



HAL
open science

Contribution à la détermination de la permittivité des noyaux cométaires et des astéroïdes.

Yann Brouet

► **To cite this version:**

Yann Brouet. Contribution à la détermination de la permittivité des noyaux cométaires et des astéroïdes.. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre & Marie Curie - Paris 6, 2013. Français. NNT: . tel-01429116

HAL Id: tel-01429116

<https://hal.science/tel-01429116>

Submitted on 6 Jan 2017

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

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

THÈSE

PRÉSENTÉE À

L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

ÉCOLE DOCTORALE D'ASTRONOMIE ET D'ASTROPHYSIQUE D'ÎLE-DE-FRANCE
(ED 127)

Par **Yann BROUET**

POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : ASTROPHYSIQUE

CONTRIBUTION À LA DÉTERMINATION DE LA PERMITTIVITÉ DES NOYAUX COMÉTAIRES ET DES ASTÉROÏDES

Directeur de recherche : Pr. Anny-Chantal LEVASSEUR-REGOURD

Co-directeur de recherche : Pr. Pierre ENCRENAZ

Soutenue le 19 septembre 2013

devant un jury composé de :

M. Albert JAMBON	Professeur	Univ. P. et M. Curie	Président
M. Pierre SABOUROUX	Maître de conférence HDR	Univ. de Provence	Rapporteur
M. Bernard SCHMITT	Directeur de recherche CNRS	IPAG	Rapporteur
Mme. Sonia FORNASIER	Maître de conférence HDR	LESIA/Obs. de Paris	Examineur
M. Francis ROCARD	Docteur	CNES	Examineur
M. Samuel GULKIS	Senior Research Scientist	JPL/NASA	Invité

"Shoot for the moon. Even if you miss, you'll land among the stars."
Les Brown

"Un voyage de mille lieues commence toujours par un premier pas."
Lao Tseu, Extrait du Tao Tö King

Remerciements

En premier lieu, je remercie profondément mes directeurs de thèse, Anny-Chantal Levasseur-Regourd (professeur à l'Université Pierre et Marie Curie/LATMOS) et Pierre Encrenaz (astronome émérite de l'Observatoire de Paris/LERMA), de m'avoir permis de réaliser cette thèse. Ils ont su me faire confiance pour mener à bien un projet qui n'avait à la base qu'une existence purement spéculative. Leur complémentarité et leur différence m'ont nourri durant ces trois ans où j'ai appris à jongler entre les différentes idées et compétences pour enfin me focaliser sur un but précis. Merci à Anny-Chantal pour tous ses conseils scientifiques, de m'avoir transmis son sens de la rigueur scientifique et de l'autocritique autant que de la critique, de m'avoir suivi et de sans cesse m'avoir soutenu pendant ces trois années. Merci à Pierre de m'avoir mis le pied à l'étrier pour cette thèse et d'avoir eu la certitude que ma formation scientifique non spécialisée, mais pluridisciplinaire (géologie, géochimie, géophysique, dynamique gravitationnelle et astrophysique), pouvait être une grande force et d'avoir renforcer ma confiance ; de m'avoir pris sous son aile pour découvrir l'un des sites les plus importants pour l'exploration planétaire engagée par l'humanité, le Jet Propulsion Laboratory (situé à Pasadena, état de Californie, USA), où les séjours que nous avons passé là-bas resteront gravés dans ma mémoire ; ainsi que de m'avoir intégré dans l'équipe MIRO. Merci à eux pour avoir partager avec moi leur grande culture scientifique, leurs expériences, leurs idées et pour tous les moments d'échanges que nous avons eu ensemble.

Je remercie l'ensemble des doctorants, post-doctorants, chercheurs, enseignants-chercheurs que j'ai côtoyé pendant ces trois années dans mon laboratoire d'accueil, le LERMA, ainsi que l'équipe de direction et administrative, pour leur sympathie et leur disponibilité. Je remercie tout particulièrement Catherine Prigent pour son aide précieuse concernant la relecture de ce manuscrit ; Laurent Girot, Valérie Audon, Annick Gassais et Viviane Bigot pour leur gentillesse et qui ont toujours eu un moment disponible pour apporter l'aide nécessaire au bon déroulement des démarches administratives.

Je remercie vivement toute l'équipe du bâtiment Lallemand pour avoir été présent à mes côtés afin de mener à bien le projet principal de la thèse. Je pense particulièrement à Maurice Gheudin, Jean-Marie Munier et Michel Batrung grâce avec qui j'ai pu découvrir le monde des hyperfréquences, les joies (et les peines) de l'expérience et de la manipulation minutieuse. Je remercie également Gérard Beaudin et Patrice Landry qui ont partagé leur expérience et ont été d'une grande aide dans les moments importants ; ainsi que Thibaut Vacelet qui m'a ouvert les portes de l'infiniment petit (microscope

optique et microscope électronique à balayage).

