LR: Principal Investigator of the RPWI/MIME experiment onboard JUICE, helped about the principle of the experiment.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported by CNES and by ANR under the financial agreement ANR-15-CE31-0009-01. We acknowledge the financial support of label ESEP (Exploration Spatiale des Environnements Planétaires). The authors benefited from the use of the cluster Artemis (CaSciModOT) at the Centre de Calcul Scientifique en région Centre-Val de Loire (CCSC). Part of this work was inspired by discussions within International Team 402: Plasma Environment of Comet 67P after Rosetta at the International Space Science Institute, Bern, Switzerland.

REFERENCES

- Baker, D. N., Simpson, J. A., and Eraker, J. H. (1986). A model of impulsive acceleration and transport of energetic particles in Mercury's magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 91, 8742–8748. doi: 10.1029/JA091iA08p08742
- Baluku, T. K., Hellberg, M. A., and Mace, R. L. (2011). Electron acoustic waves in double-kappa plasmas: application to Saturn's magnetosphere. *J. Geophys. Res. (Space Phys.)* 116:A04227. doi: 10.1029/2010JA016112
- Beghin, C. (1995). Series expansion of electrostatic potential radiated by a point source in isotropic Maxwellian plasma. *Radio Sci.* 30, 307–322. doi: 10.1029/94RS03167
- Beghin, C., and Debrie, R. (1972). Characteristics of the electric field far from and close to a radiating antenna around the lower hybrid resonance in the ionospheric plasma. *J. Plasma Phys.* 8, 287–310. doi: 10.1017/S0022377800007157
- Beghin, C., Debrie, R., Berthelier, J. J., Roux, D., Galperin, I. I., Gladyshev, V. A., et al. (1982). High resolution thermal plasma measurements aboard the Aureol 3 spacecraft. *Adv. Space Res.* 2, 61–66. doi: 10.1016/0273-1177(82)90150-8
- Béghin, C., Hamelin, M., Lebreton, J. P., Vallières, X., Moré, J., and Henri, P. (2017). Electron temperature anisotropy associated to field-aligned currents in the earth's magnetosphere inferred from rosetta mip-rpc observations during 2009 flyby. *J. Geophys. Res.* 122, 6964–6977. doi: 10.1002/2017JA024096
- Benkhoff, J., van Casteren, J., Hayakawa, H., Fujimoto, M., Laakso, H., Novara, M., et al. (2010). BepiColombo: comprehensive exploration of Mercury: mission overview and science goals. *Planet. Space Sci.* 58, 2–20. doi: 10.1016/j.pss.2009.09.020

- Blomberg, L. G., Matsumoto, H., Bougeret, J.-L., Kojima, H., Yagitani, S., Cumnock, J. A., et al. (2006). MEFISTO An electric field instrument for BepiColombo/MMO. *Adv. Space Res.* 38, 672–679. doi: 10.1016/j.asr.2005.05.032
- Broiles, T. W., Livadiotis, G., Burch, J. L., Chae, K., Clark, G., Cravens, T. E., et al. (2016). Characterizing cometary electrons with kappa distributions. *J. Geophys. Res.* 121, 7407–7422. doi: 10.1002/2016JA022972
- Chasseriaux, J. M., Debrie, R. D., and Renard, C. R. (1972). Electron density and temperature measurements in the lower ionosphere as deduced from the warm plasma theory of the h.f. Quadrupole probe †. *J. Plasma Phys.* 8, 231–253. doi: 10.1017/S0022377800007108
- Chateau, Y. F., and Meyer-Vernet, N. (1991). Electrostatic noise in non-Maxwellian plasmas - Generic properties and 'kappa' distributions. *J. Geophys. Res.* 96, 5825–5836. doi: 10.1029/90JA02565
- Christon, S. (1987). A comparison of the mercury and earth magnetospheres: electron measurements and substorm time scales. *Icarus* 71, 448–471. doi: 10.1016/0019-1035(87)90040-6
- Clark, G., Broiles, T. W., Burch, J. L., Collinson, G. A., Cravens, T., Frahm, R. A., et al. (2015). Suprathermal electron environment of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko: observations from the Rosetta Ion and Electron Sensor. *Astron. Astrophys.* 583:A24. doi: 10.1051/0004-6361/201526351
- Décrou, P. M. E., Béghin, C., and Parrot, M. (1978). Electron density and temperature, as measured by the mutual impedance experiment on board GEOS-1. *Space Sci. Rev.* 22, 581–595. doi: 10.1007/978-94-009-9527-7_18
- Fried, B. D., and Conte, S. D. (1961). *The Plasma Dispersion Function*. New York, NY: Academic Press.
- Gilet, N., Henri, P., Wattiaux, G., Cilibrasi, M., and Béghin, C. (2017). Electrostatic potential radiated by a pulsating charge in a two-electron temperature plasma. *Radio Sci.* 52, 1432–1448. doi: 10.1002/2017RS006294
- Grard, R. (1969). Coupling between two electric aeriels in a warm plasma. *Alta Freq.* 38, 97–101.
- Grard, R. (1997). Influence of suprathermal electrons upon the transfer impedance of a quadrupolar probe in a plasma. *Radio Sci.* 32, 1091–1100. doi: 10.1029/97RS00254
- Henri, P., Vallières, X., Hajra, R., Goetz, C., Richter, I., Glassmeier, K.-H., et al. (2017). Diamagnetic region(s): structure of the unmagnetized plasma around Comet 67P/CG. *Month. Notices R. Astron. Soc.* 469, S372–S379. doi: 10.1093/mnras/stx1540
- Ho, G. C., Starr, R. D., Krimigis, S. M., Vandegriff, J. D., Baker, D. N., Gold, R. E., et al. (2016). Messenger observations of suprathermal electrons in mercury's magnetosphere. *Geophys. Res. Lett.* 43, 550–555. doi: 10.1002/2015GL066850
- Johnson, C. L., Purucker, M. E., Korth, H., Anderson, B. J., Winslow, R. M., Al Asad, M. M. H., et al. (2012). MESSENGER observations of Mercury's magnetic field structure. *J. Geophys. Res.* 117. doi: 10.1029/2012JE004217
- Kasaba, Y., Bougeret, J.-L., Blomberg, L. G., Kojima, H., Yagitani, S., Moncuquet, M., et al. (2010). The Plasma Wave Investigation (PWI) onboard the BepiColombo/MMO: first measurement of electric fields, electromagnetic waves, and radio waves around Mercury. *Planet. Space Sci.* 58, 238–278. doi: 10.1016/j.pss.2008.07.017
- Krall, N. A., and Trivelpiece, A. W. (1973). *Principles of Plasma Physics*. New York, NY: McGraw-Hill Book Company.
- Lazar, M., Pierrard, V., Shaaban, S. M., Fichtner, H., and Poedts, S. (2017). Dual Maxwellian-Kappa modeling of the solar wind electrons: new clues on the temperature of Kappa populations. *Astron. Astrophys.* 602:A44. doi: 10.1051/0004-6361/201630194
- Le Chat, G., Issautier, K., Meyer-Vernet, N., Zouganelis, I., Maksimovic, M., and Moncuquet, M. (2009). Quasi-thermal noise in space plasma: "kappa" distributions. *Phys. Plasmas* 16:102903. doi: 10.1063/1.3243495
- Mace, R. L., Amery, G., and Hellberg, M. A. (1999). The electron-acoustic mode in a plasma with hot suprathermal and cool Maxwellian electrons. *Phys. Plasmas* 6, 44–49. doi: 10.1063/1.873256
- Mace, R. L., and Hellberg, M. A. (1995). A dispersion function for plasmas containing superthermal particles. *Phys. Plasmas* 2, 2098–2109. doi: 10.1063/1.871296
- Maksimovic, M., Pierrard, V., and Riley, P. (1997). Ulysses electron distributions fitted with kappa functions. *Geophys. Res. Lett.* 24, 1151–1154. doi: 10.1029/97GL00992
- Maksimovic, M., Zouganelis, I., Chaufray, J.-Y., Issautier, K., Scime, E. E., Littleton, J. E., et al. (2005). Radial evolution of the electron distribution functions in the fast solar wind between 0.3 and 1.5 AU. *J. Geophys. Res.* 110:A09104. doi: 10.1029/2005JA011119
- Meyer-Vernet, N., Issautier, K., and Moncuquet, M. (2017). Quasi-thermal noise spectroscopy: the art and the practice. *J. Geophys. Res.* 122, 7925–7945. doi: 10.1002/2017JA024449
- Moncuquet, M., Matsumoto, H., Bougeret, J.-L., Blomberg, L. G., Issautier, K., Kasaba, Y., et al. (2006). The radio waves and thermal electrostatic noise spectroscopy (SORBET) experiment on BepiColombo/MMO/PWI: scientific objectives and performance. *Adv. Space Res.* 38, 680–685. doi: 10.1016/j.asr.2006.01.020
- Navet, M., Bertrand, P., Feix, M., Rooy, B., and Storey, L. (1971). Problemes et modeles en theorie des sondes radiofrequences. *J. Phys. Colloq.* 32, C5b–189–C5b–191.
- Pierrard, V., Lazar, M., Poedts, S., Štverák, Š., Maksimovic, M., and Trávníček, P. M. (2016). The electron temperature and anisotropy in the solar wind. Comparison of the core and halo populations. *Solar Phys.* 291, 2165–2179. doi: 10.1007/s11207-016-0961-7
- Pottelette, R., Rooy, B., and Fiala, V. (1975). Theory of the mutual impedance of two small dipoles in a warm isotropic plasma. *J. Plasma Phys.* 14, 209–243. doi: 10.1017/S0022377800009533
- Pottelette, R., and Storey, L. R. O. (1981). Active and passive methods for the study of non-equilibrium plasmas using electrostatic waves. *J. Plasma Phys.* 25, 323–350. doi: 10.1017/S0022377800023151
- Rooy, B., Feix, M. R., and Storey, L. R. O. (1972). Theory of a quadrupolar probe for a hot isotropic plasma. *Plasma Phys.* 14, 275–300. doi: 10.1088/0032-1028/14/3/005
- Schippers, P., Blanc, M., André, N., Dandouras, I., Lewis, G. R., Gilbert, L. K., et al. (2008). Multi-instrument analysis of electron populations in Saturn's magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 113:A07208. doi: 10.1029/2008JA013098
- Schlumberger, C. (1920). *Étude sur la Prospection électrique du Sous-sol, par C. Schlumberger*, Paris: Gauthier-Villars.
- Storey, L. R. O., Aubry, M. P., and Meyer, P. (1969). "A quadripole probe for the study of ionospheric plasma resonances," in *Plasma Waves in Space and in the Laboratory*, eds J. O. Thomas and B. J. Landmark (New York, NY: Edinburgh University Press), 303.
- Štverák, Š., Maksimovic, M., Trávníček, P. M., Marsch, E., Fazakerley, A. N., and Scime, E. E. (2009). Radial evolution of nonthermal electron populations in the low-latitude solar wind: helios, Cluster, and Ulysses Observations. *J. Geophys. Res.* 114:A05104. doi: 10.1029/2008JA013883
- Summers, D., and Thorne, R. M. (1991). The modified plasma dispersion function. *Phys. Fluids B* 3, 1835–1847. doi: 10.1063/1.859653
- Trotignon, J. G., Béghin, C., Lagoutte, D., Michau, J. L., Matsumoto, H., Kojima, H., et al. (2006). Active measurement of the thermal electron density and temperature on the Mercury Magnetospheric Orbiter of the BepiColombo mission. *Adv. Space Res.* 38, 686–692. doi: 10.1016/j.asr.2006.03.031
- Trotignon, J. G., Michau, J. L., Lagoutte, D., Chabassière, M., Chalumeau, G., Colin, F., et al. (2007). RPC-MIP: the mutual impedance probe of the Rosetta plasma consortium. *Space Sci. Rev.* 128, 713–728. doi: 10.1007/s11214-006-9005-1
- Vasyliunas, V. M. (1968). A survey of low-energy electrons in the evening sector of the magnetosphere with OGO 1 and OGO 3. *J. Geophys. Res.* 73, 2839–2884. doi: 10.1029/JA073i009p02839
- Wenner, F. (1915). A method for measuring earth resistivity. *J. Washington Acad. Sci.* 5, 561–563. doi: 10.1016/S0016-0032(15)90298-3

Conflict of Interest Statement: The authors declare that the research was conducted in the absence of any commercial or financial relationships that could be construed as a potential conflict of interest.

Copyright © 2019 Gilet, Henri, Wattiaux, Myllys, Randriamboarison, Béghin and Rauch. This is an open-access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution License (CC BY). The use, distribution or reproduction in other forums is permitted, provided the original author(s) and the copyright owner(s) are credited and that the original publication in this journal is cited, in accordance with accepted academic practice. No use, distribution or reproduction is permitted which does not comply with these terms.

A.3 Observations of cold electrons by RPC-MIP at 67P/Churuymov-Gerasimenko, submitted to Astronomy & Astrophysics

Observations of a mix of cold and warm electrons by RPC-MIP at 67P/Churyumov-Gerasimenko

N. Gilet¹, P. Henri^{1,2}, G. Wattiaux³, N. Traoré¹, A.I. Eriksson⁴, X. Vallières¹, J. Moré¹, O. Randriamboarison¹, E. Odelstad^{4,5}, F. L. Johansson^{4,5} and M. Rubin⁶

¹ Laboratoire de Physique et Chimie de l'Environnement et de l'Espace (LPC2E), CNRS, Université d'Orléans, Orléans, France
e-mail: nicolas.gilet@cnrs-orleans.fr

² Laboratoire Lagrange, OCA, UCA, CNRS, Nice, France

³ Université de Toulouse, LAPLACE-UMR 5213, F-31062 Toulouse, France

⁴ Swedish Institute of Space Physics, Box 537, 75121 Uppsala, Sweden

⁵ Department of Physics and Astronomy, Uppsala University, Box 516, 75210 Uppsala, Sweden

⁶ Physikalisches Institut, University of Bern, Sidelerstrasse 5, 3012, Bern, Switzerland

Received ???; accepted ???

ABSTRACT

Context. The Mutual Impedance Probe (MIP) of the Rosetta Plasma Consortium (RPC) onboard the Rosetta orbiter operated during more than two years from August 2014 to September 2016 to monitor the electron density in the cometary ionosphere of 67P/Churyumov-Gerasimenko. Based on the resonance principle of the plasma eigenmodes, recent models of the mutual impedance experiment have shown that in a two-electron temperature plasma, such an instrument is able to separate the two electron populations and retrieve their properties.

Aims. The goal of this paper is to identify and characterize regions of the cometary ionized environment filled by a mix of cold and warm electron populations, observed by Rosetta during the cometary operation phase from August 2014 to September 2016.

Methods. To reach this goal, this study identified and investigates the *in-situ* mutual impedance spectra dataset of the RPC-MIP instrument that contains the characteristics of a mixed of cold and warm electrons, with a special focus on instrumental signatures typical of large cold-to-total electron density ratio (from 60% to 90%), i.e. regions strongly dominated by the cold electron component.

Results. We show that observational signatures of a mix of cold and warm cometary electrons strongly depend on the cometary latitude. Indeed, in the southern hemisphere of 67P, where the neutral outgassing activity was higher than in northern hemisphere during post-perihelion, the cold electrons were more abundant, confirming the role of electron-neutral collisions in the cooling of cometary electrons. We also show that the cold electrons are mainly observed outside the nominal electron-neutral collision-dominated region (exobase), where electrons are expected to have cooled down, which indicates that the cold electrons have been transported outward. Finally, RPC-MIP detected cold electrons far from the perihelion where the neutral outgassing activity is lower, in regions where no electron exobase was expected to have formed. This suggests a more frequent or efficient cooling of the electrons by the cometary neutrals, than expected for a radially expanding ionosphere.

Key words. Mutual impedance Probe, Langmuir Probe, Rosetta, 67P/Churyumov-Gerasimenko, Cometary plasma, Cold electrons, Modeling of synthetic mutual impedance response

1. Introduction

As a comet nucleus approaches the Sun, the solar thermal forcing increases and the cometary volatiles sublimate so that the outgassing activity of neutral particles increases (Hansen et al. 2016). A cometary atmosphere, mainly composed of water, carbon monoxide and carbon dioxide (Gasc et al. 2017; Hoang et al. 2017), expands because of the low cometary gravity. This atmosphere gets ionized through different mechanisms (Cravens et al. 1987; Galand et al. 2016; Héritier et al. 2017, 2018): (i) by photoionisation by Extrem Ultra Violet solar flux, (ii) by electron-impact ionisation by energetic electron or (iii) by solar wind impact ionisation and charge exchange, to form a cometary ionosphere that eventually interacts with the surrounding solar wind plasma. The plasma surrounding the comet nucleus is characterized by the coexistence of several electron populations. First, the electrons released by photoionisation are expected to have a temperature T_e around 10 eV (Vigren & Galand 2013). Second, electrons at lower temperatures, resulting from the cooling by

neutral-plasma interactions, can be observed (Engelhardt et al. 2018). The cometary neutrals are expected to have a temperature around 0.01 eV (Gulkis et al. 2015). Therefore, the temperature of the electrons cooled by the neutrals can decrease down to the temperature of the neutrals themselves. Third, as the comet evolves in the solar system, high-energetic electrons (> 20 eV) from solar wind origin can be observed around the nucleus (Myllys et al. 2019).

Previous space cometary missions confirmed the presence of several electron populations in the ionised environment of a comet. For instance, two plasma experiments on board the International Cometary Explorer (ICE) spacecraft characterized the electrons in the tail of the comet 21P/Giacobini-Zinner (von Rosening et al. 1986). The electron spectrometer measured a hot component (~80 eV) considered as the halo component of the solar wind plasma, a mixed component (~10 eV) and a third component (~4 eV) resulting from photoionisation of the coma gas (Zwickl et al. 1986). At the same time, the thermal plasma noise spectroscopy experiment measured a decrease of the elec-

tron temperature from a warm component (~ 12 eV) to a slightly colder component (~ 1 eV) when the ICE spacecraft came closer to the nucleus (Meyer-Vernet et al. 1986). These two observations of the electrons were only possible during one fly-by at large distances from the nucleus (~ 7800 km). Therefore, the origin and the evolution of the different electron populations during a comet life cycle were out of scope.

More recently, the Rosetta spacecraft escorted the comet 67P/Churyumov-Gerasimenko (Churyumov & Gerasimenko 1972) (hereafter 67P) during more than two years, from August 2014 to September 2016. Three instruments from the Rosetta Plasma Consortium (RPC, Carr et al. (2007)) monitored the plasma properties such as the electron density and the electron temperature in different electron energy ranges: the Ion-Electron Sensor (RPC-IES, Burch et al. (2007)), the Langmuir Probes (RPC-LAP, Eriksson et al. (2007)) and the Mutual Impedance Probe (RPC-MIP, Trotignon et al. (2007)). RPC-LAP and RPC-IES have already characterized different electron populations around 67P. Through the 3D-electron velocity distribution functions (evdf) measured by the particle spectrometer RPC-IES, the density and the temperature of the warm and the hot electron populations have been extracted by a fitting method between the *in-situ* observed evdf and a dataset of synthetic evdf modeled by a double-Kappa functions (Clark et al. 2015; Broiles et al. 2016a,b; Myllys et al. 2019). At the beginning of the cometary phase of the Rosetta mission far from the perihelion (~ 3 AU), Broiles et al. (2016b) found a hot component (~ 0.01 cm $^{-3}$ and ~ 40 eV) seen as suprathermal electrons with a solar wind origin and a dense warm component (~ 10 cm $^{-3}$ and ~ 16 eV). Recently, Myllys et al. (2019) extended the fitting method to all heliocentric distances. They showed that the warm population temperature remained roughly constant (~ 5 - 10 eV) while the hot population became hotter (from ~ 15 eV to ~ 25 eV) when the comet was close to perihelion.

The warm electron population was monitored by RPC-LAP and RPC-MIP. RPC-LAP characterized the temperature of the warm population around 3-10 eV through the measurement of the spacecraft potential (Odelstad et al. 2015) while RPC-MIP monitored this electron core density through the measurement of the electron plasma frequency (Chasseriaux et al. 1972). Furthermore, these two instruments measured, with independent methods, a cold electron component (~ 0.1 eV) that appears to be mixed with the warm electron component (Gilet et al. 2017; Engelhardt et al. 2018; Odelstad et al. 2018; Wattiaux et al. 2019). The cold electrons have a strong effect on the classical measurement of the current-voltage from the Langmuir probes (Eriksson et al. 2017) and the presence of cold electrons can be detected by RPC-LAP when these cold electrons dominate the plasma. From RPC-MIP point of view, the mutual impedance spectrum analysis is assisted by the theory and the modeling of the instrumental response. Indeed, the instrumental response strongly depends on both the electron velocity distribution function (evdf) and the spacecraft geometry. The effect of simplified evdf on the probe response has been studied in several theoretical papers during the past decades (Grard 1969; Navet et al. 1971; Chasseriaux et al. 1972; Béghin 1995). Recently, Gilet et al. (2017) modeled the instrumental response for an idealized mutual impedance probe in a two-electron temperature plasma, using interplanetary plasma conditions where the Debye length is of the order of the transmitter-receiver distance. This study showed that in certain plasma conditions, two clear resonances are visible on the synthetic mutual impedance spectra in presence of a mix of two electron populations characterized by different temperatures. Furthermore, Wattiaux et al. (2019) ap-

plied the modeling of the electrostatic potential to the mutual impedance response for the RPC-MIP instrument by taking into account the instrument and spacecraft geometry and, more important, spacecraft charging. Indeed, Rosetta was often observed to be at a negative floating potential (Odelstad et al. 2017), so that the electrons are repelled by the spacecraft and the boom where RPC-MIP is located. Such conditions are responsible for the formation of an (electron depleted) ion sheath surrounding the RPC-MIP instrument, where the electrons are not present. To take into account this important property, Wattiaux et al. (2019) modeled the instrumental response using the Discrete-Surface-Charge-Distribution (DSCD) method (Béghin & Kolesnikova 1998; Geiswiller et al. 2001) that consists in considering each charging surface on the spacecraft as a transmitter, and for the first time, also considering a plasma sheath surrounding the instrument. They showed that in a two-electron temperature plasma, a double-resonance can be visible on the synthetic RPC-MIP spectra for a large enough cold-to-total density ratio (from 60% to 90%) and a large enough warm-to-cold temperature ratio (> 20). In this study, we focus on this regime, characterized by a large amount of cold cometary electrons.

During the cometary phase of the Rosetta mission from 1st August 2014 to 30th September 2016, RPC-MIP measured a variety of mutual impedance spectra exhibiting such features and indicating the presence of a mixture of cold and warm electron populations in the ionosphere of 67P. During this time period, the Rosetta spacecraft orbited around the comet 67P at all latitudes and at all longitudes. The cometocentric distance of Rosetta varied from few kilometers (down to the surface of 67P after landing at the end of the mission) to 1500 km during two excursions (Taylor et al. 2017). The heliocentric distance varied from 3.6 AU at the beginning of the mission, to 1.25 AU at the perihelion, and back to 3.8 AU at the end of the cometary operations. Therefore, the RPC-MIP instrument measured mutual impedance spectra (i) in a large range of different locations around the comet and (ii) in a large heliocentric distance range from the Sun. The goal of this paper is to make use of this large dataset to (i) give an overview of the cold electrons observed by the mutual impedance probe RPC-MIP during the cometary phase mission from 2014 August to 2016 September using the double-resonance observations on the mutual impedance spectra and (ii) discuss the origin of those cold cometary electrons.

The paper is organized as follows. First, RPC-MIP and RPC-LAP instruments and the acquired dataset are described in section 2. Second, we detail the features observed on the RPC-MIP spectra in presence of a two-electron temperature plasma through the modeling of the instrumental response in section 3. We show that the spectral signature of interest, namely a double-resonance in the mutual impedance spectra, can only be observed in certain operational modes of RPC-MIP. The modeling of RPC-MIP spectra is used to explain this property and select the operational mode that is most favorable to the study of cold cometary electrons. We also provide an overview of the observation of cold electrons by RPC-MIP for the whole cometary phase of the Rosetta mission from 2014 August to 2016 September. Third, in section 4, we study the observations of cold electrons by RPC-MIP with the parameters of interest (latitude, longitude, cometocentric distance, ...). We show that the cold electron detections are observed at all heliocentric distances (near perihelion at 1.25 AU to the end of the mission at 3.8 AU), but preferentially in the hemisphere characterized by a higher outgassing activity. Furthermore, cold electrons were even observed when the electron-neutral collision-dominated region (Mandt et al. 2016) – where electrons are expected to have cooled down – was not

expected to have formed. Finally, in section 5, we compare the observation of cold electrons of RPC-MIP with the detections made by RPC-LAP. We also discuss the origin of the cold electrons observed by the two instruments. We conclude our study in section 6.