I would like to send a special thanks to Sam Gulkis (Senior Research Scientist, California Institute of Technology, JPL/NASA, Pasadena, USA), who gave me the opportunity to collaborate with him and the MIRO team during meetings in the Jet Propulsion Laboratory. His precious remarks and clear scientific spirit were always constructive and positively motivating. Each moment that I spent with him was another opportunity to learn something new, and I always returned to the Paris Observatory with determination.

Je remercie Fabrice Bonnaudin (ingénieur, IMS, Bordeaux) et Gilles Ruffié (ingénieur de recherche au CNRS/IMS, Bordeaux) de m'avoir accueilli dans leur laboratoire et qui d'avoir partagé leur savoir-faire et d'avoir mis à ma disposition leurs dispositifs de caractérisations électromagnétiques des matériaux.

Je remercie chaleureusement Jérémie Lasue (astronome à l'Observatoire Midi-Pyrénées/IRAP, Toulouse). Il m'a beaucoup soutenu pendant ma première année de thèse et m'a accueilli chez lui à Los Alamos, situé dans l'état du Nouveau-Mexique (USA), afin de travailler sur notre projet commun. Je garde de ce moment un très bon souvenir.

Je remercie vivement Valérie Ciarletti (professeur à l'Université Saint-Quentin-en-Yvelines/LATMOS), Michel Cabane (professeur à l'Université Pierre et Marie Curie/LATMOS) et Pierre-Yves Meslin (maître de conférence à l'Université Paul Sabatier/IRAP, Toulouse) qui m'ont donné respectivement accès aux échantillons de cendres volcaniques provenant de l'Etna, au simulant de régolite martien JSC Mars-1 et au simulant de régolite lunaire JSC-1A et m'ont fait confiance pour leur manipulation, leur conservation et pour les mesures auxquelles ils étaient destinés.

Je remercie Essam Heggy de m'avoir invité à découvrir son laboratoire situé au sein du California Institute of Technology (Pasadena, USA) et pour les discussions concernant les expériences de mesures de permittivité que nous avons eu.

Je remercie chaleureusement Jacques Thibieroz (maître de conférence à l'Université Pierre et Marie Curie/Sisyphé) pour m'avoir accueilli dans son laboratoire quand j'en avais besoin, d'avoir partagé avec moi ses connaissances et d'avoir mis à ma disposition toutes les ressources dont un géologue à besoin.

Je remercie chaleureusement Albert Jambon (professeur à l'Université Pierre et Marie Curie/ISTeP). Président de mon jury de thèse, nous avons eu plusieurs occasions d'aborder des points importants du projet principal de la thèse, particulièrement concernant les échantillons étudiés, et ses remarques m'ont toujours fait avancé. J'ai également profité de sa grande connaissance des météorites, un sujet très important et très intéressant à mes yeux.

Je remercie fortement Bernard Schmitt (directeur de recherche au CNRS/IPAG, Grenoble) et Pierre Sabouroux (maître de conférence à l'Université de Provence/Institut Fresnel, Marseille) d'avoir accepter la tâche de rapporteur pour cette thèse. Leurs remarques et leurs suggestions pour l'amélioration de ce manuscrit m'ont été très précieuses. Je remercie également mon ancien professeur de planétologie de master 2, dont je garde un heureux et bon souvenir, Sonia Fornasier (maître de conférence à l'Université Pierre et Marie Curie/LESIA), ainsi que Francis Rocard (responsable du programme d'exploration du

système solaire au CNES), d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

Je souhaite remercier Alessandro Morbidelli (directeur de recherche au CNRS, Observatoire de Nice/Cassiopee) et Aurélien Crida (maître de conférence à l'Université de Nice, Observatoire de Nice/Cassiopee) avec qui j'ai eu l'honneur de travailler durant trois mois dans le cadre de mon stage de master 2. Même si je n'ai pas continué dans la voie qu'ils me proposaient, ils m'ont donné le goût de la recherche et m'ont toujours soutenu dans mes démarches.

Je remercie finalement le personnel de l'Observatoire de Paris qui, durant ces cinq années passées (en master puis en doctorat), ont fait de mon lieu de travail un endroit où je m'y sens bien.