2. Instrumentation and data

In this section, we describe the two plasma instruments onboard Rosetta that will be considered in this study: the Mutual Impedance Probe (RPC-MIP, section 2.1) and the Langmuir Probes (RPC-LAP, section 2.3). We also describe the RPC-MIP dataset composed of the *in-situ* acquired mutual impedance spectra and we present the method to determine the thermal electron density from the mutual impedance spectra (section 2.2).

2.1. RPC-MIP experiment

The Mutual Impedance Probe (RPC-MIP) onboard the Rosetta orbiter monitored the plasma bulk properties of the ionosphere of 67P/Churyumov-Gerasimenko (Trotignon et al. 2007). As a part of the Rosetta Plasma Consortium (RPC) (Carr et al. 2007), the type of experiment was designed to assess the thermal electron density and, under certain plasma conditions, the electron temperature of the surrounding plasma (Chasseriaux et al. 1972). The mutual impedance probe is based on the resonance principle of the propagation of plasma eigenmodes (Krall & Trivelpiece 1973) in order to extract the characteristic frequencies of the surrounding plasma, in particular the electron plasma frequency, directly related to the electron density.

Since the beginning of the space exploration, this experiment was deployed in several space missions onboard spacecraft or rockets around planetary environments as such the Earth ionosphere or magnetosphere (Storey et al. 1969; Béghin & Debrie 1972; Décreau et al. 1978; Béghin et al. 1982) and for the first time with RPC-MIP, in the interplanetary plasma. Moreover, the Active Measurement of Mercury's Plasma (AM²P) experiment (Trotignon et al. 2006) from the Plasma Wave Investigation (PWI) is part of the payload of the BepiColombo Mio/MMO spacecraft (JAXA) which successfully launched in October 2018, in order to characterize the Hermean magnetospheric and the near-Mercury solar wind plasma after a 7.2 years cruise phase. Furthermore, a similar experiment will be also deployed for the JUICE (Jupiter ICy Moons Explorer) mission which launch is scheduled for 2022. This mutual impedance experiment, called Mutual Impedance Measurement (MIME), part of the Radio Wave Plasma Investigation (RPWI), will monitor the plasma bulk properties on the Jovian system and in particular the ionosphere of Ganymede. Finally, a mutual impedance experiment is currently planned for the future ESA's mission Comet Interceptor, selected in June 2019 for a launch in 2028. This mission will characterize a dynamically new comet with multi-point measurements made by a main spacecraft (ESA) and two accompanying daughter spacecraft (ESA, JAXA).

The RPC-MIP experiment (Trotignon et al. 2007) is an active instrument composed of two receiving and two transmitting electrodes, carried by a 1m-long bar, mounted at the edge of a 1.8-m boom (Fig. 1). The transmitters (E_1 and E_2) inject a frequency-dependent current $I(\omega)$ while the receivers (R_1 and R_2) measure the difference of (complex) amplitude of the electric potential $\Delta V(\omega) = V_{R_2}(\omega) - V_{R_1}(\omega)$ at the same frequency ω . The complex impedance $Z(\omega) = V(\omega)/I(\omega)$ derived from the coupling between the transmitters and the receivers depends on the plasma

properties. By onboard Fourier analysis of the instrument temporal response, a mutual impedance spectrum can be built by varying, step by step, the emitted frequency around the expected characteristic frequencies of the encountered medium. The frequency range of the RPC-MIP goes from 32 kHz to 1 MHz.

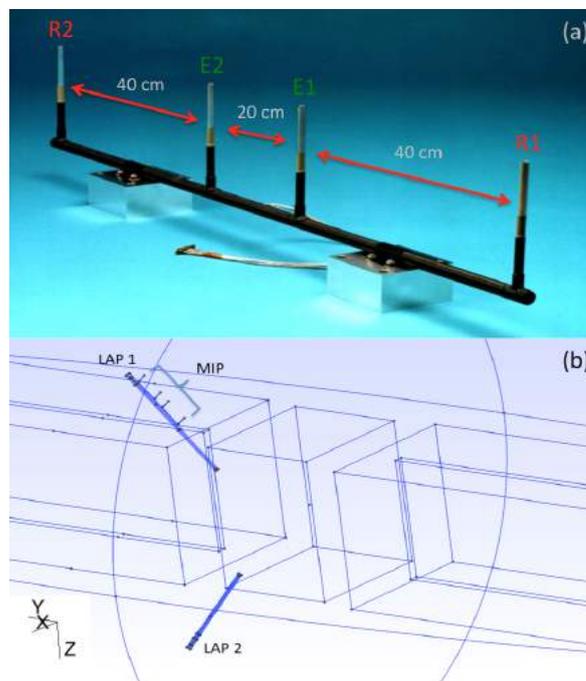


Fig. 1. (a) The Mutual Impedance Probe (RPC-MIP) onboard the Rosetta spacecraft consists of two transmitters (E_1 and E_2) and two receivers (R_1 and R_2) carried by a 1m-long bar (picture adapted from (Trotignon et al. 2006)) and (b) the RPC-MIP location at the edge of a 1.8-m boom on the Rosetta spacecraft and location of the two Langmuir probes (RPC-LAP1 and RPC-LAP2).

To isolate the effect of the plasma on the potential radiated by the emission part of a mutual impedance probe, we work with the mutual impedance spectrum normalized to the spectrum that is obtained in vacuum

$$H(\omega) = \frac{\Delta Z(\omega)}{\Delta Z_0(\omega)} = \frac{V_{R_2}(\omega) - V_{R_1}(\omega)}{V_{R_2,0} - V_{R_1,0}} \quad (1)$$

where ΔZ and ΔZ_0 represent the mutual impedance of a probe surrounded by a plasma and in vacuum, respectively, and V_{R_i} (resp. $V_{R_i,0}$) is the voltage measured by the receiver R_i in the plasma (resp. in vacuum). A typical mutual impedance spectrum acquired by RPC-MIP is shown in figure 2.

During the cometary phase of the Rosetta mission, RPC-MIP operated in two main modes. The first mode, named Short Debye Length (SDL), has been designed for a surrounding cometary plasma where the typical Debye length is of the order of - or shorter than - the transmitter-receiver distance i.e. $\lambda_D < 40$ cm.

Density measurements can be extended to lower densities - i.e. larger Debye lengths, up to about 2 m - by using the so-called Long Debye Length (LDL) mode. In this mode, the LAP2 spherical probe (Fig. 1) is used as a transmitter, located at about 4 m from the RPC-MIP receivers, while the RPC-MIP transmitters E_1 and E_2 are switched-off. However, the LDL mode operated in a emission frequency range that does not exceed 168 kHz which is not sensitive to the plasma densities above about 350 cm^{-3} . Since cold electrons were observed where the total electron density was usually higher than this value, this study only focuses on

measurement done with the SDL mode. The SDL mode can be used with four different SDL operational sub-modes called E_1 , E_2 , Anti-Phased and Phased. In the E_1 (resp. E_2) sub-mode, only the transmitter E_1 (resp. E_2) transmits actively a potential in the plasma, which is measured by the two receivers R_1 and R_2 . In Anti-Phased (resp. Phased) SDL sub-mode, the two transmitters actively emit a potential in the plasma, both in phase opposition (resp. in phase). The use of the four SDL sub-modes during the whole mission is discussed in section 3.3. Each of these SDL operational sub-modes have been used at different time rates and the cadence of the RPC-MIP measurement might vary during the comet phase: from a lower time resolution in the so-called "normal mode" (~ 32 s in SDL mode) to a higher-cadence measurement in the so-called "burst mode" (~ 3.5 s in SDL mode).

2.2. RPC-MIP dataset

The main dataset of the RPC-MIP experiment consists of mutual impedance spectrograms (Henri et al. 2017; Hajra et al. 2018). Informations on the plasma bulk properties can be extracted from the shape of the mutual impedance spectrum such as the electron density if: (i) the electron plasma frequency is contained in the operated frequency range and (ii) the Debye length is lower than the transmitter-receiver distance (Chasseriaux et al. 1972). This experiment measures the plasma waves, depending on the surrounding plasma and the magnetic field properties. For instance, during the three Rosetta Earth fly-bys, RPC-MIP measured the electron cyclotron frequency and its harmonics, together with the electron plasma frequency in the Earth magnetosphere (Béghin et al. 2017). However, in the cometary plasma the ambient magnetic field amplitude is too weak for a detection of the electron cyclotron frequency by RPC-MIP and only the electron plasma frequency can be detected.

The electron plasma frequency f_p is extracted in the close vicinity of the principal resonance in the mutual impedance spectra. Note that the electron plasma frequency can be shifted from the frequency corresponding to the maximum amplitude, in particular in the case where the electron density is low i.e. the Debye length is of the order of the transmitter-receiver distance. The total electron density, n_e , is then directly determined from the identification of the electron plasma frequency on the mutual impedance spectra.

A typical *in-situ* acquired RPC-MIP mutual impedance spectrum where the instrument operated in Phased SDL sub-mode in the cometary plasma is shown in Fig. 2 (left panel). Note that all of the RPC-MIP spectra shown in this study have been cleaned up of instrumental artefacts, such as two known interferences around 150 kHz and 250 kHz and deleted by a linear interpolation. Moreover, all spectra have been normalized by the mutual impedance response in the solar wind (solar wind response hereafter) which depends on the operating mode. For each mode, the amplitude of the mutual impedance response in vacuum is computed by a mean of a large number of acquired spectra where the spectrum is flat, typically obtained when the electron density is too low for any detection i.e. in the solar wind plasma. For the spectrum shown in Fig. 2 (left panel), acquired in the cometary plasma, the plasma frequency f_p is identified as the maximum (vertical black line), with $f_p = 273$ kHz, corresponding to a total electron density $n_e = 924 \text{ cm}^{-3}$.

2.3. RPC-LAP experiment

RPC-LAP consists of two spherical Langmuir probes (LAP1 and LAP2, see fig.1) that are able to monitor different plasma parameters such as the electron density, the electron temperature or the spacecraft potential (Eriksson et al. 2007; Odelstad et al. 2015). In this study, we focus on the classical measurement made by Langmuir probe: the current-voltage (I-V) curve that corresponds to a sweep through voltages where the probe measures the resulting current. A typical I-V curve can be found in Eriksson et al. (2017, Fig. 2).

The RPC-LAP usually measured a current-voltage curve every 160 s intervals in normal mode and every 64 s in LDL mode. These measurements enable to constrain the value of the electron density n_e and the electron temperature T_e , and are therefore highly complementary to the RPC-MIP measurements. RPC-LAP was able to detect a cold electron population during a significant part of the cometary operation of the Rosetta orbiter around comet 67P (Eriksson et al. 2017; Engelhardt et al. 2018). We discuss the comparison between the observations of cold electrons made by RPC-MIP and RPC-LAP in section 5.

3. Detection capabilities of cold cometary electrons by RPC-MIP

In this section, we provide a study of the RPC-MIP capabilities of the cold cometary electrons. First, we characterize the cold electron signature in RPC-MIP spectra and show its dependence to plasma conditions in section 3.1. Second, we provide an overview of the cold cometary electron detections during the whole cometary phase of the Rosetta mission (section 3.2). Finally, we investigate the dependence of the detection of the cold electrons with the operational SDL sub-mode (section 3.3).

3.1. Cold cometary electron identification on synthetic mutual impedance spectra

The effect of a mixture of two electron populations on the measurement of the mutual impedance spectra has been characterized by Gilet et al. (2017) for an idealized mutual impedance probe and by Wattieaux et al. (2019) for the RPC-MIP experiment by taking into account the instrument and the spacecraft charging. By numerical modeling of the electrostatic potential induced by a transmitting electrode in the surrounding plasma, they computed synthetic mutual impedance spectra in a two-electron temperature plasma modeled by a sum of two Maxwellian electron velocity distribution functions (evdf). Both studies found that in some plasma conditions, depending on the electron density and temperature between the two populations, the amplitude of the mutual impedance spectrum exhibits a characteristic double-resonance. This feature can be explained by the fact that the mutual impedance experiment is based on the resonance principle of plasma eigenmodes (Krall & Trivelpiece 1973; Storey 1998). Indeed, these plasma eigenmodes determine the resonances that shape the mutual impedance spectra (see section 2.2). In a plasma modeled by a single or a double-Maxwellian evdf, there exists an infinite number of eigenmodes (Derfler & Simonen 1969; Chasseriaux et al. 1972; Gary 1993; Béghin 1995; Gilet et al. 2017). However, only the least damped poles have a strong effect on the propagation of the electrostatic potential radiated by the transmitter of the mutual impedance probe (Chasseriaux et al. 1972; Gilet et al. 2017).

In a Maxwellian plasma, the least damped poles are the Langmuir modes. The corresponding waves propagate at fre-

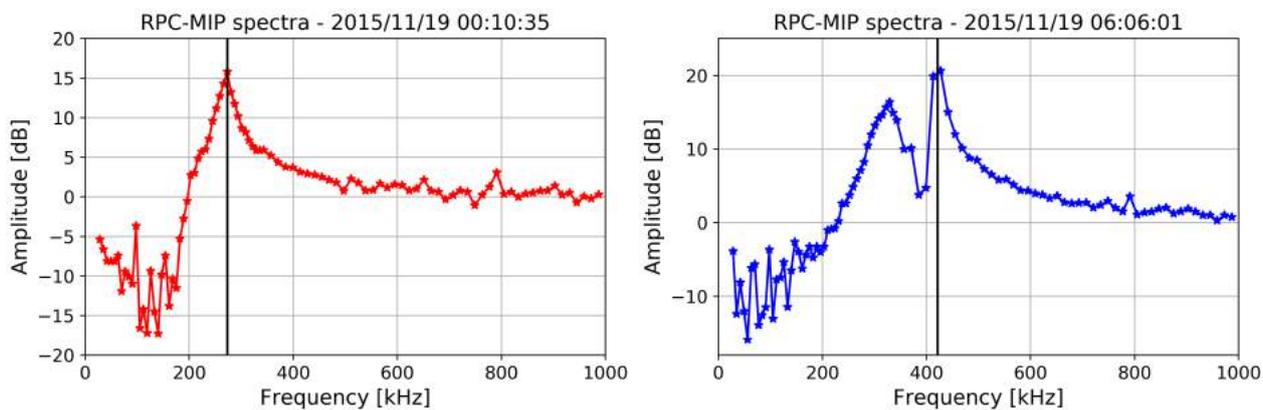


Fig. 2. Two typical *in-situ* acquired RPC-MIP mutual impedance spectra (after compensation of instrumental effects such as interferences and solar wind response removal) in the ionosphere of 67P, from which the electron plasma frequency f_p (shown by a vertical black line) is obtained, both in a plasma dominated by a warm electron population and characterized by a single-resonance (left panel), and in a plasma characterized by a mixture of warm and cold electron populations and characterized by a double-resonance (right panel). For the first (resp. second) spectrum, $f_p = 274$ kHz (resp. $f_p = 421$ kHz) corresponding to $n_e = 924$ cm $^{-3}$ (resp. $n_e = 2198$ cm $^{-3}$). These two spectra have been measured with the RPC-MIP Phased SDL sub-mode.

frequencies higher than the *total* electron plasma frequency f_p . In an unmagnetized plasma, the Langmuir waves are responsible of the resonance located in the mutual impedance spectra close to f_p which enable to retrieve the *total* electron density of the surrounded plasma.

In a plasma characterized by a sum of two Maxwellian evdf, two main eigenmodes propagate in the surrounded plasma : (i) the modified Langmuir waves, propagating for frequencies higher than f_p , and (ii) the electron acoustic modes, propagating for frequencies smaller than f_p (Gary 1993; Gilet et al. 2017). The superposition of these two waves produces a double-resonance in the mutual impedance spectra, the main one located close to the *total* electron plasma frequency f_p and an other one at a lower frequency, close to the plasma frequency of the colder electron population. Gilet et al. (2017) modeled the mutual impedance response in an idealized case, where the mutual impedance probe is totally immersed in the plasma and where the transmitters are seen as single pulsating point charges. However, this modeling of the mutual impedance spectra does not take into account two strong effects that can affect the *in-situ* observations: (i) the conducting Rosetta orbiter and structure of the RPC-MIP probe and (ii) the plasma sheath surrounding the orbiter and the instrument because of spacecraft charging. The influence of the plasma sheath on the mutual impedance response has been studied by Wattiaux et al. (2019) using a Discrete-Surface-Charge-Distribution (DSCD) method (Béghin & Kolesnikova 1998; Geiswiller et al. 2001). Wattiaux et al. (2019) has shown that, in the case of the RPC-MIP instrument configuration used in the so-called SDL mode, and with the typical parameters encountered in the cometary plasma by Rosetta, the characteristic of double-resonance signature on mutual impedance spectra is visible for a cold-to-total density ratio larger than 60% and a warm-to-cold temperature ratio higher than 30. Several examples of synthetic mutual impedance spectra are given in Appendix A.2, using different models of the RPC-MIP instrumental response each showing the appearance of an extra, second, resonance below the plasma frequency in this parameter regime, confirming the robustness of this spectral signature.

In this study, we make direct use of this robust spectral signature to detect the presence of a mix of cold and warm electrons around comet 67P, in regions dominated by the cold electron

population (from 60% to 90%). An *ad-hoc* algorithm has been developed in order to detect the double-resonances in the entire RPC-MIP dataset. This algorithm is detailed in Appendix B. An example of a typical *in-situ* acquired RPC-MIP spectrum showing such double-resonance is shown in Figure 2 (right panel). The *total* electron plasma frequency is located at 421 kHz corresponding to a *total* electron density equals to 2200 cm $^{-3}$. In the following section, we study the dataset of the RPC-MIP spectra acquired during the whole cometary phase of the mission from 2014 August to 2016 September in order to characterize the RPC-MIP detection capabilities of the cold electrons in the ionosphere of 67P.

3.2. Overview of the detection and the location of cold cometary electrons observed *in-situ* by RPC-MIP

An overview of the detection and the location of the cold cometary electrons observed by RPC-MIP for the whole cometary phase of the Rosetta mission, from 2014 August 1 to 2016 September 30, is reported in Figure 3. During the comet phase, the RPC-MIP operated in all modes (SDL and LDL) and sub-modes (E_1 , E_2 , Anti-Phased, Phased) but in different durations. The first panel shows the most frequent SDL sub-mode operated within a day over the cometary operations. The Anti-Phased SDL sub-mode is identified by yellow bars while the Phased mode is shown by the green bars. The two others SDL sub-modes E_1 and E_2 and the LDL mode are gathered and shaded in grey. The Anti-Phased SDL sub-mode (resp. the Phased SDL sub-mode) was the main mode from 2014 October to 2015 September (resp. 2015 September to the end of the mission). The effect on the cold electron detection by the SDL operational sub-modes is discussed in section 3.3.

The second panel contains a daily count of the cold electron detections by RPC-MIP (blue line) and the daily ratio of the cold electron detections with respect to the total acquired RPC-MIP spectra (red line). We clearly see that the detection of cold electrons are sizeable from 2015 July close to the perihelion until the end of the mission.

The third panel shows the location of the crossings into and out of the diamagnetic cavity (i.e. unmagnetized region) (Goetz et al. 2016b). This cavity have been observed by RPC-MAG

fluxgate magnetometer (Glassmeier et al. 2007) from 2015 April to 2016 February and are listed in Goetz et al. (2016a). RPC-LAP observed almost all the time cold electrons inside this diamagnetic region (Odelstad et al. 2018; Edberg et al. 2019). The cold electrons observed by RPC-MIP inside the diamagnetic cavity are discussed in section 4.4.

The fourth panel shows the distances of interest, all expressed in km and in logarithmic scale: (i) the cometocentric distance (black line) (ii) the average surface height of 67P (~ 2 km, red horizontal line) and (iii) the estimated maximum distance of the electron-neutral collision dominated region (Mandt et al. 2016) (blue points). Below this limit, the electrons are expected to be cooled by collisions with the neutrals (Eriksson et al. 2017). This region exists only close to the perihelion from 2015 March to 2016 March. However, RPC-MIP and RPC-LAP both observed cold electrons beyond 2016 March (panel two, see also (Engelhardt et al. 2018, Fig. 6)). Moreover, the Rosetta spacecraft was most of the time outside this region suggesting that the cold electrons cooled by neutrals are transported far from the comet. This is discussed in section 4.3.

The last panel shows the evolution of the latitude of Rosetta (green line) and the heliocentric distance of 67P (yellow line) expressed in AU. The cold electron detections are observed at all heliocentric distances from the perihelion (~ 1.25 AU) to the end of the mission at 3.8 AU. The cold electron detections dependence to the heliocentric distance (resp. latitude/longitude) is discussed in section 4.2 (resp. section 4.1).

3.3. Cold cometary electron detections as a function of the RPC-MIP operational SDL sub-mode

In this section, we report the detection of the double-resonance in the RPC-MIP spectra for each SDL sub-modes. For the four SDL sub-modes (section 2.1), we report (i) the count of acquired mutual impedance spectra, (ii) the count of electron densities extracted from the spectra after the identification of the electron plasma frequency, (iii) the percentage of cold electron detections compared to the number of provided electron densities for a given SDL sub-mode and (iv) the percentage of cold electron detections on the SDL sub-mode compared to the total cold electron detections for all SDL sub-modes. All of these parameters are listed in Table 1.

The E_1 SDL sub-mode has been used only few times ($\sim 2\%$) at the beginning of the cometary operations in 2014 August far from perihelion when Rosetta was far from 67P (~ 100 km). The total electron densities were not high enough ($< 100 \text{ cm}^{-3}$) for a detection of the electron plasma frequency by RPC-MIP. Therefore, the E_1 SDL sub-mode spectra does not enable to provide the electron plasma densities and therefore no cold electron detection.

The E_2 SDL sub-mode has been used during the whole mission but only over short time periods (~ 1 h). The electron density has been extracted only in 6% of the E_2 SDL sub-mode spectra and only few cold electron detections are observed ($\sim 1\%$ of the density detections).

The Anti-Phased SDL sub-mode was the main mode operated from 2014 September to 2015 September (34% of the total acquired spectra). Over all the acquired spectra in this mode, only 11% enables to retrieve the total electron density and only 2% of spectra was shaped by a double-resonance, characteristic for the presence of cold electrons. The cold electron detection for the Anti-Phased SDL sub-mode is concentrated close to perihelion (Fig. 3).

In 2015 September, the main mode was changed to the Phased SDL sub-mode until the end of the mission in 2016 September (60% of total acquired spectra). This SDL sub-mode provided electron densities for about half of the acquired spectra and cold electron detections account for 23% of the spectra. This represents 95% of the total cold electron detections using the different RPC-MIP SDL sub-modes throughout the whole cometary phase of the Rosetta mission.

The Anti-Phased and the Phased SDL sub-modes operated in almost the same ionospheric conditions in terms of heliocentric distance, cometocentric distance, latitude and neutral outgassing activity, leading to approximately the same conditions in terms of density and temperature for the warm electron population (Myllys et al. 2019). This means that the Phased SDL sub-mode enables a better determination of the electron plasma frequency (i.e. the total electron density). The amplitude of the mutual impedance spectra around the electron plasma frequency is related to the Debye length λ_D . When the Debye length is small (high electron density or low electron temperature) compared to the transmitter-receiver distance (~ 20 cm), the main resonance close to the electron plasma frequency is clearly shaped. When the Debye length is large, of the order of (resp. larger than) the transmitter-receiver distance, the shape of the resonance is less visible (resp. flat) and the measurement of the electron plasma frequency can be challenging or even impossible.

The difference of the electron detections observed between the Phased and Anti-Phased SDL sub-modes can be explained by the modeling of the mutual impedance spectra. Indeed, Watteiaux et al. (2019) modeled the mutual impedance spectra when RPC-MIP operated in Phased SDL sub-mode and Anti-Phased SDL sub-mode in the same plasma conditions. They concluded that the signal-to-noise ratio is higher in Phased SDL sub-mode, that enable to easily detect the resonances on mutual impedance spectra in this operating mode. Some examples of the modeling of the mutual impedance spectra in the Anti-Phased SDL sub-mode and in the Phased SDL sub-mode are shown in Appendix A.2. As the *total* electron plasma frequency resonance in Anti-Phased SDL sub-mode can not always been identified, the resonance located close to the *cold* plasma frequency could sometimes be identified as the main resonance which thus leading in some cases to an overestimation of the total plasma density (around 20%). Moreover, the total electron density increased close to the perihelion due to the increase of outgassing activity (Hoang et al. 2017; Héritier et al. 2018). Assuming that the temperature of the electrons is constant (Myllys et al. 2019), the Debye length decreases close to the perihelion thus enabling RPC-MIP to detect more easily the *total* electron plasma frequency. Therefore, the two resonances are visible in the RPC-MIP spectra for both SDL sub-modes. This could explain the detection of the cold electrons in Anti-Phased SDL sub-mode close to the perihelion from 2015 July to 2015 September.

In conclusion, the RPC-MIP operational mode that maximises the cold electron detection is the Phased SDL sub-mode, as shown by the observations and explained by the instrument modeling. Therefore, in the rest of this study we only focus on the cold electron observations on the mutual impedance spectra acquired in the Phased SDL sub-mode. In the next section, we provide the characteristics of the cold cometary electrons from the RPC-MIP measurement.

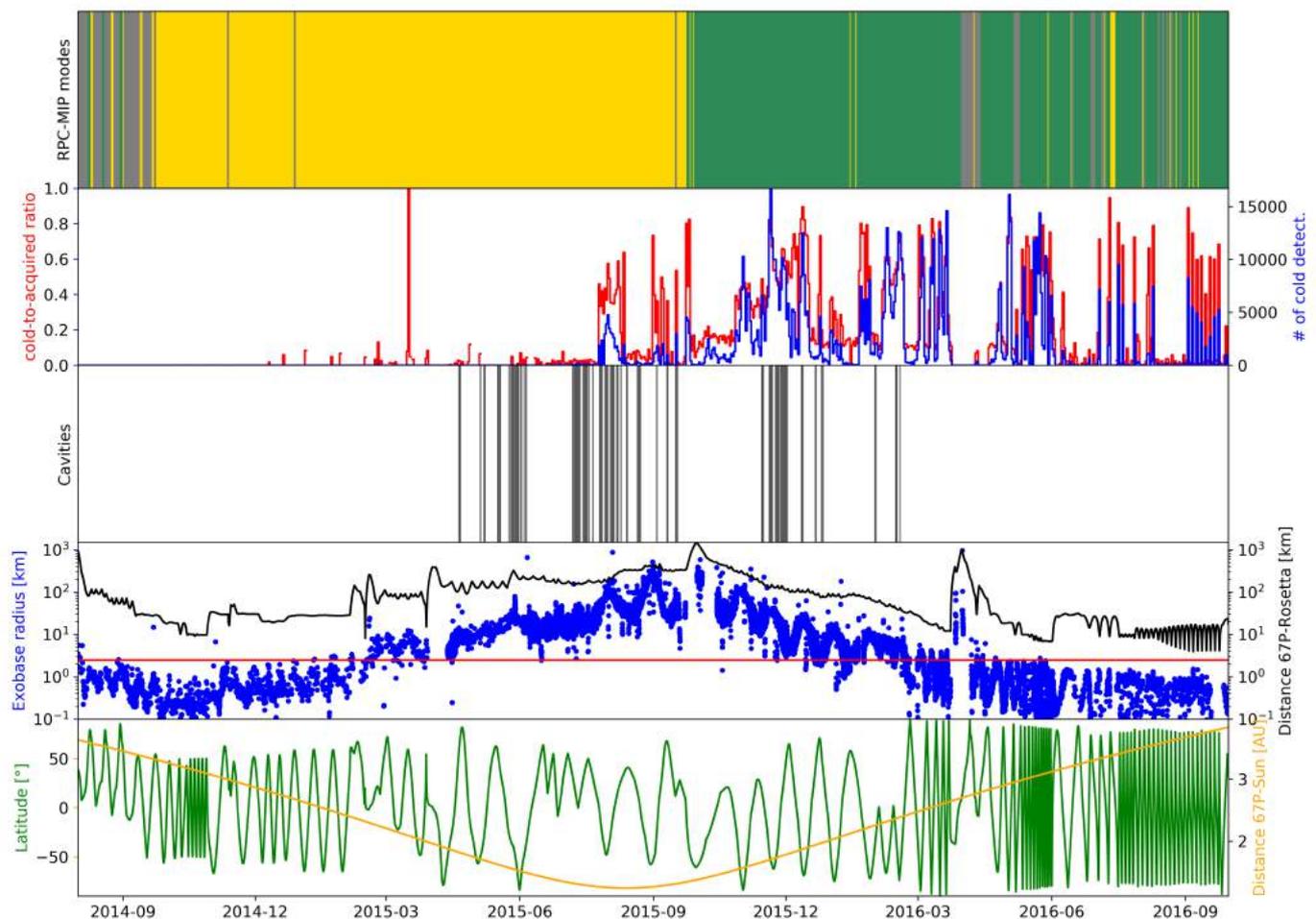


Fig. 3. Overview of the cometary phase mission. *First panel:* Main SDL/LDL mode operated by RPC-MIP per day: the Anti-Phased SDL sub-mode is represented in yellow, the Phased SDL sub-mode in green, and the others mode (E_1 , E_2 and LDL mode) in grey. *Second panel:* Daily average of the number of cold electron signature (blue line) and the ratio between the cold electron detection and the total number of measured spectra (red line). *Third panel:* Location of the diamagnetic cavity crossings observed by the RPC-MAG fluxgate magnetometer. *Fourth panel:* the cometocentric distance of Rosetta (black line) and the electron-neutral collision dominated region (exobase) (blue point) expressed in km in logarithmic scale. The surface of 67P is shown by the red line. *Fifth panel:* Rosetta latitude (green line) expressed in degrees and the heliocentric distance (yellow line).

Table 1. Characteristics of the RPC-MIP dataset per operational SDL sub-mode (E_1 , E_2 , Anti-Phased and Phased) for the whole cometary phase of the mission: (i) total count of acquired mutual impedance spectra, (ii) count of the extracted electron density from RPC-MIP spectra, (iii) percentage of cold electron detections for each SDL sub-mode and (iv) distribution of the cold electron detections.

SDL sub-modes	E_1	E_2	Anti-Phased	Phased
# of acquired spectra (% all)	125 687 (2%)	290 021 (4%)	2 338 146 (34%)	4 099 980 (60%)
# of retrieved e^- density on spectra (% per mode)	0 (0%)	18 709 (6%)	251 286 (11%)	2 089 204 (51%)
Spectra with cold e^- per mode (%)	0	0.88	2.10	22.89
Distribution of cold e^- detection (%)	0	0.26	4.95	94.79

4. Characteristics of the cold cometary electrons observed by RPC-MIP

In this section, we investigate the location of the cold cometary electrons depending on: (i) the latitude and the longitude (section 4.1), (ii) the heliocentric distance (section 4.2), (iii) the cometocentric and the exobase distances (section 4.3), and finally (iv) inside the unmagnetized plasma (section 4.4).

4.1. Cold cometary electrons properties as a function of latitude and longitude

Figure 4 shows 2D longitude/latitude maps of the fraction of RPC-MIP spectra showing a signature of cold electrons compared to the total RPC-MIP spectra acquired (named cold-to-acquired ratio in the rest of the study) in the Phased SDL sub-mode for two different periods. The first 2D-map (left panel) shows this ratio between 2015 September 4 and 2016 May 21 when the northern (resp. southern) hemisphere was in winter (resp. summer). The second panel shows the same ratio when the northern (resp. southern) hemisphere was in spring (resp. in

autumn). For both panels, the ratio value is given by the color bar. For both periods, the cold electron detection in the southern hemisphere was higher than in the northern hemisphere, which corroborate the observation of a higher neutral outgassing activity in the southern hemisphere throughout the post-perihelion phase of the Rosetta escort phase at the comet (Hoang et al. 2017).

Moreover, Figure 5 shows four histograms of the count of the total RPC-MIP spectra acquired in the Anti-Phased SDL sub-mode (black bars), the count of extracted electron density (red bars) and the count of RPC-MIP spectra with a cold electron signature (blue bars). Counts are plotted as functions of the cosine of the latitude (top panels) and of longitude (bottom panels). To ensure unbiased observation, we also plot the cold-to-acquired ratio (yellow squared line). We note that the cold-to-acquired ratio increases with decreasing latitudes, independently from the season, going from 0.1 ($\sin(\text{Latitude}) = 1$) to 0.6 ($\sin(\text{Latitude}) = -1$).

The number of *in-situ* acquired spectra is almost constant in longitude due to the rotation of the nucleus. The cold-to-acquired ratio is almost constant (~ 0.4) with a smooth maximum between -90° and 0° and between 120° and 180° , when Rosetta was more or less above to the neck region of the comet (i.e. when the illuminated cross section of the comet was large) whatever the season. The maximum ratio of cold electrons detected by RPC-MIP (low latitude, longitude corresponding to the neck region) can be compared with the map of the H_2O density (Hoang et al. 2017; Kramer et al. 2017). The maximum of neutral molecule density corresponds to the maximum of cold electrons detections by RPC-MIP. Therefore, the cometary cold electrons can be seen as electrons thermalized by collision with the neutrals.

4.2. Cold electrons as a function of the heliocentric distance

The neutral outgassing activity evolves with the distance from the Sun (Hansen et al. 2016) with a maximum located at perihelion (2015 August) when 67P was at 1.24 AU and decreased gradually when 67P moved away from the Sun. At the end of the cometary operation, 67P was at 3.8 AU from the Sun. Figure 6 shows an histogram of the counts of the total *in-situ* RPC-MIP spectra acquired in Phased SDL sub-mode (black bars), the counts of extracted electron density (red bars) and the counts of RPC-MIP spectra presented a cold electron signature (blue bars). All of the bars depends on the heliocentric distances expressed in AU. RPC-MIP observed cold electrons at all heliocentric distances from 1.25 AU, close to the perihelion, to 3.8 AU at the end of the cometary phase mission but with strong fluctuations as shown by the cold-to-acquired ratio (yellow line). Close to 2.7 AU, the detection of cold electrons decreases due to the fact that Rosetta was far from the comet (nightside excursion, shaded in grey). Moreover, during the last part of the mission (from 3.2 AU), RPC-MIP switched from burst mode (~ 3.5 s between two successive measurements) to normal mode (~ 30 s), explaining the decrease in the number of acquired RPC-MIP spectra. For each bar, we also computed the ratio of the period when Rosetta was above the southern hemisphere. This ratio is plotted in green squared line. Between 1.24 AU and 3.2 AU, a strong correlation is found between the RPC-MIP cold electron detections and the fact that Rosetta was in majority above the southern hemisphere (south-to-total latitude > 0.5). Therefore, the variability of the cold electron detections in heliocentric distance seems to be mainly related to the latitude and thus to the outgassing activity.

From August 2016, Rosetta described elliptical orbits with a periaapsis located in the southern hemisphere (see Figure 3). However, taking into account the observations in function of the cometocentric distance during the whole period (June-September 2016), Rosetta navigated in southern hemisphere as much as in northern hemisphere from 2 km to 15 km, corresponding to a south-to-total ratio around 0.5 (right bottom panel). Therefore, the effect of the cometocentric distance can be disangled to the latitude effect in the observation of cold electrons.

4.3. Cold electrons as a function of the cometocentric distance

Previous studies from RCP-MIP and RPC-LAP have shown that the total electron density varies as $1/r_{67P}$ where r_{67P} is the cometocentric distance (Edberg et al. 2015; Henri et al. 2017; Héritier et al. 2018). Myllys et al. (2019) showed that the warm electrons measured by the RPC-IES, corresponding to the one observed by RPC-LAP, similarly varies with the cometocentric distance. Figure 7 shows four histograms of the counts of RPC-MIP acquired spectra (black bars), the counts of RPC-MIP spectra for which the total electron density has been extracted (red bars) and the counts of the RPC-MIP spectra for which a mix of cold and warm electrons has been observed (blue bars) in the Phased SDL sub-mode as function of the cometocentric distance expressed in km. The cold-to-acquired ratio is also shown in yellow squared line, together with the fraction of times where Rosetta was in the southern hemisphere in green squared line. Each histogram corresponds to a different heliocentric distances range.

Close to perihelion (from 1.3 to 1.9 AU, corresponding to the period from 2015 September 12 to 2015 December 16, left-top panel), Rosetta navigated far from the comet from 100 km to 1500 km (only the part of the histogram up to 600 km is shown). As described in the previous section, the cold electron detections were more frequent when Rosetta was in the southern hemisphere, also visible in the histogram for a cometocentric distance around ~ 150 km and from 200 km to 300 km. Therefore, the variation of cold electron detection is mainly due to the latitude and not due to the cometocentric distance. The cold electrons are detected far from the comet when Rosetta was farther than 500 km from the nucleus. However, the cold-to-acquired ratio tends to decrease when Rosetta moves away from the nucleus. Indeed, this ratio ranges from 0.5 at around 100 km to 0.05-0.1 at around 600 km. This observation suggests that the cold electron density also decreases with the distance to the nucleus.

When 67P travelled from 1.9 AU to 2.6 AU (17 December 2015 to 17 March 2016), Rosetta was closer to the nucleus, i.e. between from 20 km and 100 km (right top panel). The effect of the higher outgassing activity in the summer hemisphere is also observed around 25 km with a maximum of cold electrons detection when Rosetta was mainly in the southern hemisphere and a minimum around 30 km when Rosetta was in the northern hemisphere. As observed previously, the cold-to-acquired ratio tends to 0 as the cometocentric distance increases. Similar observations can be made when the comet was between 2.6 AU to 3.2 AU.

During the last part of the cometary phase mission from 3.2 AU to 3.8 AU (14 June 2016 to 30 September 2016), when Rosetta was at the closest distance to the nucleus until the final descent (Taylor et al. 2017), we see that the cold-to-acquired ratio clearly decreases when the cometocentric distance increases. From 2 km to 15 km, Rosetta navigated at all latitudes, that corresponds to a south-to-total ratio around 0.5 (right bottom panel).

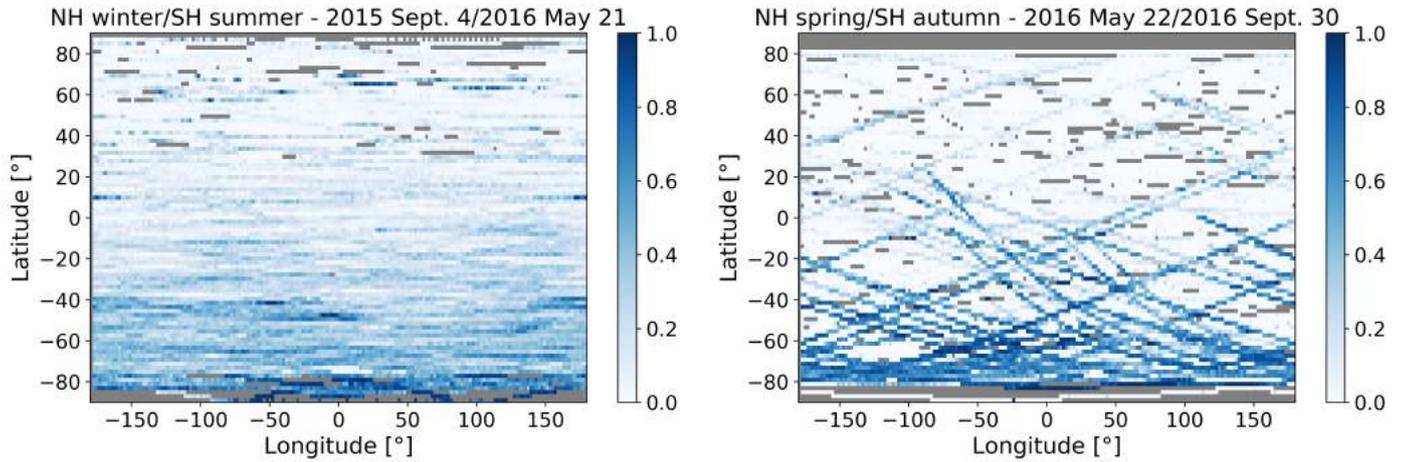


Fig. 4. Maps of the fraction of RPC-MIP spectra showing a cold electron signature compared to the total RPC-MIP spectra acquired in Phased SDL sub-mode. *Left panel:* 2D longitude/latitude map from 2015 Sept 4 to 2016 May 21 when the southern (resp. northern) hemisphere was in summer (resp. winter). *Right panel:* 2D longitude/latitude map from 2016 May 22 to 2016 Sept 30 when the southern (resp. northern) was in autumn (resp. spring). The color bar gives the cold-to-acquired ratio measured by RPC-MIP from 0 to 1 (white to blue). Grey corresponds to non-detection areas.

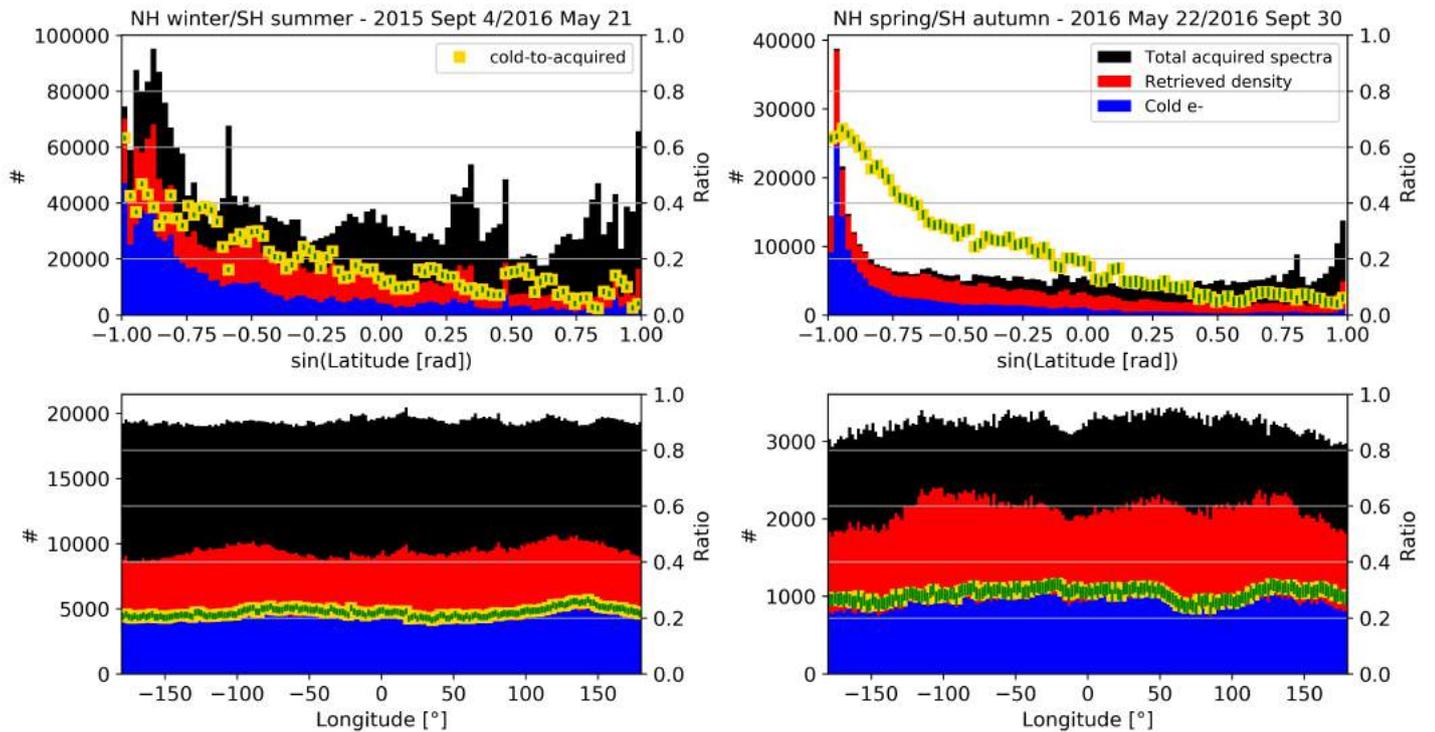


Fig. 5. Histograms of the count of RPC-MIP cold electron signatures (blue bars), the count of derived RPC-MIP electron densities (red bars) and the total count of mutual impedance spectra acquired in the Phased SDL sub-mode (black bars) compared to the sine of the latitude (top panels) and the longitude expressed in degrees (bottom panels). The cold-to-acquired ratio is shown in yellow squares. *Left panels:* From 2015 Sept 4 to 2016 May 21 corresponding to the southern (resp. northern) hemisphere in summer (resp. winter). *Right panels:* From 2016 May 22 to 2016 Sept 2016 corresponding to the southern (resp. northern) hemisphere in autumn (resp. spring).

Therefore, the observation of the cold electrons is less biased by the higher outgassing activity in the summer hemisphere. Thus, the decrease of the cold electron observations could be due to the fact that the *total* electron density decreases when Rosetta was far from the comet (Edberg et al. 2015; Odelstad et al. 2015).

In this study, we also investigated the cold electron observations with respect to the distance of the electron exobase where below this distance, the electron-neutral collisions are supposed to be frequent (Mandt et al. 2016). The exobase distance L_{en} has

conventionally been defined as follows:

$$L_{en} = r_{s/c}^2 n_{neutral} \sigma_{en} \quad (2)$$

where σ_{en} is the electron-neutral cross-section for 5 eV electrons on water molecules $\sigma_{en} \approx 5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ (Itikawa & Mason 2005), $r_{s/c}$ is the distance of the spacecraft from the nucleus and $n_{neutral}$ is the neutral density at the spacecraft location given by the ROSINA Comet Pressure Sensor (COPS) instrument (Balsiger et al. 2007). The exobase distance is shown in Fig. 3 in blue

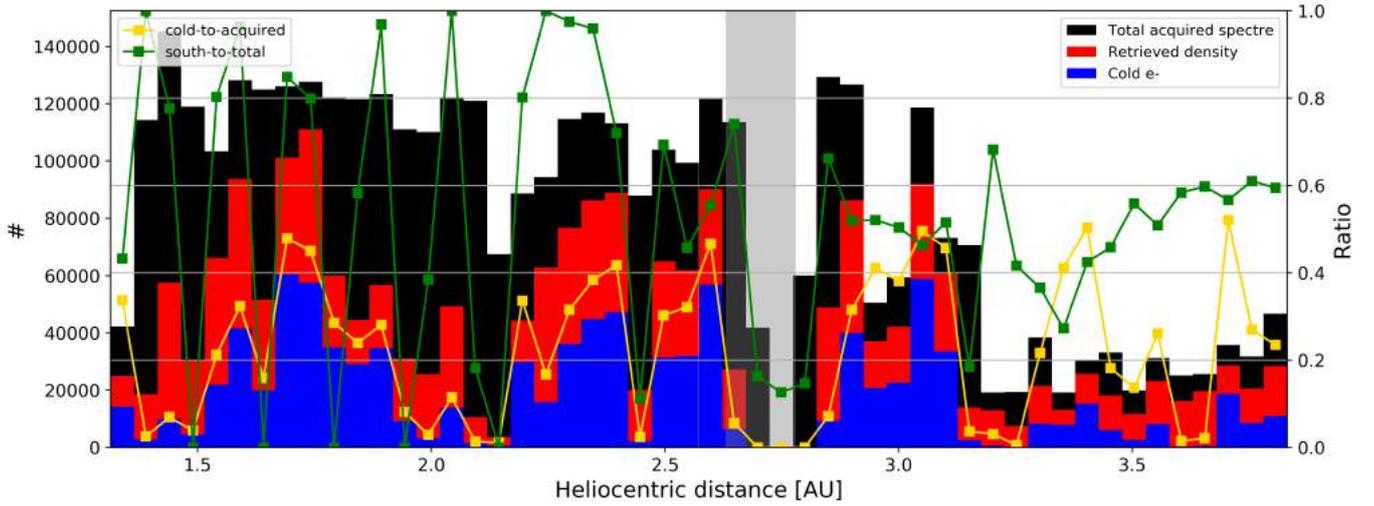


Fig. 6. Histogram of the count of cold electron detections by RPC-MIP (blue bars), the count of RPC-MIP electron density measurement (red bars) and the count of mutual impedance spectra acquired in Phased SDL sub-mode (black bars) as a function of the heliocentric distance expressed in AU. The cold-to-acquired ratio is shown in yellow squared line. The green squared line shows the fraction of the time where Rosetta was in the southern hemisphere. Heliocentric distances corresponding to Rosetta nightside excursion are shaded in grey.