Passons aux remerciements d'ordre plus personnel. Je remercie de tout coeur ma mère et mon père qui m'ont toujours soutenu dans ce que j'ai entrepris, de toujours m'avoir permis de m'épanouir dans ce que je faisais et de toujours avoir su comprendre mes différents choix. Je leur dois mon esprit ouvert, ma curiosité et ma très forte aspiration à l'aventure. Je remercie de tout coeur ma soeur qui a toujours été présente à mes côtés pendant cette aventure, avec qui je partage ma passion pour la danse et le mouvement et qui tient une place très importante dans ma vie. Je pense également à mes grands-parents, mes tantes, mes oncles, mes cousins et cousines qui m'ont fait part de leurs encouragements tout au long de ces trois ans.

Je remercie mon meilleur ami Yann, fidèle au poste depuis 20 ans, d'être toujours présent pour le meilleur comme pour le pire et je sais qu'il sera toujours à mes cotés pour la suite. Nos voyages, nos moments de complicité et de réflexion sur le monde sont tellement importants pour moi qu'il ne peut en être autrement. Je remercie chaleureusement son petit frère, et le mien par adoption, Lucas, pour son soutien moral ; ainsi que ses parents Brigitte et Philippe qui m'ont toujours accueilli chez eux comme un troisième fils.

Ces remerciements ne seraient pas complets sans remercier tous les membres de la Cascade Démo Team : Alex, Vincent, Marc, Ben, Réda, Nacer, Maurice, Amédéo, Christophe, Arnaud, Greg, Maverick, Nico, Thitsady, Daren, David, Damien, Van, Anis, Booba et mon élève Marvin. Depuis 8 ans, nous sillonnons les salles de spectacles, les plateaux de télévision (et de cinéma), les festivals d'art martiaux de France et du monde entier. Les moments inoubliables passés à leur côté m'ont donné beaucoup de force et de courage pour mener à bien l'aventure de la thèse. Je remercie spécialement "mon compagnon d'arme" Alex pour son écoute, ses conseils et pour tous les moments particuliers que nous avons partagé ensemble en voyage, au travail ou dans la vie quotidienne.

Je remercie fortement mes amis proches qui me soutiennent depuis la fin du lycée : Vincent, Adrien, Raphaël, Maxime, Florent M., Florent P., Anthony, Martin, Baptiste, Alexandre. Je pense également à Shan et Sihane, avec qui je partage huit ans d'étude universitaire. Nous avons commencé la licence ensemble et nous finissons le doctorat ensemble.

Un grand merci à Maryame, Stéfano et Etienne avec qui nous aurions pu former les quatres fantastiques... si seulement nous avions eu des pouvoirs ! Également doctorants à l'Observatoire de Paris, nous avons partagé nos doutes, nos joies, nos espérances et nos problèmes quotidiens. Je pense aussi à Amale, Rinat et Radwan. Nos routes se séparent maintenant et malgré les différents chemins qui

s'offrent à nous, j'espère que nous garderons cette amitié intacte malgré les distances et le temps. Je n'oublie pas Walter et Maxime, mes deux compères du huitième étage dont les conseils avisés d'ordre "Latexien" ont été d'une grande aide, ainsi qu'Olivier et Guillaume, qui dans cette dernière année de thèse ont été des amis incontournables pour animer nos soirées "BattleStar Galactica", poker et jeux de société.

Je remercie également tous les membres des Echos-Liés : Soso, Younes, Médé, Valentine, Ortega, Anti, Loco, Keff ; pour leur compréhension, nos discussions concernant les métiers de passion et pour l'énergie positive qu'ils ont su me transmettre. Je transmet finalement de grands remerciements à mes danseurs Didy, FanFan, DysDys, Mabu, Sandra, Jérémy, Fanny et Eliott qui m'ont souvent soutenu pour avancer dans ce travail et pour tous les bons moments passés ensemble dans les salles obscures.

Résumé

La prochaine pierre angulaire dans l'exploration spatiale des petits corps du système solaire sera le rendez-vous de la sonde européenne Rosetta avec la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko (67P/C-G) prévu pour mai 2014. Rosetta arrivera au terme d'un voyage de 10 ans ponctué par les survols des astéroïdes 2867 Steins et 21 Lutetia. À son bord, les instruments MIRO et CONSERT sont destinés à l'étude des propriétés physiques du noyau cométaire. MIRO est un radiomètre composé de deux récepteurs, le premier possède un centre de bande de fréquence de réception situé à 190 GHz (dans le domaine millimétrique, à 1,6 mm) et le second à 560 GHz (dans le domaine submillimétrique, à 0,5 mm). Ces récepteurs permettront respectivement de mesurer la température de brillance de la sous-surface et de la surface du noyau cométaire. CONSERT permettra, pour la première fois, d'étudier la structure interne d'un noyau cométaire par tomographie radar à 90 MHz. Les interprétations des données de ces instruments reposent sur des modèles d'inversion qui nécessitent des connaissances préliminaires sur les propriétés électriques (permittivité relative complexe) et magnétiques (perméabilité magnétique) de la matière. Alors que des travaux pouvant s'appliquer à la fréquence de mesure de CONSERT ont déjà été publiés, aucune donnée n'est disponible pour une application à MIRO. Afin de répondre à ce besoin nous avons développé un programme de mesures de la permittivité relative complexe sur une large gamme de fréquence (entre 0,05 et 190 GHz), pour des matériaux extrêmement poreux ; leur porosité est susceptible d'approcher celle des noyaux cométaires ou de la surface régolitique des noyaux et des astéroïdes. Nous avons également étudié deux fragments météoritiques compacts, une aubrite et une diogénite, dont les corps parents seraient respectivement des astéroïdes de type E (comme 2867 Steins) et de type V (comme 4 Vesta).