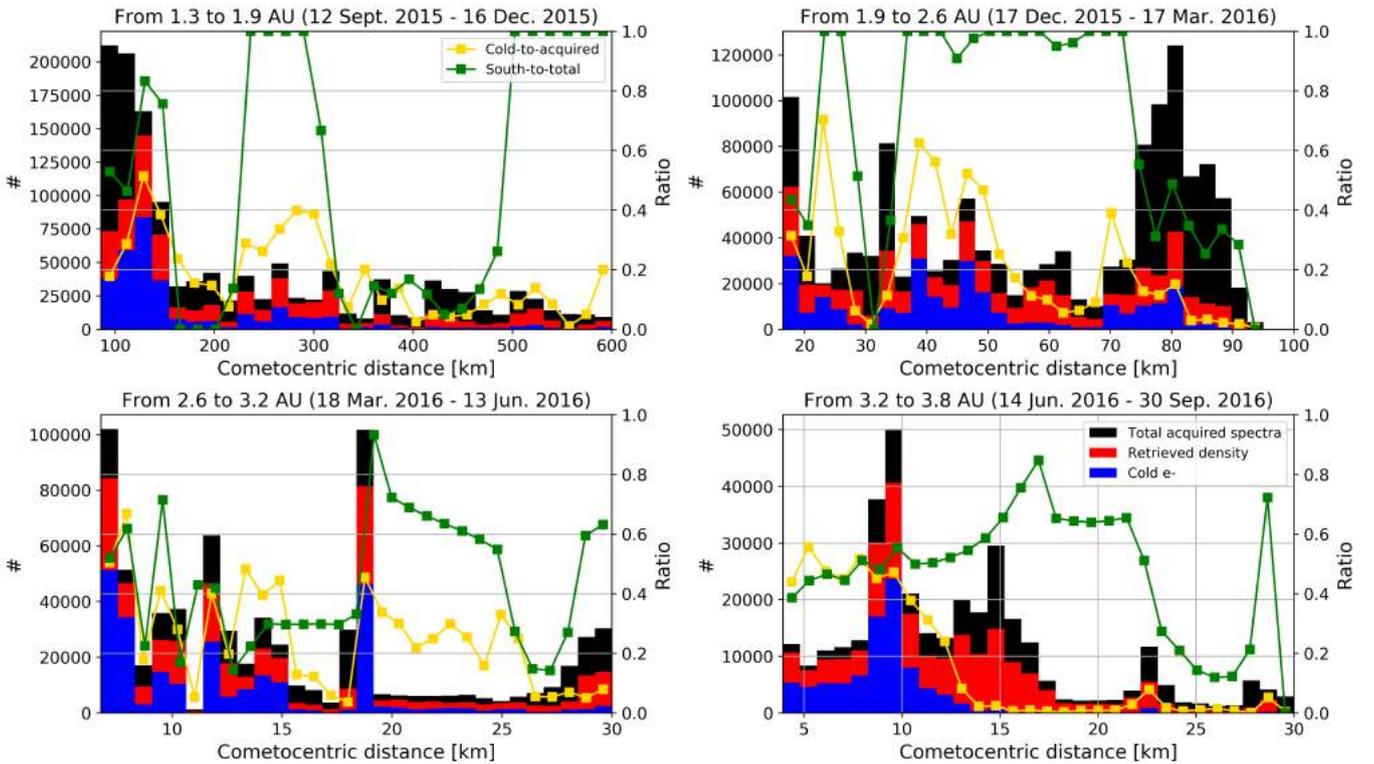


Fig. 7. Histograms of the count of cold electron detections by RPC-MIP (blue bars), the count of RPC-MIP electron density measurement (red bars) and the count of mutual impedance spectra acquired in Phased SDL sub-mode (black bars) as a function of the cometocentric distance expressed in km. The cold-to-acquired ratio is shown in yellow squared line. The green squared line shows the fraction of time where Rosetta was in the southern hemisphere. Each histogram is made for a different range of heliocentric distances.

points for the whole cometary escort phase of the mission. The 2 km limit (red horizontal line) indicates the comet surface. No collisional cooling is expected when the electron exobase distance L_{en} is less than the nucleus size of about 2 km meaning that no collisional region is formed. Therefore, this region was only formed close to perihelion from 2015 March to 2016 March, which means that no cold electrons should be created outside this period. Moreover, from 2016 March to 2016 September, the CO_2

molecule dominated the neutral outgassing (Gasc et al. 2017; Héritier et al. 2018). The cross-section of the CO_2 molecule for 5 eV electrons is equal to $4.58 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ that is almost the same as for H_2O (Itikawa 2002). Therefore, the dominance of carbon dioxide in the southern hemisphere during the last part of the mission can not explain the fact that cold electrons were also observed far from perihelion.

Figure 8 shows a scatter plot of the electron exobase distance computed with σ_{en} for the H₂O molecule compared to the cometocentric distance of Rosetta all expressed in km. The blue points indicates the presence of cold electrons from the RPC-MIP spectra and in grey points all spectra acquired in Phased SDL sub-mode. The blue line shows the surface of 67P taken at 2 km. The red line corresponds to the case where L_{en} is equals to $r_{s/c}$. First, the cold electrons are observed for all distances of the electron exobase from 0.1 km to 1000 km, especially when the electron-neutral collision-dominated region is not supposed formed (< 2 km) which is shown on the left of the blue vertical line in Figure 8. Second, the cold electrons have been detected by RPC-MIP most of the time outside the region where the electron-neutral collisions are frequent. This observation needs to be counterbalanced by the fact that Rosetta was most of the time outside this region.

We have to note that the distance of the exobase defined in equation (2) is an idealized and a simplified boundary to explain the existence of a region around 67P where the electron-neutral collisions are frequent. The electron energy has been taken at 5 eV that is not representative of the whole electrons energy range. Therefore, this region could be ten times higher or lower than expected by the conventional exobase distance.

4.4. Observations of cold cometary electrons inside diamagnetic cavity

The diamagnetic cavity is defined as zero-magnetic-field region, formed when the magnetic field from the solar wind can not reach the nucleus (Goetz et al. 2016b). With the absence of an intrinsic magnetic field of the comet, the ambient magnetic field is then zero. This region has been observed sporadically during the comet phase. The RPC-MAG fluxgate magnetometer identified 665 diamagnetic cavity crossings from 2015 April to 2016 February (Goetz et al. 2016a). The physics of the region is still under debate but Odelstad et al. (2018) showed that cold electrons were almost always observed in large amounts inside the diamagnetic cavity. Edberg et al. (2019) found that the observations of cold electrons in the diamagnetic cavity were organized by the direction of the solar wind convective electric field. More cold electrons were observed in the $-E_{conv}$ hemisphere that was the main direction inside the diamagnetic cavity.

Figure 9 shows the total number of RPC-MIP acquired spectra (black squared line), the spectra from which the total electron density has been extracted (red squared line) and the spectra containing cold electrons signatures (blue squared line) inside each diamagnetic cavity crossing when RPC-MIP operated in Phased SDL sub-mode versus the cavity index (in chronological order, given by Goetz et al. (2016a)). The cold-to-acquired ratio for each diamagnetic cavity crossing is shown in green points. When RPC-MIP mainly operated in the Phased SDL sub-mode (section 3.3), the fraction of cold electrons observed by RPC-MIP is close to 1 (~ 0.89) which indicates that the RPC-MIP observed most of the time cold electrons inside the diamagnetic cavity, which is consistent with the observations by RPC-LAP (Odelstad et al. 2018). However, for the diamagnetic cavity crossings measured by RPC-MAG between 21 to 26 December 2015 (indices 610-650), the fraction of cold electrons detected by RPC-MIP decreases to ~ 0.10 even though that the RPC-MIP operated in Phased SDL sub-mode. Inside the diamagnetic cavity, RPC-MIP was able to derive the *total* electron density, but the resonance due the presence of the cold electrons has not been detected. This can be indicating different plasma conditions, especially in the limit where the warm-to-cold temperature ratio is

not large enough (< 30) or the cold-to-total density ratio is too low (< 0.6) (see section 3.1).

5. Comparison with previous measurements and discussions

By evaluating the slope of the measured current-voltage curves (hereafter I-V curves), the two Langmuir probes detected cold electrons with the electron slopes of these curves. In this section, we compare (i) the detection capabilities of the cold electrons (section 5.1) and (ii) the observations of cold electrons between the Langmuir probes and the mutual impedance experiment (section 5.2).

5.1. Comparison of the detection capabilities between RPC-LAP and RPC-MIP

Engelhardt et al. (2018) showed that a high value of the RPC-LAP I-V curve slope (> 70 nA/V) characterized the presence of cold electrons in the surrounded plasma. The electron slope of the I-V curve depends on the electron density and the electron temperature. When the electron density is measured simultaneously by RPC-MIP, it is then possible to constrain the electron temperature.

Eriksson et al. (2017) reported the first *in-situ* observation of cold electrons by RPC-LAP with the I-V curve and Engelhardt et al. (2018) extended this study for the whole cometary phase of the Rosetta mission. They derived values of each electron slope when RPC-MIP electron density was available. From 388,900 slopes measured by the Langmuir Probes during the cometary phase, 49,539 slopes ($\sim 12.7\%$) showed the presence of cold electrons mainly close to the perihelion (Engelhardt et al. 2018).

In order to compare the signature of cold electrons by the two instruments, we focus on RPC-MIP SDL Phased sub-mode (main mode from 2015 September to 2016 September, see section 3.3), with simultaneous RPC-LAP measurements, resulting in 124,245 slopes among which 7,876 slopes ($\sim 6\%$) indicated the presence of cold electrons.

In the following, we take into account the fact that the cadence of the RPC-MIP measurement was higher than the RPC-LAP measurement (~ 3.5 s for RPC-MIP and $\sim 1-3$ minutes for RPC-LAP). We computed the fraction of RPC-MIP spectra containing cold electrons between two consecutive RPC-LAP measurements. The result is shown in Figure 10 by two histograms. The left panel shows the RPC-MIP cold-to-acquired ratio between two consecutive RPC-LAP measurements when RPC-LAP observed cold electrons. For the 7,876 slopes measured by RPC-LAP indicating a presence of cold electrons, RPC-MIP observed cold electrons, over at least one RPC-MIP spectrum between two measurements of RPC-LAP, in $\sim 99.2\%$ (i.e. for 7,814 slopes). Moreover, in such cases, the RPC-MIP cold-to-acquired ratio is rather large, with an average value of 0.62. For almost 20% of the RPC-LAP measurements with cold electrons, RPC-MIP observed cold electrons for all acquired spectra between the two RPC-LAP measurements. Therefore, RPC-MIP measured cold electrons when RPC-LAP observed cold electrons. Second, the right panel in Figure 10 shows the RPC-MIP cold-to-acquired ratio when RPC-LAP did not observed cold electrons (65,459 slopes). This ratio is lower than the previous case. The mean value is equals to 0.3 with ratio values often lower than 0.1. This observation can be explained by the fact that the signature of cold electrons is less straightforward for both instruments. Several explanations are possible. First, the cold electrons

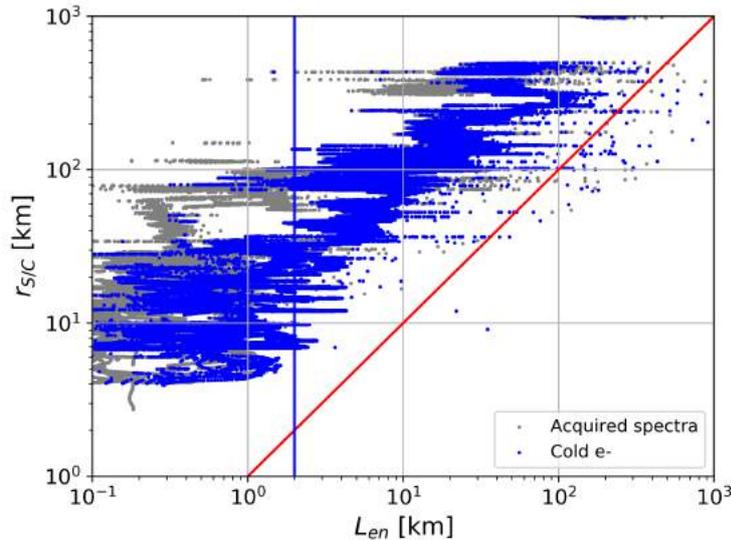


Fig. 8. Distance of the electron exobase L_{en} compared to the cometocentric distance of Rosetta $r_{S/C}$. The colored data shows the cold electrons detected by the double-resonance on the RPC-MIP spectra and the grey data shows all acquired spectra in Phased SDL sub-mode. The red line shows where $r_{S/C} = L_{en}$ and the blue vertical line shows the surface of 67P defined at around 2 km.

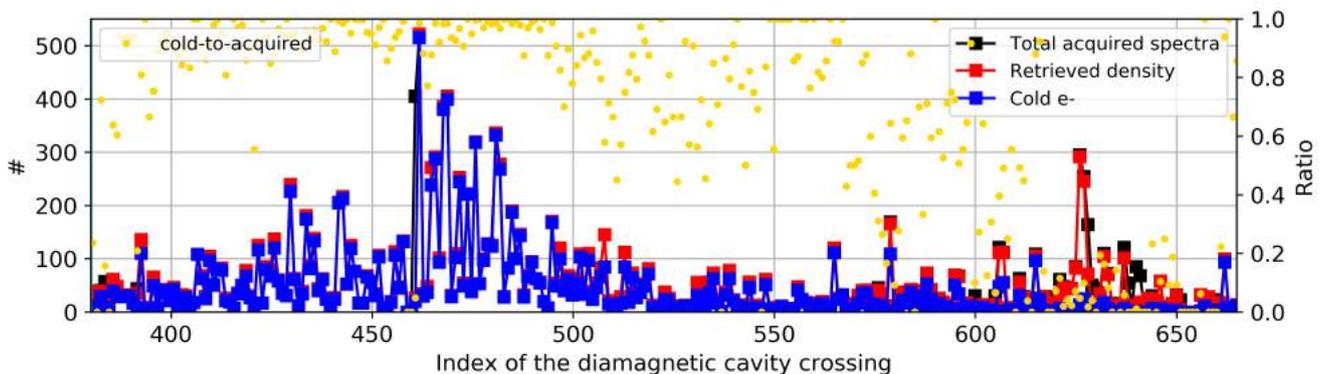


Fig. 9. Count of cold electron detections by RPC-MIP (blue bars), count of electron density derivation (red bars) and count of acquired mutual impedance spectra (black bars) for each diamagnetic cavity crossing when RPC-MIP operated in Phased SDL sub-mode. The ratio of RPC-MIP cold electron detections with the total acquired mutual impedance spectra is shown in green points.

could be observed as pulse during just few seconds might not have been resolved by the lower time resolution of RPC-LAP. Second, the plasma conditions could be close to the detection limits of the two instruments for cold electrons.

In the following, we focus on the measurements done simultaneously (~ 1 s) between the two instruments, when RPC-MIP operated in Phased SDL sub-mode. 33,850 measurements were performed simultaneously between the two instruments. The cold electrons have been observed by both instruments at the same time for 2,106 simultaneous measurements, which represents $\sim 6\%$ of such measurements. In total, RPC-MIP observed cold electrons for 8,605 simultaneous measurements ($\sim 26\%$ of the total simultaneously measurements), while RPC-LAP observed cold electrons for 3,092 simultaneous measurements ($\sim 9\%$ of the total simultaneously measurements). For each simultaneous measurements, we extracted the *total* electron density provided by RPC-MIP and the electron slope provided by RPC-LAP. Figure 11 shows a scatter plot of both parameters. The measurements are subdivided in three cases: RPC-LAP and RPC-MIP both observed cold electrons (blue points), RPC-LAP

observed cold electrons while RPC-MIP did not (green points), and RPC-MIP observed cold electrons while RPC-LAP did not (red points). Regarding the *total* electron density measured by RPC-MIP, when the electron density is high (around about 1500-2000 cm^{-3}), the number of cases where RPC-LAP did not observed cold electrons but RPC-MIP observed increases. It can be explained by the spacecraft potential preventing cold electrons from reaching the RPC-LAP probes. For the case where RPC-LAP observed cold electrons and RPC-MIP did not (green points), the electron density measured by the RPC-MIP is lower than 1000 cm^{-3} . By analysing the RPC-MIP spectra for this case, we found three typical kinds of spectra. First, some typical spectra are shaped by a double-resonance indicating the presence of cold electrons but below the detection threshold of the automatic extraction algorithm pointing out that cold electron signatures are also hidden in the RPC-MIP data at lower frequencies. Second, the cold electron peak could have been removed by the automatic interference removal process: the RPC-MIP spectra is sometimes shaped by only one resonance located close to two well-known interferences which are treated by boldly remov-

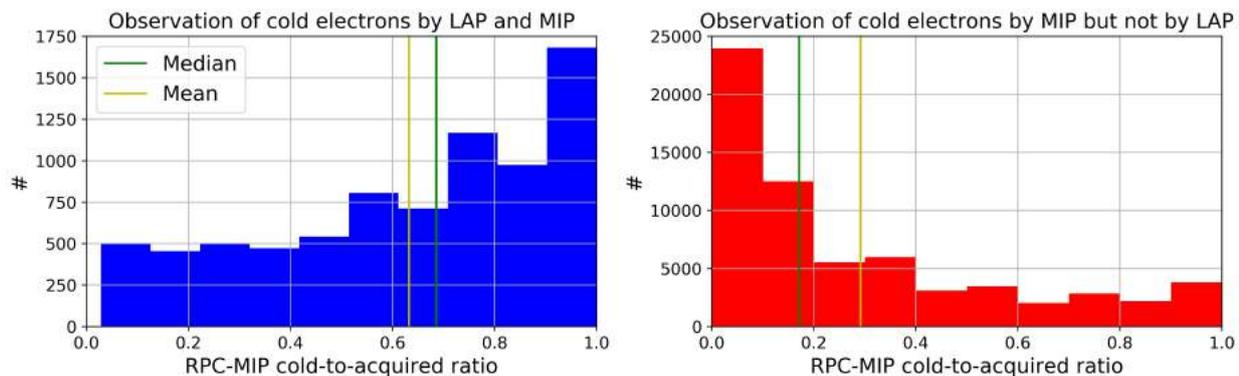


Fig. 10. Histograms of the cold electron detections by RPC-MIP normalized by the total *in-situ* RPC-MIP acquired spectra for the time periods where (i) the RPC-LAP observed cold electrons (first panel) and where (ii) the RPC-LAP does not observed cold electrons (second panel). All are obtained when the RPC-MIP operated in SDL Phased sub-mode. The mean (yellow vertical bar) and the median (green vertical bar) of the ratio are also shown in the two histograms.

ing the contaminated frequency channels and interpolating the spectrum afterwards. Thus, one of the two resonance may have ended up in one of the two deleted frequency channels too. Third, the last typical spectrum shows a very low signal-to-noise ratio. Therefore, the RPC-MIP is at the limit of the detection capabilities of the electron measurements (due to a too large Debye length compared to the RPC-MIP transmitter-receiver distance).

5.2. Discussion

We have reported in this study that the RPC-MIP detected cold electrons in the inner coma of comet 67P, thus confirming previous independent observation from RPC-LAP (Eriksson et al. 2017; Engelhardt et al. 2018). However, thanks to the higher measurement rate during end of cometary operations, RPC-MIP reported a significantly larger quantity of cold electrons, associated to transient cold electron bursts occurring on timescales of minutes or faster. Engelhardt et al. (2018) showed that the cold electrons were generally observed when the outgassing activity was high i.e. close to perihelion from 2015 July to 2015 September. This result was consistent with the existence of a region dominated by electron-neutral collisions (Mandt et al. 2016). However, Engelhardt et al. (2018) showed that the cold electrons were also observed in minority during the last months of the cometary operations. To explain the observations of cold electrons at large heliocentric distance, they suggested the presence of an ambipolar electric field that keeps the electrons in the inner coma for a long time after the collision with the neutrals. The presence of an ambipolar electric field suggested by previous studies (Vigren et al. 2015; Madanian et al. 2016), is supported by large-scale modeling of the cometary environment of 67P (Deca et al. 2017).

From the RPC-MIP point of view, the cold electrons were observed where the outgassing activity was locally high independently from heliocentric or cometocentric distances. Indeed, as detailed in section 4, cold electrons are mainly observed in the southern hemisphere which was the most active hemisphere during the last part of the cometary operation. Therefore, the observation of cold electrons at large heliocentric distance could be explained by the fact that the freshly ionised cometary electrons are still cooled by the cometary neutrals when the outgassing rate is low. However, there are no strong correlation between a high local outgassing activity and the observations of cold electrons, as illustrated by Fig. 12 that shows (i) a map of

the cold-to-acquired ratio, (ii) a map of the neutral density given by ROSINA-COPS, and (iii) a map of the total electron density retrieved by RPC-MIP depending on the latitude and the cometocentric distance. The data are given from 2016 August 2 to August 30. At this period, Rosetta made several orbits around the nucleus close to the surface (from 5 km to 16 km). Almost all latitudes have been visited from -80° to 80° . The neutral density is high in the southern hemisphere at this period (Gasc et al. 2017). The ratio of RPC-MIP spectra with cold electron signature varies a lot. RPC-MIP observed cold electron signatures only for a few orbits. We conclude that although the cold cometary electrons are observed where the cometary neutrals are dense, there is no one-to-one relation between the location of cold electrons observations and the neutral-dense regions. This essentially suggests that the cooling process might not be very local, but rather occur at mesoscales. The influence of the ambipolar electric potential, associated to the cometary plasma inhomogeneities and localized around the comet nucleus, in terms of particle trapping, might facilitate the electron cooling. This hypothesis shall be investigate in further details from global modeling (Deca et al. 2017, 2019) to investigate the physical processes at the origin of the cold electron population far from perihelion reported in this study.

6. Conclusion

Initially designed to assess the core cometary electron population in the ionosphere of the comet 67P/Churyumov-Gerasimenko, the mutual impedance probe RPC-MIP onboard the Rosetta orbiter detected a mix of warm and cold cometary electrons ($T_w \sim 5$ eV, $T_c \sim 0.1$ eV). In plasma conditions characterized by two different electron populations, dominated by the cold electron component (from 60% to 90% of the total density) and with a large enough electron temperature ratio (> 30), the acquired mutual impedance spectra exhibit a characteristic double-resonance signature. This characteristic has been predicted by modeling the instrument response of the mutual impedance probe RPC-MIP with a variety of models, ranging from an idealized mutual impedance probe (Gilet et al. 2017) to, more recently, a model taking account both the spacecraft geometry and the presence of a large ion sheath surrounding the instrument (Wattiaux et al. 2019).

In this study, we have focused on cometary regions characterized by a mix of electron populations dominated by the cold

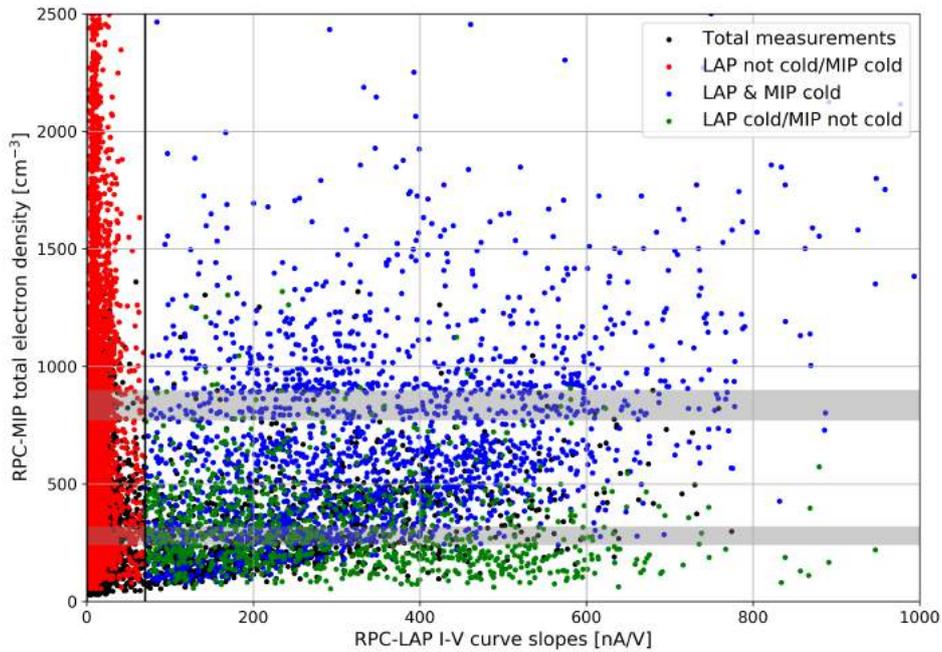


Fig. 11. Scatter plot of all simultaneous measurements (i.e. RPC-MIP and RPC-LAP measurements where made within 1 sec, considering only RPC-MIP Phased SDL sub-mode) showing RPC-MIP total electron density, expressed in cm^{-3} versus the RPC-LAP I-V curve slope, expressed in nA/V . Measurements are subdivided in three cases: RPC-LAP and RPC-MIP both observed cold electrons (blue points), RPC-LAP observed cold electrons while RPC-MIP did not (green points) and RPC-MIP observed cold electrons while RPC-LAP did not (red points). The grey horizontal bars indicate the electron density corresponding to the well-known RPC-MIP interferences (see section 2.2).