Le premier chapitre dresse un bilan des connaissances actuelles sur les principales caractéristiques des comètes, en particulier de leurs noyaux et de leurs poussières. Il résume ensuite certaines propriétés des astéroïdes et des météorites. Puis, je rappelle les objectifs de la mission Rosetta et les bases théoriques de l'expérience MIRO sont résumées. Je termine ce chapitre par une revue des propriétés électromagnétiques des milieux géophysiques naturels et leur dépendance théorique et expérimentale avec différents paramètres tels que la fréquence, la masse volumique (liée à la porosité), la température ou encore la teneur en eau.

Le deuxième chapitre présente les échantillons extrêmement poreux (et donc susceptibles d'être représentatifs de la porosité des poussières cométaires ou des régolites astéroïdaux) que nous avons

préparé pour cette étude. Nous avons choisi trois types d'échantillons susceptibles de présenter une porosité globale élevée : des cendres volcaniques provenant de l'Etna, ainsi que le simulant de régolite martien JSC Mars-1 et le simulant de régolite lunaire JSC-1A, également constitués de cendres volcaniques. Nous avons séparé ces échantillons en plusieurs sous-échantillons dont la distribution en taille des grains varie de quelques micromètres à environ 600 micromètres. La masse volumique des sous-échantillons (déterminée lors des mesures effectuées à 190 GHz) varie entre 800 et 1400 kg.m⁻³. Leur porosité intrinsèque, mise en évidence par des images au microscope électronique à balayage, augmente avec la taille des grains ; la porosité globale des sous-échantillons varie de 30% à 60%. Les propriétés des deux fragments météoritiques compacts étudiés, ainsi que leur préparation pour les mesures de permittivité sont également présentées.

Le troisième chapitre détaille les caractéristiques du banc quasi-optique développé au LERMA pour les mesures à 190 GHz ainsi que les méthodes expérimentales utilisées au laboratoire IMS de Bordeaux, entre 2,45 et 12 GHz avec des cavités résonantes et entre 0,05 et 0,50 GHz avec une sonde coaxiale. Les mesures ont été effectuées dans les conditions du laboratoire. La température et l'hygrométrie relative de l'air ambiant, relevées pour chaque mesure, sont respectivement comprises entre 23°C et 27°C et entre 35% et 48% lors des mesures au LERMA ; elles restent proches de 20°C et 54% lors des mesures à l'IMS. Les variations de ces paramètres semblent suffisamment modérées pour permettre de comparer les résultats obtenus aux différentes fréquences de mesures.

Dans le quatrième chapitre, les résultats des mesures de permittivité sont présentés et analysés. Pour les échantillons poreux, les valeurs de la partie réelle et de la partie imaginaire de la permittivité sont respectivement comprises entre 2 et 4 et entre 0,05 et 0,31 sur toute la gamme de fréquence. Les résultats mettent en évidence une décroissance systématique de la partie réelle de la permittivité quand la fréquence augmente. Pour la première fois, l'effet de la masse volumique sur la permittivité d'échantillons poreux est étudié à 190 GHz. Les résultats obtenus nous permettent de proposer une première estimation de la partie réelle de la permittivité, ainsi qu'une limite supérieure de la partie imaginaire, de la surface et de la sous-surface du noyau de la comète 67P/C-G, après une estimation des effets de la température et de la composition. Ces résultats constituent une base de données unique pour l'interprétation des futures observations du récepteur millimétrique de MIRO : pour des zones entièrement recouvertes de poussières, la partie réelle pourrait se trouver dans la gamme [1,12 – 1,54] et la partie imaginaire serait inférieure à 0,05 pour une température maximale de la surface du noyau de 27°C ; tandis que pour une température minimale de -173°C, la partie réelle pourrait se trouver dans la gamme [1,09 – 1,50] et la partie imaginaire serait inférieure à 0,04 ; pour des zones constituées d'un mélange de glaces et de poussières, la partie réelle pourrait varier entre 1,02 et 1,41. Par ailleurs, les résultats à 190 GHz sur les fragments compacts d'aubrite et de diogénite fournissent une valeur de la partie réelle de la permittivité respectivement de l'ordre de 6,1 et 7,0 tandis que la partie imaginaire est respectivement de l'ordre de 0,22 et 0,16. Ils apportent de nouvelles données à prendre en compte pour les observations radiométriques des surfaces astéroïdales, tout en confirmant les interprétations des observations des astéroïdes 21 Lutetia et 2867 Steins déjà obtenues par l'instrument MIRO.

Abstract

Rosetta, the European cornerstone in the exploration of small Solar System bodies, is planned to rendezvous with comet 67P/Churyumov-Gerasimenko (67P/C-G) in May 2014, after a 10 years long cruise including the flybys of asteroids 2867 Steins and 21 Lutetia. Onboard Rosetta, the two radiometric experiments MIRO and CONSERT are dedicated to the study of physical properties of the cometary nucleus. In order to contribute to the interpretation of their observations, estimations of the properties of the complex relative permittivity of cometary material are mandatory. The dependence of the permittivity on the porosity was, for the first time, studied at 190 GHz, the frequency of the millimeter receiver of MIRO, for porous samples tentatively representative of cometary dust. A first estimation of the permittivity of the near-surface of 67P/C-G nucleus was provided, taking into account the changes related to their likely temperature and composition. Permittivity measurements have been extended on an extremely large frequency range, up to the metric domain, of interest for CONSERT (operating at 90 MHz). Evidence is provided for a constant decrease of the real part of the complex permittivity, from 50 MHz to 190 GHz. Finally, results are obtained at 190 GHz on two meteoritic fragments, an aubrite and a diogenite, the parent bodies of which are supposed to be asteroids of respectively E-type, such as Steins, and V-type asteroids, such as Vesta. The results agree with previous Lutetia and Steins in situ observations by MIRO, and provide new data of interest for radiometric observations of asteroidal surfaces.

Table des matières

1	Contexte scientifique	1
1.1	Comètes	2
1.1.1	Généralités	2
1.1.2	Structure interne et surface des noyaux cométaires	5
1.1.3	Masse volumique et porosité des noyaux cométaires	7
1.1.4	Poussières cométaires	9
1.2	Astéroïdes	11
1.3	Des petits corps à la Terre	14
1.3.1	Poussières interplanétaires	14
1.3.2	Météorites et corps parents	15
1.4	Mission <i>Rosetta</i>	16
1.4.1	Objectifs principaux et calendrier	18
1.4.2	Noyau de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko	19
1.4.3	MIRO : télédétection passive	20
1.5	Réponse électromagnétique des milieux naturels	26
1.5.1	Permittivité électrique, conductivité électrique et perméabilité magnétique.	26
1.5.2	Mesure de permittivité en laboratoire.	27
1.5.3	Profondeur de pénétration des ondes radio	28
1.5.4	Dépendance en fréquence	29
1.5.5	Permittivité des roches, sols et simulants de régolites planétaires	31
1.5.6	Variation de la permittivité avec la température et la teneur en eau	39
1.6	Synthèse	42
2	Echantillons représentatifs de poussières cométaires poreuses et astéroïdales, et météorites	43
2.1	Cendres volcaniques de l'Etna	44
2.1.1	Origine	44
2.1.2	Propriétés minéralogiques	45
2.1.3	Tri granulométrique	46