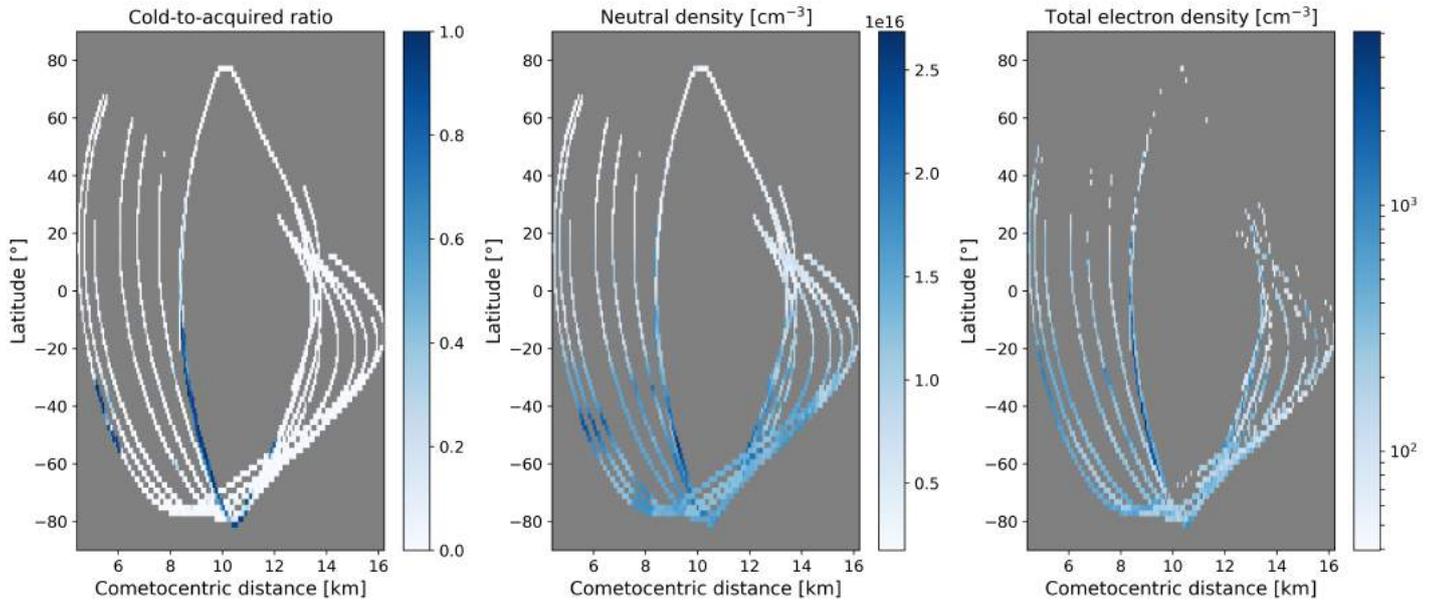


Fig. 12. *First panel:* map of the cold-to-acquired ratio compared to the latitude and the cometocentric distance. *Second panel:* map of the neutral density, expressed in cm^{-3} , given by ROSINA-COPS compared to the latitude and the cometocentric distance. *Third panel:* map of the total electron density, expressed in cm^{-3} , retrieved by RPC-MIP compared to the latitude and the cometocentric distance. The data are given from 2016 August 2 to 30.

electron component, that was sporadically observed by RPC-MIP. In this purpose, we have investigated the *in-situ* mutual impedance spectra exhibiting a well-defined double-resonance, for the whole cometary phase mission from 2014 August to 2016 September. We have shown that the RPC-MIP cold cometary electrons detection capability strongly depends on the operational mode of the instrument.

Focussing on the most sensitive RPC-MIP operational mode for cold electron detection (the so-called Phased SDL sub-mode), during the period Sept 2015-Sept 2016, RPC-MIP significantly observed a dominance of the cold electron population in the southern hemisphere, where the neutral outgassing activity was higher during post-perihelion (Hoang et al. 2017; Kramer et al. 2017; Lauter et al. 2019). These RPC-MIP observations are

consistent with a model where the electrons have been cooled by collisions with the neutral outgassing activity from the nucleus. Moreover, regions dominated by a strong cold electron component have been observed at all heliocentric distances, from 1.25 AU, close to the perihelion, to 3.8 AU at the end of the cometary operations. The observation of cold electrons far from the Sun is not in agreement with the fact that the electron-neutral collision dominated region around the comet is considered to be absent at large heliocentric distances (Mandt et al. 2016). Instead, the reported observations show that the collisional electron cooling seems to be more efficient than previously expected and suggests that the estimation of the electron exobase must be revisited in order to fit the observations reported in this study.

We have also performed a comparison of the occurrence of a mixed of cold and warm electrons provided by the measurement of the Langmuir probe RPC-LAP in the ionized environment of comet 67P (Eriksson et al. 2017; Engelhardt et al. 2018) and confirm these observations by using a completely independent instrumental method. For instance, inside the diamagnetic cavity (i.e. unmagnetized region), RPC-MIP observed cold electrons most of the time, which is in good agreement with previous observations made by RPC-LAP (Odelstad et al. 2018). Thanks to this comparison, we have showed that RPC-MIP is generally more sensitive to the cold electrons than RPC-LAP, presumably because RPC-MIP is less affected by the spacecraft potential due to the fact that RPC-MIP is not a local measurement of the plasma parameters of the electrons. On top of that, we also reported observations of cold-electrons-dominated structures on smaller time and length scales: of the order of seconds, corresponding to structures of few kilometers in size. This is particularly seen in the last part of the mission from 2016 April to 2016 September when the outgassing activity was low.

Finally, we stress that the absence of a double-resonance, observed in the RPC-MIP mutual impedance spectra and used in this study to access regions characterized with a strong majority of cold enough electrons (i.e. the regime of plasma parameters where the cold-to-total density ratio is from 0.6 to 0.9 and for a warm-to-cold temperature ratio higher than ~ 30), is not necessarily associated to the absence of cold electrons. Indeed, cold electrons can be present without a double-resonance signature in the mutual impedance spectra, for instance in the case of a smaller cold-to-total density ratio. This is well modeled and reported in Wattiaux et al. (2019), that developed a model of the mutual impedance response taking into account the effect of the spacecraft charging on the mutual impedance measurement. By fitting the *in-situ* mutual impedance spectra to a dataset of modeled mutual impedance spectra in a two-electron temperature plasma, it has been shown that it is possible to detect the presence of cold electrons even when the double-resonance is not visible on the mutual impedance spectra.

Appendix A: Mutual impedance spectra modeled in a two-temperature electron plasma

In this appendix, we detail the computation and the modeling of the mutual impedance spectra corresponding to the RPC-MIP experiment. The computation of the electrostatic potential induced by a transmitting electrode and the mutual impedance in a two-temperature electron plasma is explained in section A.1. As said in section 3.1, in some plasma conditions, the synthetic mutual impedance spectra exhibit a double-resonance which enables to detect the presence of cold electrons in the cometary plasma. In section A.2, we provide some examples of the synthetic mutual impedance spectra modeled in a two-temperature electron plasma, showing a clear double resonance and enabling to constrain the plasma conditions where the double-resonance can be clearly seen on the acquired RPC-MIP spectra.

Appendix A.1: Computation of the electrostatic potential in a two-temperature electron plasma

We consider a collisionless and unmagnetized two electron temperature plasma, modeled as a superposition of two isotropic Maxwellian evdf. This plasma is characterized by four parameters: n_w , n_c , T_w and T_c which are respectively the electron density of the warm and cold electrons with their corresponding electron temperatures. The total electron density given by RPC-MIP is noted n_e . The *total* plasma frequency is defined as $\omega_p^2 = \omega_{p,c}^2 + \omega_{p,w}^2$ with the cold and warm plasma frequencies $\omega_{p,c}^2 = \frac{n_c e^2}{n_e \epsilon_0 m_e}$ and $\omega_{p,w}^2 = \frac{n_w e^2}{n_e \epsilon_0 m_e}$, and the cold and warm Debye lengths $\lambda_{D,c} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_c}{n_c e^2}}$, $\lambda_{D,w} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_w}{n_w e^2}}$.

In an isotropic and homogeneous plasma, the potential ϕ induced by a pulsating point charge $Q \exp(i\omega t)$, at frequency ω and at a radial distance d from the charge (Chasseriaux et al. 1972) is given by:

$$\phi(\omega, d) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \frac{2}{\pi} \lim_{\mathfrak{I}(\omega) \rightarrow 0} \int_0^{+\infty} \frac{\sin(kd)}{kd} \frac{dk}{\epsilon_l(k, \omega)} \quad (\text{A.1})$$

where ϵ_l is the longitudinal dielectric function of the plasma, k the wavevector and ϵ_0 the vacuum permittivity. For a sum of two isotropic Maxwellian evdf, the dielectric function is given by:

$$\epsilon_l(k, \omega) = 1 - \frac{Y_c^2}{\Omega_c^2} Z'(Y_c) - \frac{Y_w^2}{\Omega_w^2} Z'(Y_w) \quad (\text{A.2})$$

where:

$$\Omega_c = \frac{\omega}{\omega_{p,c}} \quad \text{and} \quad \Omega_w = \frac{\omega}{\omega_{p,w}}$$

$$Y_c = \frac{\Omega_c}{\sqrt{2\mu/\tau K}} \quad \text{and} \quad Y_w = \frac{\Omega_w}{\sqrt{2}K} \quad \text{with} \quad K = k \lambda_{D,w}$$

and ratio of the two temperatures and densities $\tau = \frac{T_w}{T_c}$ and $\mu = \frac{n_w}{n_c}$. The function Z' is the first derivative of the plasma dispersion function Z (Fried & Conte 1961).

We use the method detailed in Gilet et al. (2017, see section 3 and Appendix A for details regarding the numerical method) to compute the integral in Eq. A.1, needed to model the electrostatic potential at the received positions.

Three models of the RPC-MIP instrumental response have been implemented using the electrostatic potential computed in a two-temperature electron plasma. Model 1 is a simplified RPC-MIP geometry considering each emitter as a pulsating point charge.

This method, detailed in Gilet et al. (2017), is used to characterize the effect of the electron velocity distribution function (evdf) on the instrumental response (Chasseriaux et al. 1972; Béghin 1995; Gilet et al. 2019). Model 2 implements the Discrete Surface Charge Distribution (DSCD) method developed by Béghin & Kolesnikova (1998), adapted to the RPC-MIP experiment by Geiswiller et al. (2001) and coupled to the electric potential in a two-temperature electron plasma described above. This method enables to take into account the spacecraft geometry and the spacecraft charging on the modeling of the mutual impedance measurement. Model 3, developed by Wattieaux et al. (2019), adds in the previous model the effect of the spacecraft charging, especially the plasma inhomogeneity (plasma sheath) around the RPC-MIP experiment to model this effect.

We applied these models to characterize the measurement made in Phased and Anti-Phased SDL operational sub-modes of the RPC-MIP experiment, and to identify the plasma conditions under which a double-resonance shapes the RPC-MIP spectrum. A comparison of the three model results is given in the following section.

Appendix A.2: Modeling of the expected RPC-MIP mutual impedance spectra

Fig. A.1, fig. A.2 and fig. A.3 show modeled mutual impedance spectra for different cold-to-total density ratio and temperature ratio in the Anti-Phased SDL sub-mode (purple line) and in Phased SDL sub-mode (black line) modeled by Model 1, Model 2 and Model 3 respectively. The warm-to-cold electron temperature ratio, noted τ , increases from left to right, while the cold-to-total density ratio, noted N_c , increases from bottom to top. Frequencies are normalized by the *total* plasma frequency (showed in black vertical line). In all models, we consider a Debye length of the warm population fixed to $\lambda_{D,w} = 1$ m, which represents typical plasma conditions in the ionosphere of 67P. Note that the warm-to-cold temperature ratio reported in previous (case) studies by RPC-MIP and RPC-LAP ranges from about 30 to 100 (Eriksson et al. 2017; Gilet et al. 2017; Wattieaux et al. 2019). In the following discussion, we consider a typical instrumental noise of about 3 dB, as assume in the resonance detection algorithm detailed in Appendix B.

The spectra are flatter in Anti-Phased SDL sub-mode than in Phased SDL sub-mode for Model 1, Model 2 and Model 3, and even totally flat in Model 3 whatever the cold-to-total density ratio and the warm-to-cold temperature ratio. In all models, the resonances are more visible in Phased SDL sub-mode. While, in all models, the resonances can be seen for plasma conditions corresponding to small Debye lengths (not shown here) in Anti-Phased SDL sub-mode, the same resonances are much more visible in Phased SDL sub-mode in a larger plasma parameter range. Therefore, all models show that the Phased SDL sub-mode is more efficient in exhibiting the plasma resonances in the RPC-MIP spectra, while the detection of these resonances is more challenging in Anti-Phased SDL sub-mode. Our modeling is in agreement with the observations showing that RPC-MIP provides more efficiently the *total* electron density in Phased SDL sub-mode (51% of the acquired spectra provide an electron density estimation) than the Anti-Phased SDL sub-mode (11% of the acquired spectra). Moreover, our modeling explains the fact that the double-resonance in Anti-Phased SDL sub-mode is only detected close to perihelion when the total electron density was high (i.e. small Debye lengths, see section 3.3). In the case of Model 1 and Model 2 in Anti-Phased SDL sub-mode, the resonance close to the cold plasma frequency corresponds

to a more pronounced resonance while the resonance located at the *total* plasma frequency is less, or sometimes even not, detectable. Our modeling therefore explains why few spectra were shaped by a double-resonance in Anti-Phased SDL sub-mode (2%), while much more are detected in Phased SDL sub-mode (23%). In such a case, namely for low cold-to-total density ratio and large warm-to-cold temperature ratio, RPC-MIP might only provide the cold electron density instead of the total electron density, that leads to an underestimation of the total electron density of the order of the percentage of warm electron density. These conclusions are still valid in RPC-MIP spectra modeled with Model 3 for lower Debye lengths (not shown here).

The RPC-MIP spectra shaped by a double-resonance are located at the right and below the red borders. The parameter range for which a double-resonance in the RPC-MIP spectra is visible, corresponds to high enough cold-to-total density ratios and high enough warm-to-cold electron temperature ratio. Whatever the model, at low warm-to-cold electron temperature ratio or at low cold-to-total density ratios, a single resonance or no resonance at all is visible on the spectra. At very high cold-to-total density ratio ($n_c/n_e = 0.9$, first row), a double-resonance appears both in Model 2 and Model 3. However, in the case of Model 3, at least one of the resonances would be below the instrumental level assumed in the resonance detection algorithm. Whatever the model, the amplitude of the resonances tends to increase as the cold-to-total density ratio; therefore, the double-resonance detection probability is expected to increase accordingly. This comparison between the three models of the RPC-MIP spectra shows a similar, robust instrumental feature in the same plasma parameter space neighborhood. Finally, previous studies have shown that the best model to fit the RPC-MIP spectra is Model 3 (Wattiaux et al. 2019). Under this model, the plasma conditions that allow a unambiguous detection of the double-resonance is a large enough warm-to-cold temperature ratio ($T_h/T_c > 30$) and a cold-to-total density ratio in the range $0.6 < n_c/n_e < 0.9$. In this study, we considered a fixed Debye length of the warm population ($\lambda_{D,w} = 1$ m). However, the plasma parameter range for which a double-resonance shapes the RPC-MIP spectra also depends on the Debye length. Model 3 shows that the range of cold-to-total density ratio is reduced toward higher values (from 0.7 to 0.9) when the Debye length increases (not shown here).

Appendix B: Detection of the main resonances on the *in-situ* acquired RPC-MIP spectra

In this appendix, we explain how the main resonances are extracted from the acquired RPC-MIP mutual impedance spectra (i) when the spectrum is shaped by a single resonance (Fig.2, left panel) and (ii) when the spectrum is shaped by a double-resonance which indicates a mixture of cold and warm electrons in the monitored plasma (Fig.2, right panel).

Appendix B.1: Detection of the electron plasma frequency

As explained in section 2.1, the RPC-MIP measurement is based on the resonance principle of the plasma eigenmodes in the surrounded plasma. In the unmagnetized plasma of the comet 67P, only the electron plasma frequency can be detected in the frequency range of RPC-MIP. The electron plasma frequency signature is then based on the resonance frequency which correspond, theoretically, to the maximum amplitude of a given spectrum (Chasseriaux et al. 1972; Storey 1998). However, in interplanetary plasma where the Debye length is of the order of the

transmitter-receiver, the total plasma frequency f_p is generally bounded by the maximum frequency, noted f_{max} and the frequency value of the spectrum minimum amplitude, noted f_{min} . Numerical modeling of the mutual impedance spectra shows that when the Debye length increases, the spectrum is more flattened and f_{max} is more and more higher than f_p . For the data processing of the RPC-MIP acquired spectra, only the extremum of the spectrum as f_{max} can be easily retrieved. Therefore, in order to have an estimation of f_p (and the total electron density n_e), a calibration is based on the mutual impedance amplitude at f_{max} . Two main cases are then considered: (i) when the maximum amplitude is high enough, we consider that the plasma frequency is equals to f_{max} , (ii) when the amplitude is low, f_p is located at the mean value between f_{min} and f_{max} . For instance, for the two acquired RPC-MIP spectra shown in Fig. 2, the maximum amplitude (resp. 15 dB and 20 dB) was high enough to consider $f_p = f_{max}$.

Appendix B.2: Detection of the double-resonance on RPC-MIP spectrum

Considering what is described previously, the detection algorithm assumes a double-resonance and searches for two other extrema (a secondary minimum, noted f_{min2} , and a secondary maximum, noted f_{max2}) should be taken into account. The algorithm then sorts the retrieved extrema according to three possible configurations:

1. $f_{min} < f_{max} < f_{min2} < f_{max2}$
2. $f_{min} < f_{max2} < f_{min2} < f_{max}$
3. $f_{min2} < f_{max2} < f_{min} < f_{max}$

These three configurations are illustrated in figure B.1.

In order to exclude suspicious double-resonances which may be generated by interferences or other artefacts, each configuration must satisfy some criteria. Following rules below are applied regarding to the given configuration. In the following, the mutual impedance amplitude obtained at frequency f_i is expressed by v_i .

Configuration 1 is the case where the resonance due to the cold electron population is higher than the resonance due to the total electron population (Fig. B.1, left panel). Looking for a secondary resonance, above the main resonance (f_{max}), implies to be sure that the amplitude difference between f_{min} and f_{max} is large enough (here 12 dB). Furthermore, the relative difference must not be too great either in frequency ($|f_{max2} - f_{max}| < 125$ kHz) or in amplitude ($|v_{max2} - v_{min2}| \geq |v_{max} - v_{min2}|/2 > 3$ dB). An amplitude range low or equal to 3 dB is considered as noise in the RPC-MIP context.

Configuration 2 is the case where the main resonance corresponds to the total electron population and where the minimum amplitude between the two resonance is higher than the global one. (Fig. B.1, middle panel). As described in the previous configuration, the relative difference in amplitude (v_{max} and v_{max2}) must not be too great. Furthermore, secondary resonances must not be confused either in frequency ($|f_{min2} - f_{max2}| > 7$ kHz) or in amplitude ($|v_{min2} - v_{max2}| > 2$ dB).

The last configuration is the case where the main resonance corresponds to the total electron population and where the global minimum is located between the two resonances (Fig. B.1, right panel). Looking for a secondary resonance, above the main resonance f_{max} , implies to be sure that the amplitude difference between f_{min} and f_{max} is large enough (here 6 dB). Furthermore, the relative difference must not be too great either in frequency (f_{min2} and frequency value of the smoothed spectrum minimum

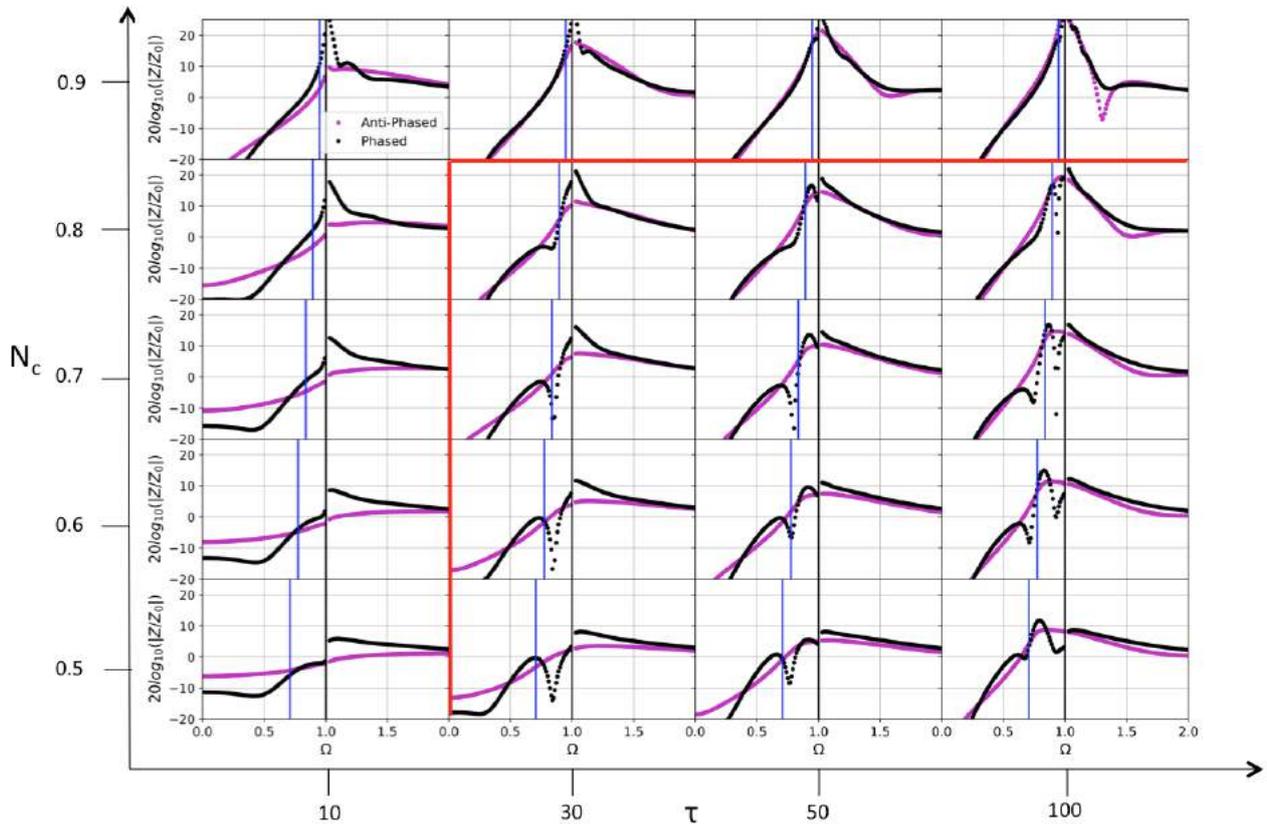


Fig. A.1. Amplitude of the mutual impedance spectra, simulated by Model 1, expressed in logarithmic scale as $20\log_{10}(|Z(\Omega)/Z_0|)$ in Anti-Phased SDL sub-mode (purple points) and in Phased SDL sub-mode (black points) for different temperature ratios $\tau = T_w/T_c = 10, 30, 50$ and 100 , from left to right, and different cold electron density ratios $N_c = 0.5, 0.6, 0.7, 0.8$ and 0.9 from bottom to top. The Debye length of the warm electron population is fixed to $\lambda_{D,w} = 1$ m. The blue (resp. black) vertical dotted line shows the position of the cold (resp. total) electron plasma frequency.

amplitude shown in dotted line) or in amplitude ($|v_{max2} - v_{min2}| \geq |v_{max} - v_{min}|/2 > 3$ dB and $|v_{max} - v_{min}| > 6$ dB). If one of the three configurations is satisfied, we consider that a double-resonance shapes the mutual impedance spectrum acquired by RPC-MIP, that corresponds to a measurement of a mixed warm and cold electrons in the surrounded plasma.

Acknowledgements. This work was supported by CNES and by ANR under the financial agreement ANR-15-CE31-0009-01. We acknowledge the financial support of label ESEP (Exploration Spatiale des Environnements Planétaires). The authors benefited from the use of the cluster Artemis (CaSciModOT) at the Centre de Calcul Scientifique en région Centre-Val de Loire (CCSC). Part of this work was inspired by discussions within International Team 402: "Plasma Environment of Comet 67P after Rosetta" and International Team 336: "Plasma Surface Interactions with Airless Bodies in Space and the Laboratory" at the International Space Science Institute, Bern, Switzerland. MR acknowledges the State of Bern and the Swiss National Science Foundation (SNSF, 200020_182418). The Rosetta RPC-MIP mutual impedance spectra are publicly available on the ESA Planetary Science Archive (PSA).

References

- Balsiger, H., Altwegg, K., Bochsler, P., et al. 2007, *Space Sci. Rev.*, 128, 745
 Béghin, C. 1995, *Radio Science*, 30, 307
 Béghin, C. & Debrie, R. 1972, *Journal of Plasma Physics*, 8, 287
 Béghin, C., Debrie, R., Berthelier, J. J., et al. 1982, *Advances in Space Research*, 2, 61
 Béghin, C., Hamelin, M., Lebreton, J. P., et al. 2017, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 122, 6964
 Béghin, C. & Kolesnikova, E. 1998, *Radio Science*, 33, 503
 Broiles, T. W., Burch, J. L., Chae, K., et al. 2016a, *MNRAS*, 462, S312
 Broiles, T. W., Livadiotis, G., Burch, J. L., et al. 2016b, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 121, 7407
 Burch, J. L., Goldstein, R., Cravens, T. E., et al. 2007, *Space Sci. Rev.*, 128, 697
 Carr, C., Cupido, E., Lee, C. G. Y., et al. 2007, *Space Sci. Rev.*, 128, 629
 Chasseriaux, J. M., R. Debrie, R. D., & C. Renard, C. R. 1972, *Journal of Plasma Physics*, 8, 231
 Churyumov, K. I. & Gerasimenko, S. I. 1972, in *IAU Symposium, Vol. 45, The Motion, Evolution of Orbits, and Origin of Comets*, ed. G. A. Chebotarev, E. I. Kazimirschak-Polonskaia, & B. G. Marsden, 27
 Clark, G., Broiles, T. W., Burch, J. L., et al. 2015, *A&A*, 583, A24
 Cravens, T. E., Kozyra, J. U., Nagy, A. F., Gombosi, T. I., & Kurtz, M. 1987, *J. Geophys. Res.*, 92, 7341
 Deca, J., Divin, A., Henri, P., et al. 2017, *Physical Review Letters*, 118, 205101
 Deca, J., Henri, P., Divin, A., et al. 2019, *Physical Review Letters*, 123, 055101
 Décréau, P. M. E., Béghin, C., & Parrot, M. 1978, *Space Science Reviews*, 22, 581
 Derfler, H. & Simonen, T. C. 1969, *Physics of Fluids*, 12, 269
 Edberg, N. J. T., Eriksson, A. I., Odelstad, E., et al. 2015, *Geophys. Res. Lett.*, 42, 4263
 Edberg, N. J. T., Eriksson, A. I., Vigren, E., et al. 2019, *AJ*, 158, 71
 Engelhardt, I. A. D., Eriksson, A. I., Vigren, E., et al. 2018, *A&A*, 616, A51
 Eriksson, A. I., Boström, R., Gill, R., et al. 2007, *Space Science Reviews*, 128, 729
 Eriksson, A. I., Engelhardt, I. A., André, M., et al. 2017, *Astronomy and Astrophysics - A&A*, 605, A14
 Fried, B. D. & Conte, S. D. 1961, *The Plasma Dispersion Function* (Academic Press, New York NY)
 Galand, M., Héritier, K. L., Odelstad, E., et al. 2016, *MNRAS*, 462, S331
 Gary, S. P. 1993, *Theory of Space Plasma Microinstabilities* (Cambridge University Press), 193
 Gasc, S., Altwegg, K., Balsiger, H., et al. 2017, *MNRAS*, 469, S108
 Geiswiler, J., Béghin, C., Kolesnikova, E., et al. 2001, *Planetary and Space Science*, 49, 633
 Gilet, N., Henri, P., Wattiaux, G., Cilibrasi, M., & Béghin, C. 2017, *Radio Science*, 52, 1432, 2017RS006294
 Gilet, N., Henri, P., Wattiaux, G., et al. 2019, *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 6, 16

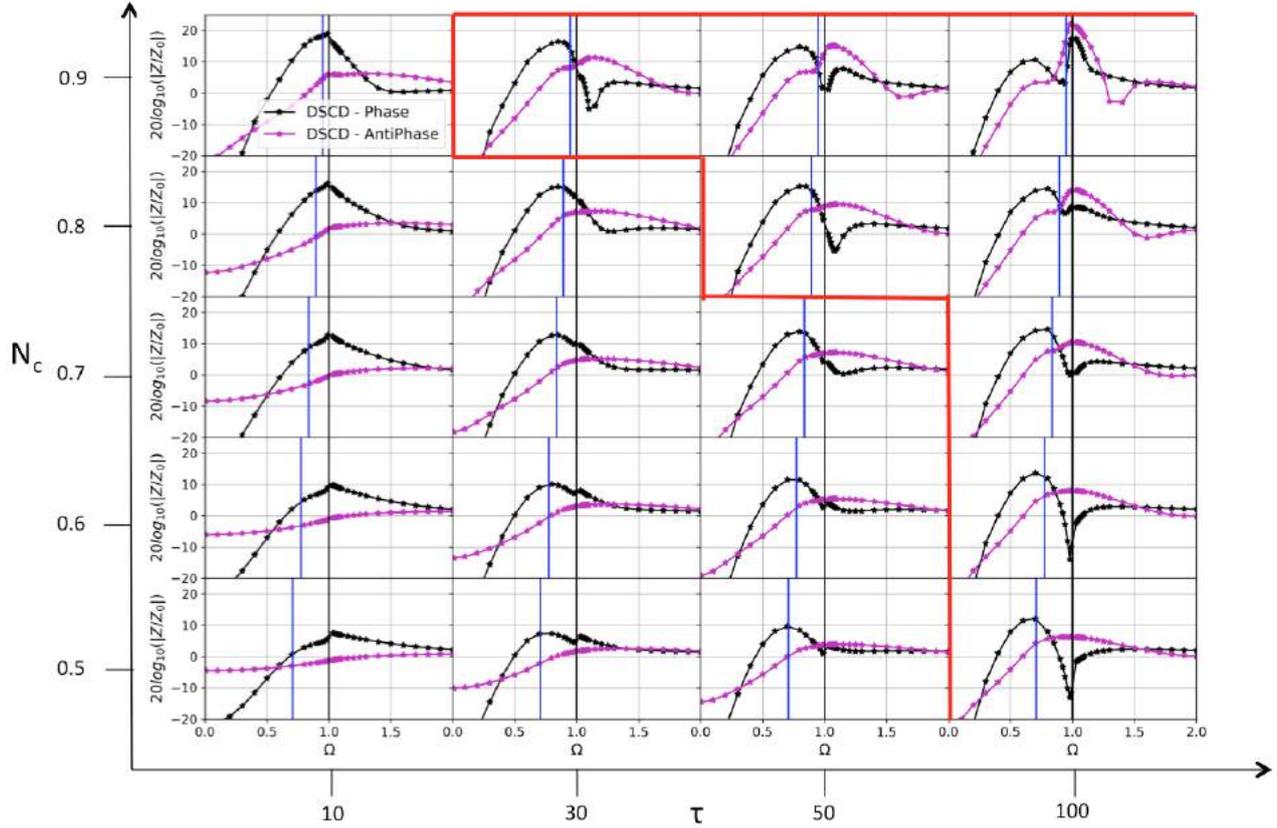


Fig. A.2. Same as Fig. A.1 for the RPC-MIP mutual impedance spectra modeled by the Discrete Surface Charge Distribution (DSCD) without the ion sheath (Model 2).

- Glassmeier, K.-H., Richter, I., Diedrich, A., et al. 2007, *Space Sci. Rev.*, 128, 649
- Goetz, C., Koenders, C., Hansen, K. C., et al. 2016a, *MNRAS*, 462, S459
- Goetz, C., Koenders, C., Richter, I., et al. 2016b, *A&A*, 588, A24
- Grard, R. 1969, *Alta Freq.*, 38, 97
- Gulkis, S., Allen, M., von Allmen, P., et al. 2015, *Science*, 347, aaa0709
- Hajra, R., Henri, P., Vallières, X., et al. 2018, *MNRAS*
- Hansen, K. C., Altwegg, K., Berthelier, J.-J., et al. 2016, *MNRAS*, 462, S491
- Henri, P., Vallières, X., Hajra, R., et al. 2017, *MNRAS*, 469, S372
- Héritier, K. L., Galand, M., Henri, P., et al. 2018, *A&A*, 618, A77
- Héritier, K. L., Henri, P., Vallières, X., et al. 2017, *MNRAS*, 469, S118
- Hoang, M., Altwegg, K., Balsiger, H., et al. 2017, *A&A*, 600, A77
- Itikawa, Y. 2002, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 31, 749
- Itikawa, Y. & Mason, N. 2005, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 34, 1
- Krall, N. A. & Trivelpiece, A. W. 1973, *Principles of plasma physics* (McGraw-Hill Book Company)
- Kramer, T., Läter, M., Rubin, M., & Altwegg, K. 2017, *MNRAS*, 469, S20
- Läter, M., Kramer, T., Rubin, M., & Altwegg, K. 2019, *MNRAS*, 483, 852
- Madanian, H., Cravens, T. E., Rahmati, A., et al. 2016, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 121, 5815
- Mandt, K. E., Eriksson, A., Edberg, N. J. T., et al. 2016, *MNRAS*, 462, S9
- Meyer-Vernet, N., Couturier, P., Hoang, S., Perche, C., & Steinberg, J. L. 1986, *Geophys. Res. Lett.*, 13, 279
- Myllys, M., Henri, P., Galand, M., et al. 2019, *Astronomy & Astrophysics*
- Navet, M., Bertrand, P., Feix, M., Rooy, B., & Storey, L. 1971, *Journal de Physique Colloques*, 32, C5b
- Odelstad, E., Eriksson, A. I., Edberg, N. J. T., et al. 2015, *Geophysical Research Letters*, 42, 10
- Odelstad, E., Eriksson, A. I., Johansson, F. L., et al. 2018, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 123, 5870
- Odelstad, E., Stenberg-Wieser, G., Wieser, M., et al. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 469, S568
- Storey, L. R. O. 1998, *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, 103, 155
- Storey, L. R. O., Aubry, M. P., & Meyer, P. 1969, in *Plasma Waves in Space and in the Laboratory*, ed. J. O. Thomas & B. J. Landmark, 303
- Taylor, M. G. G. T., Altobelli, N., Buratti, B. J., & Choukroun, M. 2017, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 375, 20160262
- Troignon, J. G., Béghin, C., Lagoutte, D., et al. 2006, *Advances in Space Research*, 38, 686
- Troignon, J. G., Michau, J. L., Lagoutte, D., et al. 2007, *Space Science Reviews*, 128, 713
- Vigren, E. & Galand, M. 2013, *The Astrophysical Journal*, 772, 33
- Vigren, E., Galand, M., Eriksson, A. I., et al. 2015, *The Astrophysical Journal*, 812, 54
- von Rosenvinge, T. T., Brandt, J. C., & Farquhar, R. W. 1986, *Science*, 232, 353
- Wattiaux, G., Gilet, N., Henri, P., Vallières, X., & Bucciantini, L. 2019, *Astronomy & Astrophysics*, 630, A41
- Zwickl, R. D., Baker, D. N., Bame, S. J., et al. 1986, *Geophys. Res. Lett.*, 13, 401

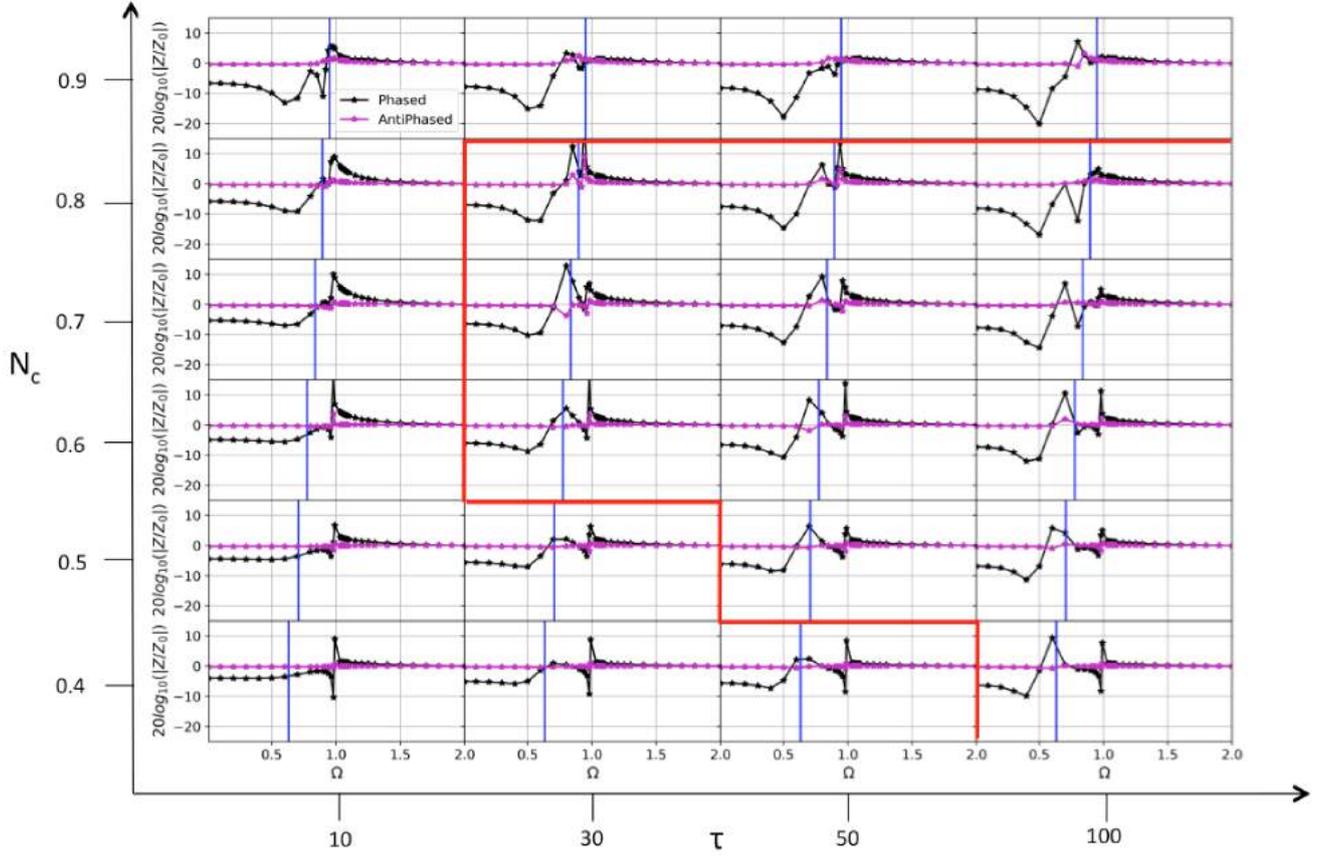


Fig. A.3. Same as Fig. A.1 for the RPC-MIP mutual impedance spectra modeled by the Discrete Surface Charge Distribution (DSCD) considering the ion sheath around the RPC-MIP experiment (Model 3). We also added $N_c = 0.4$ (last row). The spectra have been normalized by the amplitude at the last frequency.

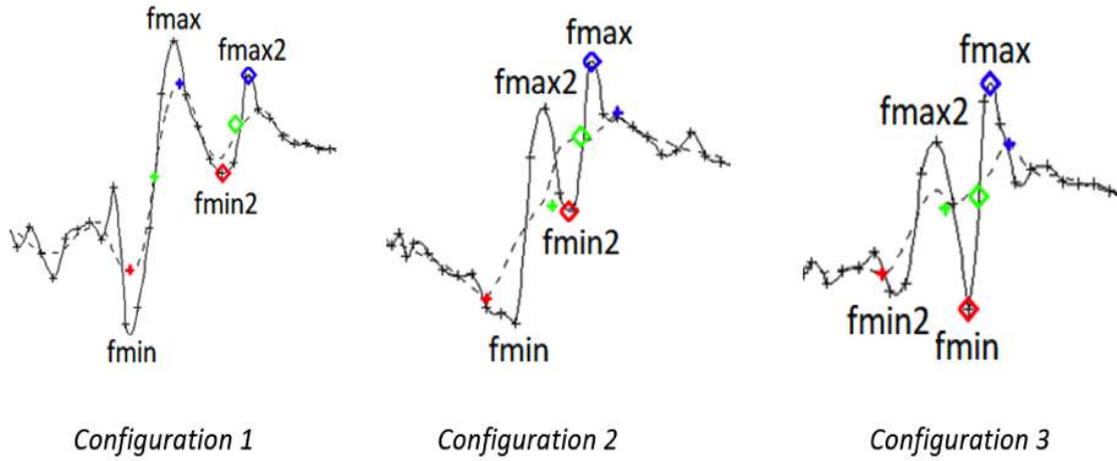


Fig. B.1. Three different configurations of the RPC-MIP spectrum shaped by a double-resonance. The RPC-MIP spectrum is shown by the black line and the corresponding smooth spectrum as a black dotted line. The maximum of the main resonance corresponding to the location of the maximum frequency is shown by a blue square, the minimum by a red square and the mean value by a green square.

Annexe B

Description du code de calcul de la méthode de Discrétisation Surfaccique de Charge (DSCD)

Dans cette annexe, nous présentons en détail l'implémentation de la méthode de Discrétisation Surfaccique de Charge (DSCD) présentée dans le chapitre 4. Cette méthode a été développée par [Béghin et Kolesnikova \[1998\]](#) avant d'être appliquée à la modélisation de la réponse instrumentale de la sonde à impédance mutuelle RPC-MIP [[Geiswiller et al., 2001](#)] dans l'environnement de la comète 46P/Wirtanen.

Durant cette thèse, nous avons adapté cette méthode en prenant en compte l'environnement cométaire de 67P/Churyumov-Gerasimenko, où les longueurs de Debye sont plus élevée que dans l'environnement ionisé de 46P. [[Wattiaux et al., 2019](#)] a également adapté cette méthode pour modéliser l'effet de la charge négative du satellite *Rosetta* en ajoutant une gaine ionique tout autour de l'instrument RPC-MIP.

Enfin, cette méthode a également permis d'être un support à la phase de test des sondes à impédance mutuelle sur plates-formes nano-satellites dans le cadre du projet R&D COMIX (section 6.3).

Nous présentons ici le code de calcul de la méthode de Discrétisation Surfaccique de Charge dans le cas de RPC-MIP sans gaine. Le principe des codes avec gaine et ceux pour l'adaptation aux plateformes nanosatellites sont sensiblement les mêmes.

Il existe plusieurs versions de cette méthode :

- la méthode DSCD dans le vide
- la méthode DSCD avec plasma sans la gaine
- la méthode DSCD avec plasma avec la gaine

Chaque méthode possède deux versions : une écrite en Fortran 90 et une en Scilab. Chacune des méthodes et des versions sont disponibles sur la forge du laboratoire. Les documents associés au code de calcul ainsi qu'à l'exploitation des résultats sont disponibles sur la Gestion Electronique des Documents (GED).

Dans cette annexe, nous nous concentrons sur la méthode DSCD avec plasma sans gaine développée sous Fortran. Contrairement aux méthodes développés sous Scilab, le code Fortran fait appel à un maillage pré-défini par le logiciel GMSH. La version de GMSH utilisée ici est la version 2.11.0 tournant sur un MacOX (version 10.11.6). Nous discutons du maillage dans la prochaine section.

B.1 Prise en compte de la géométrie

La première étape de la méthode DSCD est de définir la géométrie et le maillage des éléments conducteurs tels que l'instrument et le corps du satellite. Dans le cas de RPC-MIP, nous avons pris en compte : (i) la géométrie de la sonde à impédance mutuelle avec son support, (ii) le bras soutenant l'instrument (iii) ainsi que le corps de *Rosetta* sans considérer la présence de l'orbiteur *Philae* et des panneaux solaires.

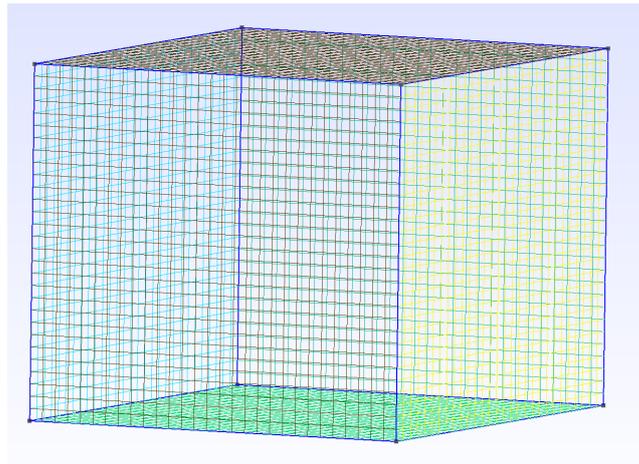


FIGURE B.1 – Type de forme géométrique utilisée pour créer tout la géométrie de RPC-MIP et du corps du satellite

Nous avons développé un script *msh*, lisible par le logiciel *GMSH*, permettant de créer la géométrie globale à l'aide de formes simples tels que des parallélépipède 3D. Cette forme a plusieurs avantages : (i) elle permet de définir la géométrie à partir de la position des 8 sommets, (ii) elle permet un maillage simple sous forme de triangle ou de rectangle définies sur un même plan, ce qui facilite le calcul du potentiel propre (section B.3).

Le script créé la forme du parallélépipède 3D ainsi que le maillage sur toute la surface de la géométrie. Une illustration des formes simples est donné en figure B.1 avec un maillage

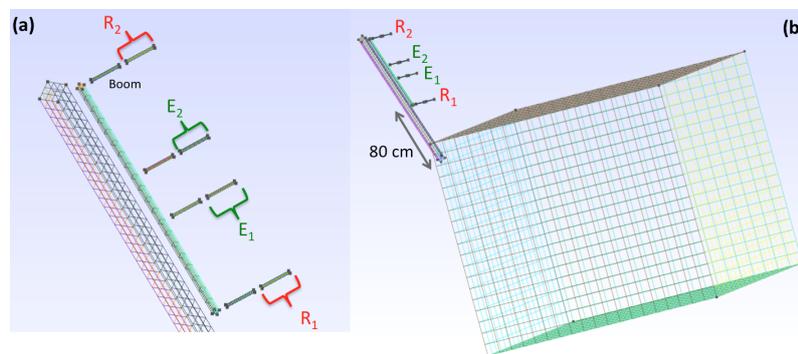


FIGURE B.2 – Géométrie finale de Rosette et de l'instrument RPC-MIP à l'aide des formes simples et d'un maillage constitué de sous-rectangles.

La géométrie finale est une somme de ces géométries simples et des maillages correspondant. Un exemple de la géométrie finale est illustré en figure B.2. Le logiciel *GMSH* utilise les numéros des surfaces (au nombre de six par forme simple en considérant un parallélépipède 3D) définis lors

de la création de la géométrie. Ces numéros sont essentiels pour que Fortran puisse reconnaître les émetteurs et les récepteurs. En effet, le calcul du potentiel pour les émetteurs et les récepteurs diffère du reste du corps de l'instrument et du satellite, comme nous allons le voir dans la section suivante.

B.2 Formation de la matrice de résolution

La résolution du problème revient à connaître la répartition des charges sur tous les éléments conducteurs. Pour cela, il convient de résoudre un système linéaire, que nous allons définir dans la section suivante.

B.2.1 Définition des équations du système

Pour chaque sous-élément constituant le maillage de la géométrie, le potentiel dépend également du potentiel du plasma. Pour une fréquence d'émission Ω , la distribution du potentiel sur toute la géométrie va maintenant s'écrire à l'aide du système d'équations suivant :

$$\frac{q_i}{\alpha_i} + \sum_{j=1}^N \frac{q_j}{r_{ij}} \frac{\phi}{\phi_0}(\Omega, r_{ij}/\lambda_D) - 4\pi\epsilon_0 V_{SC} + \frac{4\pi\epsilon_0}{C_{1,2,3,4}} \sum q_i = 4\pi\epsilon_0 V_k, i \in [1, N]; j \neq i \quad (B.1)$$

La fonction ϕ/ϕ_0 est le potentiel de l'onde électrostatique normalisé par le potentiel dans le vide définie dans le chapitre 3 pour différentes fonctions de distributions des électrons en vitesse. Il existe trois cas possible :

1. Le sous-élément fait partie de l'émetteur
2. Le sous-élément fait partie du récepteur
3. Le sous-élément fait partie du reste de la géométrie

Pour chaque cas, l'équation à résoudre est différente.