2.1.4	Porosité et masse volumique	46
2.2	Simulant du régolite martien JSC Mars-1	50
2.2.1	Origine	50
2.2.2	Propriétés minéralogiques	51
2.2.3	Tri granulométrique	51
2.2.4	Porosité et masse volumique	54
2.3	Simulant du régolite lunaire JSC-1A	56
2.3.1	Origine	56
2.3.2	Propriétés minéralogiques	56
2.3.3	Tri granulométrique	57
2.3.4	Porosité et masse volumique	60
2.3.5	Bilan sur la masse volumique et la porosité des échantillons	62
2.4	Analyse granulométrique	64
2.5	Fragments de météorites : aubrite et diogénite	69
2.6	Synthèse	72
3	Mise en place de mesure de permittivité entre 190 et 0,05 GHz	73
3.1	Mesure de permittivité dans le domaine millimétrique	74
3.1.1	Banc de mesure en transmission	74
3.1.2	Méthode de mesure de la permittivité	80
3.1.3	Réalisation de supports d'échantillons adaptés aux mesures	85
3.1.4	Protocoles de mesures systématiques	87
3.1.5	Incertitudes instrumentales sur les mesures	94
3.2	Elargissement des mesures aux domaines centimétriques et métriques	97
3.2.1	Cavités résonantes : 2,45 ; 5,6 ; 8 et 12 GHz	97
3.2.2	Cellule coaxiale : 50, 100 et 500 MHz	99
3.3	Synthèse	101
4	Mesures de permittivité et implications	103
4.1	Permittivité de matériaux poreux, représentatifs de poussières cométaires floconneuses et de régolite astéroïdal	104
4.1.1	Résultats pour les échantillons de l'Etna	104
4.1.2	Résultats pour le simulant du régolite martien JSC Mars-1	107
4.1.3	Résultats pour le simulant du régolite lunaire JSC-1A	109
4.1.4	Effet de la diffusion à hautes fréquences	112
4.1.5	Dépendance de la permittivité avec la masse volumique à hautes fréquences	113
4.1.6	Dépendance de la permittivité avec la fréquence	115
4.1.7	Comparaison avec des travaux antérieurs	120
4.2	Implications pour les observations de 67P/C-G par MIRO	123

TABLE DES MATIÈRES

4.2.1	Estimation de la permittivité du noyau cométaire 67P/C-G	123
4.2.2	Performances radars pour les surfaces recouvertes d'un régolite	129
4.3	Résultats et implications pour les astéroïdes (2867) Steins, (21) Lutetia et (4) Vesta	132
4.3.1	Permittivité de fragments compacts d'aubrite et de diogénite	132
4.3.2	Discussion	132
4.3.3	Implications pour l'observation des astéroïdes	133
4.4	Synthèse	135
Conclusions et perspectives		137
4.5	Bilan et conclusions	137
4.6	Perspectives	139
A Intégralité des mesures à 190 GHz		143
B Notations		149
C Acronymes		153
D Diffusion scientifique		155
Liste des tableaux		157
Liste des figures		159
Bibliographie		163

TABLE DES MATIÈRES

Chapitre 1

Contexte scientifique

La connaissance scientifique des petits corps du système solaire que l'on nomme "astéroïdes" et "comètes" connaît depuis une trentaine d'années un bouleversement sans précédent. Les missions spatiales conçues pour aller observer ces corps ont amélioré la connaissance de leurs propriétés physiques et chimiques. Notamment, l'identification des éléments chimiques présents dans l'environnement cométaire permet de penser que les comètes représentent un réservoir de molécules organiques complexes à prendre en compte dans les processus qui ont mené à l'émergence de la vie sur Terre. L'imagerie à haute résolution révèle la variété des surfaces des astéroïdes et des noyaux des comètes. Elles nous apparaissent diversifiées, impliquant des phénomènes géologiques encore mal connus et à étudier et des processus physiques complexes.

L'étude approfondie des petits corps est une des voies pour comprendre le passé du système solaire. Les petits corps renferment en leur sein des informations sur le système solaire primitif, quand les planètes n'étaient pas encore formées. Le Soleil s'est formé il y a environ 4,56 milliards d'années, à partir de l'effondrement gravitationnel d'une zone de surdensité d'un nuage de matière interstellaire composé principalement d'hydrogène et d'hélium, de poussières et de molécules interstellaires ([Encrenaz *et al.*, 2003](#)). Autour du jeune Soleil en formation se développe simultanément un disque protoplanétaire. L'étoile ayant atteint son équilibre hydrostatique, le système est en équilibre et se refroidit. La température en fonction de la distance héliocentrique est une propriété déterminante pour la composition chimique du disque protoplanétaire. Des grains solides se forment par condensation dans le disque protoplanétaire. Par collisions et accumulations successives, ces grains de quelques micromètres à 1 millimètre, forment des corps d'une taille allant de quelques mètres au kilomètre que l'on appelle les planétésimaux. Les collisions entre les planétésimaux forment des corps planétaires embryonnaires de l'ordre du millier de kilomètres en taille, puis des planètes telluriques et des planètes géantes. Les processus d'accumulation et la chronologie des événements dans la formation des molécules et des premiers agrégats de matière présents dans le disque protoplanétaire sont encore mal connus. En étudiant les petits corps du système solaire, dont la composition chimique est caractéristique de leur région de formation, il est possible de remonter à ces informations. C'est pourquoi ces objets sont des cibles

prioritaires pour l'exploration spatiale actuelle et future.