Pour le cas 1, l'équation est la suivante :

$$\frac{q_i}{\alpha_i} + \sum_{j=1}^N \frac{q_j}{r_{ij}} \frac{\phi}{\phi_0}(\Omega, r_{ij}/\lambda_D) - 4\pi\epsilon_0 V_{SC} + \frac{4\pi\epsilon_0}{C_{1,2}} \sum q_i = 4\pi\epsilon_0 V_k, i \in [1, N]; j \neq i \quad (B.2)$$

Pour le cas 2, l'équation est définie comme suit :

$$\frac{q_i}{\alpha_i} + \sum_{j=1}^N \frac{q_j}{r_{ij}} \frac{\phi}{\phi_0}(\Omega, r_{ij}/\lambda_D) - 4\pi\epsilon_0 V_{SC} + \frac{4\pi\epsilon_0}{C_{3,4}} \sum q_i = 0, i \in [1, N]; j \neq i \quad (B.3)$$

Enfin, pour le cas 3, l'équation est :

$$\frac{q_i}{\alpha_i} + \sum_{j=1}^N \frac{q_j}{r_{ij}} \frac{\phi}{\phi_0}(\Omega, r_{ij}/\lambda_D) - 4\pi\epsilon_0 V_{SC} = 0, i \in [1, N]; j \neq i \quad (B.4)$$

Cet ensemble d'équations est complété par la condition de neutralité électrique :

$$\sum_{i=1}^N q_i = 0 \quad (B.5)$$

Le système d'équations (4.15) et (4.12) peut alors être écrit comme un système linéaire $Aq = B$ avec une matrice A de dimension $(N+1, N+1)$, q un vecteur de dimension $(N+1)$ contenant toutes

les charges q_i et $V_{S/C}$ en position $N+1$ (charge neutre), et B un vecteur $(N+1)$ contenant $V_{T_{1,2}}$ pour les surfaces S_i correspondantes aux deux émetteurs et 0 autrement. Pour inverser la matrice A , une factorisation LU est appliquée. Le vecteur-solution q est alors utilisé pour calculer la différence de potentiel entre les récepteurs :

$$\Delta V_R = \frac{1}{C_4} \sum q_{R_2} - \frac{1}{C_3} \sum q_{R_1} \quad (B.6)$$

La réponse instrumentale est alors définie par :

$$H_{vide} = 20 \log_{10} (20 |\Delta V_R|) \quad (B.7)$$

B.3 Calcul du potentiel propre

Le potentiel propre dépend de la géométrie des sous-éléments du maillage. Nous présentons ici le calcul du potentiel propre pour deux géométries : un rectangle et un triangle en considérant ces sous-éléments définie sur un même plan en 2D. [Wattiaux et al. \[2019\]](#) détaille le calcul du potentiel pour un rectangle pour un cylindre et une sphère en prenant en compte la courbure.

B.3.1 Pour un rectangle

Lorsque le sous-élément est un rectangle, il est possible de le diviser en 2^N sous-rectangle. Ici, nous nous limitons à $N = 2$, mais le processus est itératif. A partir des coordonnées des points définissant le rectangle principal, il est possible de calculer simplement le milieu du rectangle et ainsi les milieux des quatres autres sous-rectangles. Ceci est illustré en figure [B.3](#).

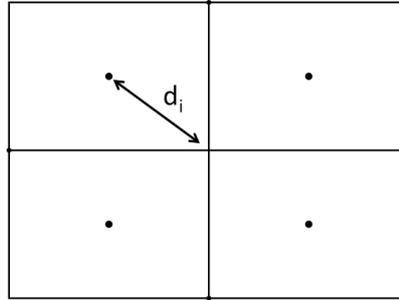


FIGURE B.3 – Découpe d'un rectangle en quatre sous-rectangle d'aire égale

Le potentiel propre α_i est alors calculé comme tel :

$$\alpha_i = \frac{4}{\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} + \frac{1}{d_3} + \frac{1}{d_4}} \quad (B.8)$$

où d_i est la distance entre le milieu du sous-rectangle i et le milieu du rectangle principal.

B.3.2 Pour un triangle

Lorsque le sous-élément est un triangle, il est possible de le diviser en six sous-triangles d'aire égale avec seulement les coordonnées des trois points caractérisant le triangle principal. En effet, le centre de gravité et les points de la médiane définissent un système de six sous triangles de part égale. Ceci est illustré en figure [B.4](#).

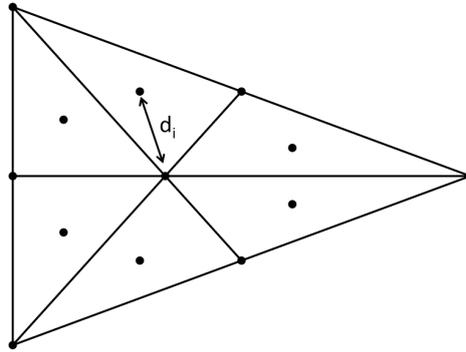


FIGURE B.4 – Découpe d'un triangle en six sous-triangles d'aire égale.

Le potentiel propre α_i est alors calculé comme tel :

$$\alpha_i = \frac{6}{\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} + \frac{1}{d_3} + \frac{1}{d_4} + \frac{1}{d_5} + \frac{1}{d_6}} \quad (\text{B.9})$$

où d_i est la distance entre le centre de gravité du triangle principale et le centre de gravité du sous-triangle i .

*ANNEXE B. DESCRIPTION DU CODE DE CALCUL DE LA MÉTHODE DE DISCRÉTISATION
SURFACIQUE DE CHARGE (DSCD)*

Annexe C

Méthodes d'apprentissage automatique sur les spectres d'impédance mutuelle de RPC-MIP

Cette annexe présente les travaux préliminaires de l'application des méthodes automatiques type *Machine Learning/Deep Learning* sur les spectres d'impédance mutuelle mesurées par RPC-MIP dans l'ionosphère de 67P. Une partie de ces travaux a été menée en collaboration avec L. Bucciantini (LPC2E) ainsi que par V. Savreux, étudiant que j'ai encadré durant son CDD d'un mois au laboratoire.

C.1 Introduction

Afin de préparer les futurs traitements des spectres d'impédance mutuelle des prochaines missions spatiales *BepiColombo* et *JUICE*, nous avons étudié la faisabilité d'utiliser les méthodes d'apprentissage automatique en les appliquant à la base de données d'impédance mutuelle de RPC-MIP.

La détermination des paramètres fondamentaux du plasma s'effectue à l'aide des positions des résonances et des anti-résonances sur les spectres d'impédance mutuelle (section 2.1.2). Ces positions sont généralement déterminées à partir d'algorithmes de détections dont les hypothèses peuvent s'avérer fastidieuses pour obtenir les meilleurs précisions de localisation des fréquences caractéristiques tout au long de la phase d'exploitation de l'instrument. Afin de faciliter ce travail de détermination des résonances/anti-résonances, nous sommes en train d'étudier la possibilité d'utiliser les méthodes d'apprentissage automatique pour repérer la position des fréquences caractéristiques sur les spectres d'impédance mutuelle.

Comme indiqué dans la section 2.4.1.2, RPC-MIP fonctionne dans la gamme de fréquence de la fréquence plasma électronique. Comme le champ magnétique est faible dans l'ionosphère de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko, seule la résonance propre à la fréquence plasma électronique peut être observée sur les spectres d'impédance mutuelle. Cependant, la difficulté de la localisation de la fréquence plasma provient de la longueur de Debye assez large pour décaler la fréquence plasma électronique de la fréquence d'amplitude maximale (section 3.3.1). De plus, comme nous l'avons montré dans le chapitre 4 et 5, une seconde résonance dû à la présence de deux populations électroniques apparaît sur les spectres d'impédance mutuelle. Sur ces spectres, la recherche des résonances est alors différente de la recherche sur les spectres n'ayant qu'une

seule résonance. Afin de déterminer la localisation de la fréquence plasma électronique sur les spectres d'impédance mutuelle, nous avons donc besoin de connaître le type du spectre. Nous présentons les méthodes d'apprentissage pour réperer les types de spectre sur la base de données de RPC-MIP. Ce travail a été mené par V. Savreux.

C.2 Application des méthodes de classification sur les spectres RPC-MIP

Les méthodes d'apprentissage automatique sont de plus en plus nombreuses dans la littérature que ce soit l'approche *Machine Learning* ou l'approche *Deep Learning*. Dans cette multitude d'algorithmes, il existe différents algorithmes de classification : les méthodes de classifications non-supervisées et de classifications supervisées. La classification non-supervisée (dite méthode de clustering) n'ont pas besoin de labels. L'algorithme peut donc apprendre à classer sans aucune information au préalable. Ces méthodes sont pratiques lorsque les données sont de petites dimensions. Cependant, lorsque la dimension augmente, il est de plus en plus difficile de trouver des relations entre les données puisqu'elles vont être toutes espacées dans l'espace de grande dimension. Cet effet porte le nom de *fléau de la dimension*. Il est très difficile à l'algorithme d'interpoler les données. Par exemple, pour que chaque donnée soit répartie au maximum à une distance de 0.1 sur un carré $[0, 1] \times [0, 1]$, le nombre de données doit être de 10^2 . Si la dimension des données est de 90, alors il faudrait plus de données que d'atome dans l'Univers!

Une méthode possible est de réduire la dimension initiale des données. Sur les spectres de RPC-MIP, la dimension des spectres d'impédance mutuelle est de 92 correspondant aux 92 fréquences d'émission. Il existe différentes méthodes comme l'analyse en composante principale ou réduction par ondelettes. Cependant, nous avons remarqué que la perte d'information est beaucoup trop grande pour que l'algorithme apprenne correctement. Les algorithmes d'apprentissage en classification non-supervisée ne donnent pas de résultats satisfaisants (précision de l'ordre de 60%, résultats non-présentés ici). Nous avons alors décidé d'appliquer une méthode de classification supervisée à l'aide de réseaux de neurones (*Deep Learning*). Afin d'implémenter une méthode d'apprentissage automatique efficace, il convient de définir une base de données représentative de tous les spectres mesurés par RPC-MIP autour de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko. Il existe 3 différents types de spectres (présenté en figure C.1) :

- les spectres bruités pour lesquelles aucune détection de la fréquence plasma n'est possible
- les spectres pour lesquelles une seule résonance localisée autour de la fréquence plasma est détectable
- les spectres pour lesquelles il existe une double-résonance caractéristique de la présence d'un mélange entre électrons chauds et froids (voir chapitre 5).

Les codes ont été écrits dans le langage Python. Les algorithmes d'apprentissage automatique ont été implémentés à l'aide de librairie *Keras* permettant de mettre en place un réseau de neurones facilement et efficacement. La librairie *scikit-learn* a également été utilisée proposant diverses fonctions pour la gestion des résultats de sorties des algorithmes d'apprentissage telles que la génération d'une matrice de confusion ou la génération des labels.

Le jeu de données d'apprentissage et de test est constituée d'une liste des amplitudes des spectres d'impédance mutuelle définie sur les 92 fréquences d'émission/réception de RPC-MIP en mode SDL. Chaque spectre d'impédance mutuelle est donc vue comme des vecteurs à 92 dimensions avec les valeurs d'amplitudes exprimées en dB. En sortie, l'algorithme d'apprentissage automatique ressort un nombre entier entre 0 et 2 représentant la classe d'appartenance de chaque spectre

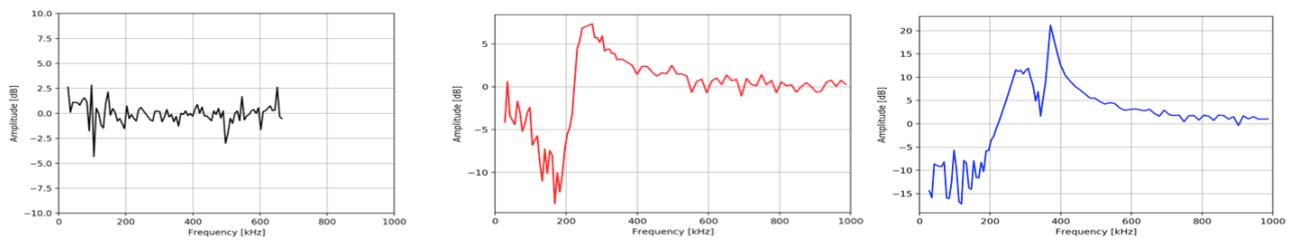


FIGURE C.1 – Les différents types de spectres d'impédance mutuelle mesurés par RPC-MIP durant la phase cométaire de *Rosetta* : (a) spectre bruité, (b) spectre ayant une seule résonance, (c) spectre ayant une double-résonance

du jeu de données test.

Le réseau de neurones utilisé est le suivant :

```
model.add(Dense(200, input_shape=(93,), init = 'uniform', activation='relu'))
model.add(Dropout(0,4))
model.add(Dense(100, init='uniform', activation='relu'))
model.add(Dense(3, init='uniform', activation='sigmoid'))
sdg = SGD(lr=0.01, decay=1e-6, momentum=0.9, nesterov=True)
model.compile(loss='binary_crossentropy', optimizer=sdg, metrics=['accuracy'])
model.fit(data, labels, epochs=40, batch_size=20)
```

Il est composé de trois couches denses (c'est-à-dire tous connectés entre eux). La première couche possède 200 neurones, la seconde 100 neurones et la dernière le nombre de classes considérées (donc ici 3). La méthode d'optimisation est une méthode *Stochastic Gradient Descent* (SGD). Cette méthode d'optimisation est très utilisée lorsque la fonction objective (i.e. la fonction à minimiser) s'écrit comme une somme de fonctions différentiables (chaque fonction étant associée à une donnée). La non-linéarité ajoutée dans le réseau est de type *relu* pour les deux premières couches et de type *sigmoid* pour la dernière. Enfin, le paramètre *Dropout* est un paramètre permettant d'éviter le sur-apprentissage.

La base de données d'apprentissage est constituée de 21500 spectres d'impédance représenté chacun par un vecteur à 92 dimensions avec les valeurs des amplitudes exprimées en dB. Le nombre de spectres de chaque classe est parfaitement réparti. Les spectres sélectionnés ont tous été mesurés en mode SDL Phasé ayant déjà été traités (suppression des interférences et de l'impédance dans le vide). La base de données de test est constitué de 1600 spectres d'impédance équitablement réparties entre chaque classe. Deux autres bases de données d'apprentissage ont également été utilisées. Pour la première base de données, le maximum de l'amplitude a été ajouté au spectre. La dimension du vecteur d'entrée est donc de 93 (92 valeurs d'amplitude + valeur du maximum). Pour la seconde base de données, la valeur *peak-to-peak* (écart entre le maximum et le minimum d'amplitude) a été ajoutée à chaque spectre. La dimension du vecteur d'entrée est également de 93 (92 valeurs d'amplitude + valeur du max-min). Pour ces trois bases de données, les données n'ont pas été normalisées en amplitude.

Le réseau de neurones a été testé sur les trois bases de données de spectres. La précision des trois modèles se situe autour des 85%. Cependant, il a été remarqué que l'ajout de la valeur *peak-to-peak* associée au spectre d'impédance mutuelle améliore la détection de la double-résonance. La matrice de confusion correspondante à cette base de données est présentée en figure C.2.

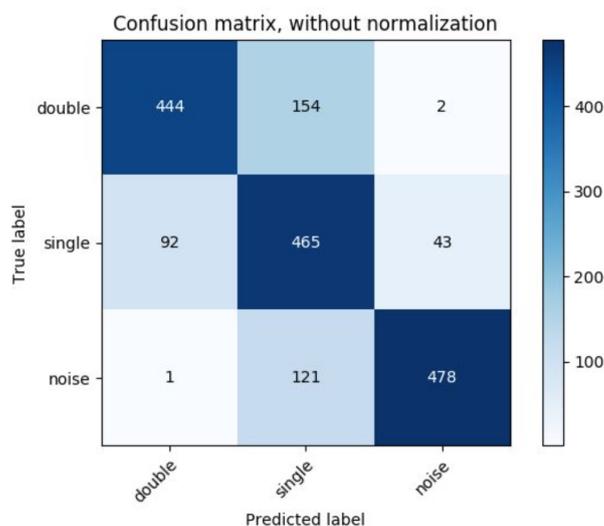


FIGURE C.2 – Matrice de confusion construite à partir des résultats de l’algorithme d’apprentissage automatique sur le jeu de données de test constitué de 1 600 spectres ainsi que la valeur *peak-to-peak* pour chaque type de spectres. La précision du modèle est de 86%.

C.3 Perspectives

Nous avons vu que les méthodes de classification à l’aide des réseaux de neurones étaient efficace pour reconnaître le type de spectres (simple résonance, double-résonance ou bruit). La prochaine étape de la méthode d’apprentissage automatique est de combiner le modèle de classification de spectres avec un modèle de recherche automatique de la fréquence plasma électronique. Comme indiqué dans l’introduction de cette annexe, les deux aspects sont fortement liés puisque la détection de la fréquence plasma électronique dépend du type de spectre. Nous pourrions alors localiser automatiquement la fréquence plasma électronique.

Il faut noter que pour les instruments PWI/AM²P ainsi que pour RPWI/MIME, les conditions ne seront pas les mêmes que ce soit (i) en terme de conditions plasmas ou de (ii) configurations d’antennes. Les spectres mesurés par ces deux instruments devraient donc être sensiblement différents de ceux mesurés par RPC-MIP.

Différentes solutions semblent être envisageables pour appliquer les méthodes de détection sur ces prochaines bases de données.

Concernant les configurations d’antennes, nous pourrions appliquer un modèle sur une base de données de spectres simulés dans différentes conditions plasmas. Testé sur la base de données des spectres expérimentaux, le modèle pourrait prédire le type du spectre ainsi que son mode d’opération. Ce modèle est actuellement en cours de test sur RPC-MIP en utilisant les spectres simulés avec la méthode de Discrétisation Surfactive de Charge (DSCD).

Concernant les conditions plasmas, le champ magnétique sera non-négligeable dans certaines régions de Mercure et dans le système Jovian. De multiples résonances dues à la fréquence cyclotron électronique et à ses harmoniques apparaîtront sur les spectres d’impédance mutuelle (section 6.2.2). Les spectres d’impédance mutuelle attendues par PWI/AM²P et RPWI/MIME devraient être assez similaires aux spectres mesurés par la sonde à relaxation WHISPER à bord de la mission *CLUSTER-II* [Trotignon et al., 2001], notamment sur le type de régions différentes traversées dans la magnétosphère de Mercure, de Ganymède ainsi que dans le vent solaire. Des études

similaires sont actuellement menées au laboratoire sur les spectres mesurés par WHISPER pour détecter automatiquement les différentes régions de la magnétosphère terrestre ainsi que le vent solaire à partir uniquement de ces spectres. De tels algorithmes pourraient être utilisés pour les missions *BepiColombo* et *JUICE* pour localiser les régions de la magnétosphère de Mercure et de Ganymède. C'est pourquoi nous travaillons actuellement en collaboration avec l'équipe chargée des données de la sonde WHISPER.

J'ai présenté, avec L. Bucciardini (LPC2E), ces travaux sur les données de RPC-MIP et de WHISPER lors de la conférence *Machine Learning in Heliophysics* à Amsterdam en septembre 2019.

Annexe D

L'interface graphique *MIPy*

Dans cette annexe, nous présentons l'interface graphique *MIPy* qui a été développée par V. Savreux que j'ai encadré durant son stage de DUT (avril-juin 2019) au cours de cette thèse.

Le programme *MIPy* (*Mutual Impedance probe in Python*) est une interface graphique permettant l'exploitation des simulations numériques du potentiel électrostatique ainsi que de l'impédance mutuelle. Le programme est présent sur la forge du laboratoire et les documents associés ont été placés sur la plateforme de gestion de documents du laboratoire (GED).

L'objectif principal de ce programme est de faciliter la modélisation du potentiel de l'onde électrostatique et de la réponse instrumentale ainsi que l'affichage et l'exploitation de ces simulations numériques. Cette interface graphique pourra également servir à la décision du choix de configuration instrumentale de RPWI/MIME à bord du satellite *JUICE* par la modélisation des spectres d'impédance mutuelle dans l'environnement de Ganymède.

Nous allons voir dans la suite de cette annexe que l'interface graphique permet de calculer et d'afficher les potentiels pour les différentes fonctions de distribution en vitesse des électrons introduites dans le chapitre 3. Ce mode est présenté dans la section D.1. L'interface graphique permet également de calculer l'impédance mutuelle pour n'importe quelle configuration de sonde quadripolaire. Cette modélisation est disponible dans l'hypothèse où les émetteurs sont considérés comme des charges ponctuelles pulsantes. Ce mode est présenté dans la section D.2.

D.1 Modélisation du potentiel de l'onde électrostatique

Le mode *Potential* permet à l'utilisateur de calculer et d'afficher le potentiel de l'onde électrostatique généré par une charge pulsante dans un plasma homogène et isotrope. Le calcul est proposé pour les fonctions de distributions dont la modélisation a été développée au cours de ces travaux de thèse. Les fonctions de distribution proposées sont les suivantes :

- fonction de distribution Maxwellienne
- fonction de distribution vue comme une somme de deux Maxwelliennes
- fonction de distribution de type Kappa
- fonction de distribution vue comme une somme d'une Maxwellienne froide et d'une kappa chaude
- fonction de distribution vue comme une somme de deux fonctions kappa

La figure D.1 présente la page principale de ce mode. Afin de générer une courbe de potentiel électrostatique en fonction de la distance à l'émetteur (normalisée à la longueur de Debye), la page de

gauche permet de sélectionner les différents paramètres plasmas associés à la fonction de distribution choisie par l'utilisateur. Le paramètre *frequency* est la fréquence d'émission normalisée à la fréquence plasma électronique. Les fréquences comprises entre 1 et 1.02 ne sont pas calculées [Gilet et al., 2017, Annexe A].

Le paramètre *density* représente le ratio de densité des électrons les plus chauds par rapport à la densité totale. Ce paramètre doit donc se situer entre 0 et 1. (*Seulement pour les fonctions de distribution contenant deux populations*).

Le paramètre *temperature* représente le ratio de température des électrons les plus chauds sur les plus froids. Ce paramètre doit donc se situer au dessus de 1. (*Seulement pour les fonctions de distribution contenant deux populations*).

Les paramètres *kappa1* et *kappa2* sont les valeurs des kappa à considérer lorsque l'utilisateur a choisi de rentrer une fonction kappa (*kappa1*) ou une somme de deux fonctions kappa (*kappa1* pour les froids et *kappa2* pour les chauds). Lorsque l'utilisateur a sélectionné les paramètres, le potentiel électrostatique est calculé et affiché sur la page de droite. Comme le potentiel est une fonction complexe, il est possible d'afficher le potentiel suivant sa partie réelle et imaginaire ou son module et son argument. Il est également possible de télécharger l'image générée ainsi que de sauvegarder les valeurs du potentiel électrostatique dans un fichier texte.

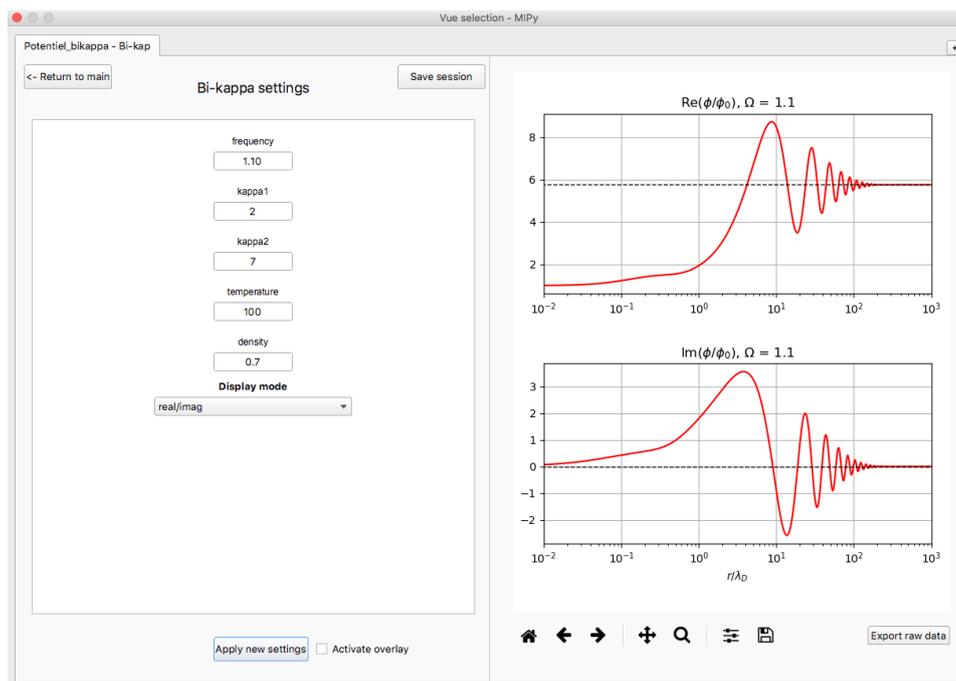


FIGURE D.1 – Mode *Potential* avec les paramètres plasmas à rentrer par l'utilisateur et sur la droite, le potentiel correspondant avec la partie réelle et la partie imaginaire.