L'apport principal du travail présenté dans ce mémoire de thèse est de fournir des contraintes sur la permittivité relative complexe de la surface et de la sous-surface des objets observés par des radiomètres embarqués dans des sondes spatiales. La permittivité relative complexe intervient dans les modèles d'inversion de données qui permettent de retrouver les propriétés de la surface observée. Plus particulièrement, nous avons dirigé notre travail de telle manière qu'il s'applique au radiomètre MIRO (Microwave Instrument for the Rosetta Orbiter) à bord de la sonde spatiale européenne *Rosetta*, puisqu'il n'existe aucune donnée dans la littérature à l'heure actuelle qui puisse s'appliquer directement aux observations de MIRO en termes de fréquences et de matériaux. *Rosetta* a déjà survolé deux astéroïdes et doit rencontrer la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko (appelée 67P/C-G dans la suite du mémoire) moins d'un an après la soutenance de cette thèse. Dans ce chapitre, nous aborderons dans un premier temps les propriétés générales des comètes et des astéroïdes. Nous décrirons les surfaces et les différents modèles de structure interne des comètes. Les propriétés générales des poussières cométaires seront également abordées. Nous présenterons également les principales caractéristiques des météorites qui peuvent fournir des échantillons intéressants pour étudier les propriétés des petits corps du système solaire. Ensuite on s'intéressera tout particulièrement à la comète 67P/C-G. Puis, le principe de fonctionnement du radiomètre MIRO sera étudié. Finalement, nous expliquerons comment la permittivité relative complexe détermine les performances des radars embarqués ainsi que les différentes propriétés des matériaux qui influent sur sa valeur.

1.1 Comètes

1.1.1 Généralités

Leur taille varie de quelques kilomètres à une soixantaine de kilomètres pour la célèbre comète C/1995 O1 Hale-Bopp, peut-être la plus observée au XXe siècle. Elle est restée visible à l'oeil nu pendant 18 mois pour le plus grand bonheur des observateurs. Les comètes sont composées d'un mélange de glaces et de poussières. Leur orbite est en première approximation définie par le mouvement keplerien dans le système solaire et donc dessine une ellipse susceptible d'être inclinée par rapport au plan de l'écliptique (défini comme le plan orbital de la Terre autour du Soleil). Les comètes peuvent être classées selon leur période de révolution orbitale. Celles dont la période de révolution est supérieure à 200 ans sont appelées "comètes à longue période" (Long Period Comets ou LPCs) tandis que celles dont la période est plus courte sont appelées "comètes à courte période" (Short Period Comets ou SPCs). Le seuil à 200 ans est arbitraire et a été choisi pour des raisons historiques. Les SPCs sont divisés en deux classes : les comètes de type Halley (Halley-type Comets ou HTC) et celles de la famille de Jupiter (Jupiter-Family Comets ou JFC). Les HTC ont une période de révolution supérieure à 20 ans alors que les JFC ont une période de révolution inférieure et une faible inclinaison par rapport à l'écliptique (typiquement inférieure à 20°) ; leur évolution orbitale est gouvernée par leur interaction gravitationnelle avec Jupiter ([Morbidelli, 2005](#)).

1.1 Comètes

Le nuage de Oort (Oort, 1950), déjà envisagé par Schiaparelli (1910) et Opik (1932), a été introduit pour expliquer le flux continu des comètes à longue période. Sa structure serait proche d'une coquille sphérique avec un rayon d'environ 100 000 au¹ autour du système solaire. La ceinture de Kuiper décrite par Kuiper (1951) et Edgeworth (1949) (peuplée d'objets appelés les objets transneptuniens), qui s'étend de 30 au à environ 70 au, pourrait constituer un réservoir pour les SPCs. Cependant l'étude de la dynamique des comètes peuplant la ceinture de Kuiper a montré que leur orbite était plutôt stable, ne favorisant pas leur évolution en SPCs. L'idée actuelle est que les SPCs seraient originaires d'une autre classe d'objets transneptuniens, qui constituent ce que l'on appelle le "scattered disc", dont les orbites seraient plus inclinées et plus excentriques (Duncan et Levison, 1997; Morbidelli, 2005).

Lorsqu'une comète se rapproche suffisamment du Soleil, des éléments volatils se subliment. L'activité cométaire est donc d'autant plus intense que sa distance au Soleil est petite. À partir d'approches astrophysiques et d'observations on peut définir plusieurs régions. Tout d'abord, le noyau cométaire solide, constitué de glaces et de poussières. Ensuite, l'atmosphère éphémère qui se développe autour du noyau cométaire est appelée "chevelure" ou "coma". Son rayon peut s'étendre jusqu'à environ 10⁵ km. Enfin, comme le montre la Figure 1.1, présentant une photographie de la comète C/1995 O1 Hale-Bopp alors qu'elle était relativement proche du Soleil et restait visible à l'oeil nu depuis la Terre, deux queues se distinguent : une queue de poussière formée par les particules solides éjectées du noyau cométaire (repoussées par la pression de rayonnement) et une queue de plasma formée par des molécules photo-ionisées (repoussées par le vent solaire dans la direction opposée au Soleil). Celles-ci peuvent s'étendre respectivement jusqu'à des distances de l'ordre de 10⁷ et 10⁸ km. Plus d'informations sur les comètes sont disponibles dans les ouvrages de vulgarisation suivants : Encrenaz *et al.* (2003), Levasseur-Regourd *et al.* (2009a) (en français) ou encore dans l'ouvrage scientifique de Festou *et al.* (2004).