D.2 Modélisation de l'impédance mutuelle

Le mode *Mutual Impedance* permet à l'utilisateur de calculer et d'afficher la réponse instrumentale d'une sonde quadripolaire dans un plasma modélisé par les différentes fonctions de distributions décrites dans la section précédente. La figure D.2 présente la page principale de ce mode.

Dans un premier temps, il est demandé à l'utilisateur de paramétrer la géométrie de la sonde pour laquelle l'impédance mutuelle sera calculée. Cette sonde quadripolaire possède deux récepteurs R_1 et R_2 et au plus deux émetteurs E_1 et E_2 avec éventuellement un émetteur supplémentaire E_3 pour satisfaire la neutralité de la charge. Il est possible de pré-remplir ces informations à partir des sondes à impédance mutuelle RPC-MIP et RPWI/MIME. Pour RPC-MIP, les modes LDL et les modes SDL avec les 4 sous-modes : E_1 , E_2 , Anti-Phase et Phase sont proposés. Pour RPWI/MIME, les 26 configurations de l'impédance mutuelle en mode LP-LP ont été également pré-remplies. Une fois la géométrie sélectionnée, l'utilisateur doit choisir les paramètres plasma comme ceux définis dans le mode *Potential*. Cependant, le calcul de l'impédance mutuelle demandant d'avoir accès au potentiel électrique pour toute une gamme de fréquences d'émission. Le calcul du potentiel pouvant durer plusieurs dizaines de minutes, une base de données de potentiels électrostatiques est disponible pour chaque fonction de distribution afin d'éviter de recalculer ce potentiel à chaque simulation de l'impédance. Le calcul de l'impédance mutuelle est alors réduit à quelques secondes.

Pour plus d'information et de détail, nous vous renvoyons au manuel d'utilisateur et de maintenance de l'interface graphique, se trouvant sur la plateforme de documentation du laboratoire.

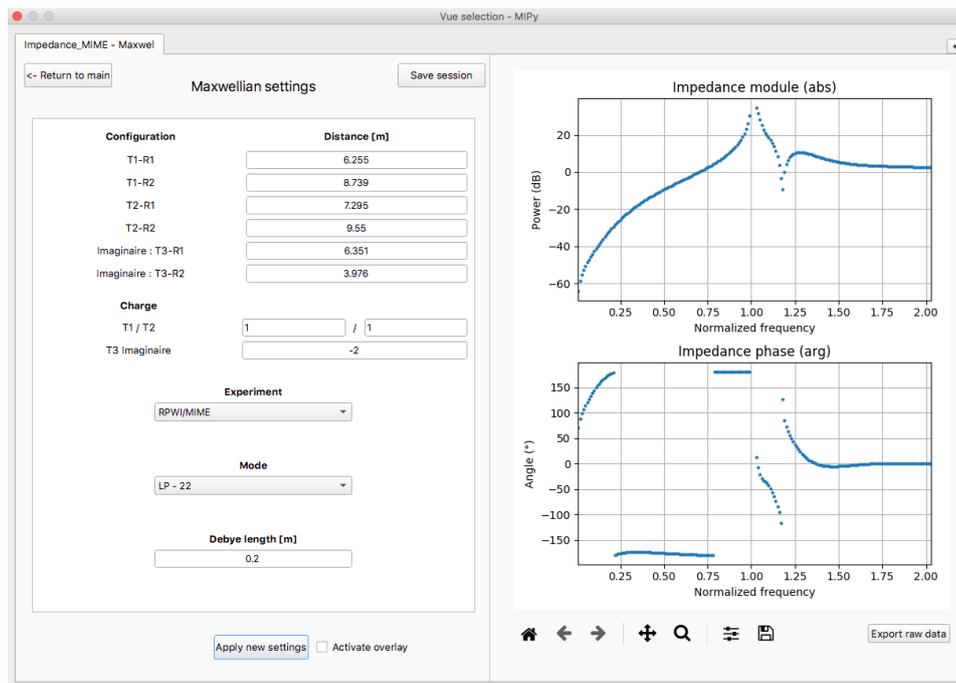


FIGURE D.2 – Mode *Mutual Impedance* avec (i) les configurations instrumentales et (ii) les paramètres plasmas à sélectionner par l'utilisateur. Sur la droite, l'impédance mutuelle exprimée en amplitude et en phase.

D.3 Perspectives

L'interface graphique *MIPy* permet pour l'instant de réaliser des simulations numériques de l'impédance lorsque seule l'émetteur est vue comme une charge pulsante et cela pour une configuration avec au maximum deux émetteurs (+ l'émetteur imaginaire située au centre du satellite pour respecter la neutralité de la charge). Dans les prochaines versions de l'interface graphique, nous prévoyons de rajouter quelques fonctionnalités.

- **Calcul de l'impédance mutuelle pour toute une gamme d'émetteurs.** Ce mode permettra de prendre en compte les émetteurs de type antenne, notamment ceux de PWI/AM²P sur la mission *BepiColombo*. Un fichier de paramètre avec la position des émetteurs et leurs charges correspondantes devra être fourni à partir de la discrétisation de l'antenne (effectuée à l'aide du logiciel *GMSH*).
- **Calcul de l'impédance mutuelle de RPC-MIP à l'aide de la méthode de Discrétisation Surface de Charge (DSCD).** Ce mode de calcul permettra de prendre en compte l'effet des charges électrique réparties sur le satellite sur les mesures d'impédance mutuelle. A partir de la géométrie de *Rosetta* et de RPC-MIP, l'utilisateur n'aura qu'à rentrer les paramètres plasmas comme dans le mode Mutual Impedance présenté en section [D.2](#) ainsi que le mode d'opération (E₁, E₂, Anti-Phase, Phase) et le niveau d'émission (Full, div.2, div.4, div.8).
- **Calcul de l'impédance mutuelle de RPC-MIP en prenant en compte l'effet de gaine.** Ce mode de calcul permettra de faire des simulations numériques de l'impédance mutuelle de RPC-MIP en prenant en compte l'effet de gaine comme présenté en section [4.3.3](#). Comme le mode précédant, l'utilisateur devra rentrer les conditions plasmas et la configuration d'opération de l'instrument RPC-MIP
- **Calcul de l'impédance mutuelle dans l'ionosphère de Ganymède.** Ce mode de calcul permettra de faire des simulations numériques de l'impédance mutuelle dans les conditions plasmas de l'ionosphère de Ganymède simulées par le modèle 3D de l'ionosphère de la lune de Jupiter [[Carnielli et al., 2019](#)].

Annexe E

Modélisation du potentiel de l'onde électrostatique par équations intégrales

Durant cette thèse, nous avons résolu le potentiel de l'onde électrostatique en passant par le système Vlasov-Poisson linéarisé dans l'espace de Fourier comme présenté dans la section 3.1.2. Cette méthode est efficace et rend facile l'expression du potentiel électrostatique dans un plasma homogène. Cependant, comme nous l'avons vu dans le chapitre 4, le plasma autour du satellite et de l'instrument peut être fortement inhomogène. Cette inhomogénéité a été modélisée par une gaine ionique autour de l'instrument.

Une autre possibilité est de développer une méthode de résolution du potentiel électrostatique dans un plasma inhomogène.

Dans cette annexe, nous présentons deux méthodes qui pourraient permettre de calculer le potentiel de l'onde électrostatique dans un plasma inhomogène. Ces deux méthodes se basent sur une expression du potentiel électrostatique à partir d'équations intégrales. La première méthode se base sur une résolution de l'équation intégrale à partir du noyau d'Abramowitz [Colombo et al., 1992; Dellapiana et al., 1995] (section E.1) tandis que la seconde se base sur l'équation intégrale développée par Lee et Soper [1968] (section E.2). Le développement de ces deux méthodes est un travail préliminaire. Nous présentons ici les solutions du potentiel dans un plasma homogène.

E.1 Résolution par le noyau d'Abramowitz

Colombo et al. [1992] a démontré que le potentiel de l'onde électrostatique satisfaisait l'équation intégrale de la forme suivante :

$$\Delta \frac{\phi}{\phi_0}(r, \Omega) = \frac{1}{\lambda_D^2} \frac{\phi}{\phi_0}(r, \Omega) - \int D_e(R) \frac{\phi}{\phi_0}(r - R, \Omega) dR - \frac{\rho\Omega}{\epsilon_0} \quad (\text{E.1})$$

où noyau D_e dépend de la fonction de distribution des électrons en vitesse à l'équilibre f_0 :

$$D_s(r) = \frac{\Omega q_s}{\epsilon_0} \frac{P'(\Omega r)}{r^2} \quad (\text{E.2})$$

où

$$P_s(u) = q_s m \int_0^{+\infty} \frac{\partial f_0(w)}{\partial w} e^{-i/w} w dw \quad (\text{E.3})$$

Le noyau associé à une distribution des électrons en vitesse de type Maxwellienne est donné par :

$$D_e(r) = \frac{i\Omega}{\pi\sqrt{2\pi}\lambda_D} \frac{1}{r^2} f_1\left(\frac{i\Omega r}{\sqrt{2}\lambda_D}\right) \quad (\text{E.4})$$

où $f_1(z)$ est la fonction d'Abramowitz définie par la formule suivante :

$$f_1(z) = \int_0^{+\infty} u e^{-u^2 - z/u} du \quad (\text{E.5})$$

Les propriétés de la fonction d'Abramowitz sont définies pour une variable réelle [Abramowitz et Stegun, 1972]. Avec O. Randriamboarison, nous avons généralisé cette fonction à une variable purement imaginaire. La démonstration de cette généralisation n'est pas proposée dans ce manuscrit.

[Dellapiana et al., 1995] a proposé deux méthodes numériques pour résoudre l'équation (E.1). Durant ces travaux de thèse, j'ai réimplémenté ces deux méthodes numériques permettant de modéliser le potentiel électrostatique. Un exemple du potentiel calculé pour une fréquence $\omega/\omega_{pe} = 1.5$ est illustré en figure E.1 comparé au potentiel modélisé par la méthode numérique (section 3.4) dans le cas d'une fonction de distribution Maxwellienne.

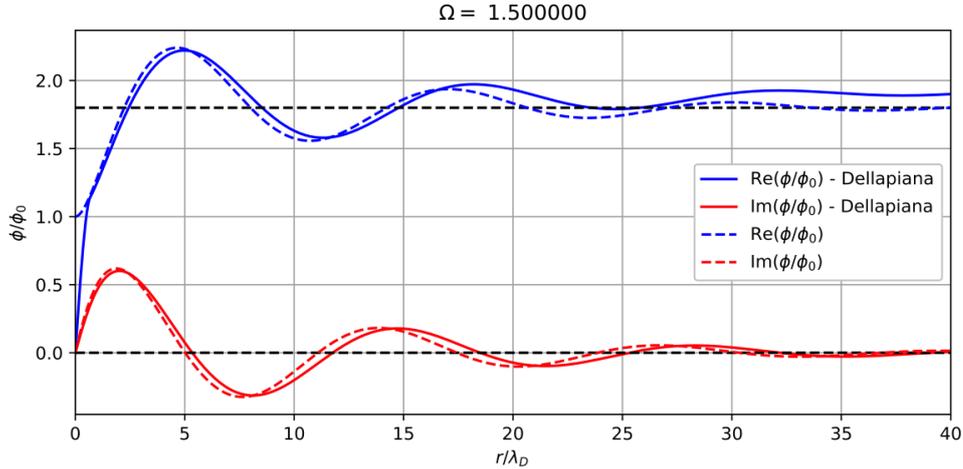


FIGURE E.1 – Potentiel de l'onde électrostatique calculé par la méthode de Colombo & Dellapiana (ligne continue) et par la méthode d'intégration numérique (ligne pointillée) pour $\Omega = 1.5$.

E.2 Résolution par la méthode de Lee & Soper

Lee et Soper [1968] a développé une méthode permettant de résoudre le système linéarisé de Vlasov-Poisson par une résolution d'une équation intégrale de manière analytique. Pour cette méthode, la fonction de distribution des électrons en vitesse perturbée est donnée par :

$$f_1(\vec{r}, \vec{v}, t) = g_0(\vec{r} - \vec{v}t, \vec{v}) - \frac{e}{m_e} \frac{\partial f_0(\vec{v})}{\partial \vec{v}} \cdot \int_t^0 \vec{\nabla} \phi_1[\vec{r} + \vec{v}(t - \tau), \tau] d\tau \quad (\text{E.6})$$

où $g_0(\vec{r}, \vec{v}) = f_1(\vec{r}, \vec{v}, 0)$ est la fonction perturbée de distribution des électrons en vitesse à l'état initial.

Le potentiel électrostatique est donné par :

$$\phi_1(\vec{r}, t) = \phi_{ext}(\vec{r}, t) - \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \int_{\mathbb{R}^3} \frac{n(\vec{\xi}, t)}{|\vec{r} - \vec{\xi}|} d^3\xi \quad (\text{E.7})$$

avec

$$n(\vec{r}, t) = \int_{\mathbb{R}^3} f_1(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3 \vec{v} \quad (\text{E.8})$$

et ϕ_{ext} est un potentiel électrique extérieur, typiquement le potentiel électrostatique envoyé par les émetteurs dans le cas d'une sonde à impédance mutuelle. A partir des équations (E.6)-(E.7)-(E.8), l'équation intégrale de la densité électronique du plasma perturbé peut s'écrire sous la forme :

$$n(\vec{r}, t) + \int_0^t \int_{\mathbb{R}^3} G(\vec{r} - \vec{\xi}, t - \tau) n(\vec{\xi}, \tau) d\tau d^3 \vec{\xi} = h(\vec{r}, t) \quad (\text{E.9})$$

où G est le noyau de l'équation intégrale. Il est définie par :

$$G(\vec{r}, t) = \frac{e^2}{4\pi m_e \epsilon_0} \int_{\mathbb{R}^3} \frac{\partial f_0(\vec{v})}{\partial \vec{v}} \cdot \frac{(\vec{r} - t\vec{v})}{|\vec{r} - t\vec{v}|^3} d^3 \vec{v} \quad (\text{E.10})$$

et le terme d'excitation h s'exprime :

$$h(\vec{r}, t) = \int_{\mathbb{R}^3} g_0(\vec{r} - \vec{v}t, \vec{v}) d^3 \vec{v} - \frac{e}{m_e} \int_{\mathbb{R}^3} \int_0^t \frac{\partial f_0(\vec{v})}{\partial \vec{v}} \cdot \vec{\nabla} \phi_{ext}[\vec{r} + \vec{v}(t - \tau), \tau] d\tau d^3 \vec{v} \quad (\text{E.11})$$

L'expression E.11 peut se simplifier par :

$$h(\vec{r}, t) = \frac{e}{m_e \epsilon_0} \int_0^t q_{ext}(\tau) \frac{f_0[(t - \tau)^{-1} \vec{r}]}{(t - \tau)^2} d\tau \quad (\text{E.12})$$

Le déroulement temporel de la fonction d'excitation peut être caractérisé par (i) une forme impulsive qui correspond à $q_{ext}(t) = q_0 \delta(t - t_0)$ avec δ étant la fonction de Dirac ou (ii) une forme harmonique qui correspond à $q_{ext}(t) = q_0 H(t) \sin(\omega_0 t)$ avec ω_0 étant une fréquence angulaire bien définie et constante. Par conséquent, le terme d'excitation prend la forme suivante en considérant une excitation impulsive :

$$h(\vec{r}, t) = \frac{q_0}{e} \omega_{pe}^2 \frac{f_0(t^{-1} \vec{r})}{t^2} \quad (\text{E.13})$$

et en supposant une excitation harmonique, le terme d'excitation s'écrit :

$$h(\vec{r}, t) = \frac{e q_0}{m_e \epsilon_0} \int_0^t \sin(\omega_0 \tau) \frac{f_0[(t - \tau)^{-1} \vec{r}]}{(t - \tau)^2} d\tau \quad (\text{E.14})$$

Le terme d'excitation dépend de la fonction de distribution des électrons en vitesse non-perturbée f_0 . En considérant une fonction de distribution Lorentzienne, le noyau de l'équation intégrale devient :

$$G(\vec{r}, t) = \frac{\omega_{pe}}{\pi^2} \frac{t^2}{[r^2 + (v_0 t)^2]^2} \quad (\text{E.15})$$

Dans l'espace de Fourier, le noyau est défini comme suit :

$$\vec{G}(\vec{k}, t) = \frac{\omega_{pe}^2}{v_0} (t e^{-k v_0 t}) \quad (\text{E.16})$$

Dans le cas d'une excitation impulsionnelle, la transformation de Fourier du terme de forçage de l'équation d'évolution est donnée par :

$$\hat{h}(\vec{k}, t) = \frac{q_0}{e} n_0 \frac{\omega_{pe}^2}{v_0} t e^{-k v_0 t} \quad (\text{E.17})$$

Alors, dans l'espace de Fourier, l'équation d'évolution devient :

$$\hat{n}(\vec{k}, t) + \frac{\omega_{pe}^2}{v_0} \int_0^t (t - \tau) e^{-k v_0(t-\tau)} \hat{n}(\vec{k}, \tau) d\tau = \frac{q_0 n_0}{e} \frac{\omega_{pe}^2}{v_0} t e^{-k v_0 t} \quad (E.18)$$

Cette équation intégrale peut être résolue par rapport au temps. Pour cela, nous avons utilisé la solution tabulée dans [Polyanin et Manzhirov, 2008] de l'équation suivante :

$$y(x) + A \int_{\alpha}^x (x-t) e^{\lambda(x-t)} y(t) dt = f(x) \quad (E.19)$$

La solution de cette équation intégrale est donnée par

$$y(x) = f(x) - k \int_{\alpha}^x e^{\lambda(x-t)} \sin[k(x-t)] f(t) dt \quad (E.20)$$

où $A > 0$ et $k = \sqrt{A}$.

Par conséquent, la transformée de Fourier de la densité perturbée, dans le cas où $v_0 > 0$, est donnée par :

$$\hat{n}(\vec{k}, t) = \frac{\omega_{pe} q_0}{e \sqrt{v_0}} e^{-k v_0 t} \sin\left(\frac{\omega_{pe}}{\sqrt{v_0}} t\right) \quad (E.21)$$

De plus, la transformée de Fourier de l'équation de Poisson est définie par :

$$-k^2 \hat{\phi}(\mathbf{k}, t) = -k^2 \hat{\phi}_{ext}(r, t) + \frac{e}{\epsilon_0} \hat{n}(\mathbf{k}, t) \quad (E.22)$$

Par conséquent, le potentiel de l'onde électrostatique s'exprime par :

$$\phi(r, t) = \phi_{ext}(r, t) + \frac{e}{\epsilon_0} \mathcal{F}^{-1}\{\hat{n}(\mathbf{k}, t)\} \quad (E.23)$$

Cependant

$$\begin{aligned} \mathcal{F}^{-1}\left\{\frac{e^{-k v_0 t}}{k^2}\right\} &= \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{1}{r} \int_0^{+\infty} k \left(\frac{e^{-k v_0 t}}{k^2}\right) 2 \sin(kr) dk \\ &= \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{2}{r} \int_0^{+\infty} \frac{e^{-k v_0 t} \sin(kr)}{k} dk \end{aligned}$$

avec

$$\int_0^{+\infty} \sin(kr) \left(\frac{e^{-k v_0 t}}{k}\right) dk = \arctan\left(\frac{r}{v_0 t}\right) \quad (E.24)$$

Par conséquent, en considérant une fonction de distribution Lorentzienne à l'état d'équilibre et en considérant une excitation impulsionnelle, le potentiel électrostatique peut s'écrire de la façon suivante :

$$\phi(r, t) = \frac{q_0 \delta(t)}{4\pi \epsilon_0} \frac{1}{r} - \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{q_0 \omega_{pe}}{\epsilon_0 \sqrt{v_0}} \sin\left(\frac{\omega_{pe}}{\sqrt{v_0}} t\right) \frac{2}{r} \arctan\left(\frac{r}{v_0 t}\right) \quad (E.25)$$

*ANNEXE E. MODÉLISATION DU POTENTIEL DE L'ONDE ÉLECTROSTATIQUE PAR ÉQUATIONS
INTÉGRALES*

Nicolas GILET
Modélisation et calibration des sondes à impédance mutuelle – Application aux missions spatiales Rosetta (RPC-MIP), BepiColombo (PWI/AM²P) et JUICE (RPWI/MIME)

Résumé

Les sondes à impédance mutuelle sont des instruments permettant de déterminer la densité et la température des électrons dans les plasmas spatiaux. Basées sur des mesures actives in-situ, elles ont été embarquées sur des satellites dès le début des années 1960 pour analyser les plasmas terrestres. Elles sont depuis quelques années confrontées à de nouveaux types de plasmas tels que le plasma cométaire de 67P/Churyumov-Gerasimenko (mission Rosetta, 2004-2016) et le seront de nouveaux dans quelques années dans l'environnement plasma de Mercure (mission BepiColombo, lancée en 2018) et de Jupiter et ses lunes (mission JUICE, lancement prévu en 2022).

Le but de cette thèse est de développer de nouvelles méthodes de modélisation de la réponse instrumentale de ces sondes afin de tenir compte des nouvelles conditions plasmas rencontrées par les missions spatiales d'exploration planétaire. Grâce à ces nouvelles modélisations, il a été possible d'accéder à de nouvelles observables telles qu'un mélange de différentes populations électroniques dans l'environnement de la comète 67P sur les données de la sonde RPC-MIP. Cette modélisation a également permis de comprendre et d'identifier les effets du satellite Rosetta sur les mesures in-situ. Enfin, nous avons modélisé les réponses instrumentales dans les conditions plasmas attendues par la sonde PWI/AM²P (resp. RPWI/MIME) dans l'environnement de Mercure (resp. dans l'environnement jovien). Ces travaux permettent d'apporter une aide aux choix des modes d'opération des sondes ainsi qu'au futur traitement des données permettant de déterminer les paramètres plasmas à partir des mesures d'impédance mutuelle.

Mots clés : Sonde à impédance mutuelle, Mesure active in-situ, Plasmas Spatiaux, Rosetta, BepiColombo, JUICE, densité et température des électrons, propagation d'onde

Modelling and calibration of mutual impedance experiments – Application to ESA's Rosetta Mission and preparation of BepiColombo and JUICE

Abstract

Mutual impedance probes operate in space plasma to characterize the electron density and temperature. Based on active in-situ measurements, they were on-boarded spacecraft in the early 1960s to analyze the terrestrial plasmas. In recent years, they have been used in new plasmas such as the cometary plasma of 67P/Churyumov-Gerasimenko (Rosetta mission, 2004-2016) and will operate in the plasma environment of Mercury (BepiColombo mission, launched in 2018) and Jupiter and its moons (JUICE mission, launch planned for 2022).

The main goal of this thesis is to develop new methods to model the instrumental response of these probes in order to take into account the plasma conditions encountered by the exploratory space missions. Thanks to this modeling, it was possible to characterize a mix of several electron populations in the cometary environment of 67P from the RPC-MIP dataset. This modeling also enables to understand and identify the effects of the Rosetta spacecraft on the in-situ measurements. Finally, we modelled the instrumental response in the plasma conditions expected for the PWI/AM²P (resp. RPWI/MIME) probe in the Hermean environment (resp. in the Jovian system). The modeling enables to characterize the plasma parameters on mutual impedance measurements by choosing the most efficient operational mode and helping the future data processing.

Keywords: Mutual impedance probe, active in-situ measurement, Space Plasmas, Rosetta, BepiColombo, JUICE, electron density and temperature, waves propagations



Laboratoire de Physique et Chimie de l'Environnement et de l'Espace (LPC2E/CNRS)
3A, Avenue de la Recherche Scientifique
45071 Orléans Cedex 2
France