La composition et la structure des poussières cométaires, l'accrétion des composés volatils et des poussières afin de former un noyau de l'ordre du kilomètre en taille, la structure interne des noyaux cométaires, le développement et la composition chimique de la chevelure ainsi que l'évolution des différentes composantes d'une comète et leur interaction sont des champs de recherche aujourd'hui très actifs. Avant que les missions spatiales à vocation cométaire ne voient le jour, les connaissances étaient seulement basées sur l'observation de la chevelure ou des queues à partir d'instruments terrestres. Ce n'est qu'au début des années 80 que l'exploration spatiale des noyaux cométaires a démarré avec la mission spatiale *Giotto* de l'agence spatiale européenne (ESA).

Le modèle fondateur de l'étude des noyaux cométaires prenant en compte certaines observations (présence d'éléments volatils, retard ou avance au périhélie induits par des forces non-gravitationnelles) est celui de la "boule de neige sale" proposé par Fred Lawrence Whipple en 1950. Il suggère l'existence d'un noyau cométaire constitué d'un mélange de glaces (eau, méthane, ammoniac, dioxyde de carbone) et de particules solides (Whipple, 1950). Alors que les observations au sol n'ont permis d'étudier les noyaux cométaires que de manière indirecte en s'intéressant aux chevelures des comètes,

1. au : abréviation recommandée par l'Union Astronomique Internationale depuis 2012 pour désigner l'unité astronomique.

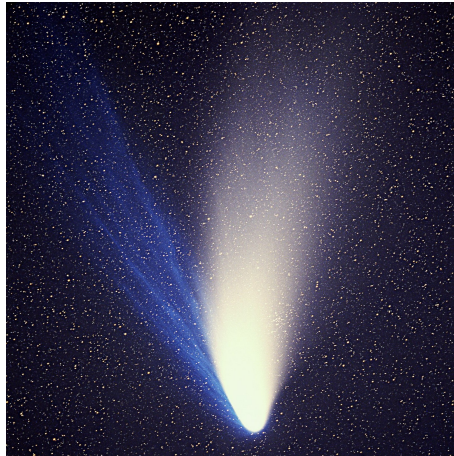


FIGURE 1.1 – Image de la comète C/1995 O1 Hale-Bopp, prise le 4 avril 1997. le champ est de $6.5^\circ \times 6.5^\circ$. On distingue aisément la queue de plasma ionisée (bleutée) et la queue de poussière (radiation solaire blanche diffusée par les poussières). Crédits : E. Kolmhofer, H. Raab (Johannes Kepler Observatory, Linz, Austria).

nos connaissances sur les propriétés des noyaux cométaires ont évolué considérablement avec les observations *in situ* effectuées entre 1984 et 2011. Le Tableau 1.1 répertorie les différentes comètes visitées par des sondes spatiales.

Comète	Mission spatiale	Date de survol	Taille (km)	Albédo
1P/Halley	Vega 1 et 2	6 et 9/03/1986	–	–
1P/Halley	Giotto	14/03/1986	$14,8 \times 7,4 \times 7,4$	0,04
26P/Grigg-Skjellerup	GEM	10/07/1992	~ 3	–
19P/Borrelly	Deep Space 1	21/09/2001	$8 \times 4 \times 4$	0,03
81P/Wild 2	Stardust	2/01/2004	$5,5 \times 4$	–
9P/Tempel 1	Deep Impact	4/07/2005	$7,6 \times 4,9$	0,05
9P/Tempel 1	NExT	15/02/2011	–	–
103P/Hartley 2	EPOXI	4/11/2010	$\sim 2,2$	$\sim 0,05$

TABLEAU 1.1 – Les différentes missions spatiales d’exploration de noyaux cométaires. Notons que trois fois, une sonde ayant survolé un noyau cométaire fût réorientée afin d’aller survoler un autre noyau cométaire. C’est le cas de la mission GEM (Giotto Extended Mission) pour laquelle l’ESA a décidé de rediriger *Giotto* vers la comète 26P/Grigg-Skjellerup après le survol de la comète 1P/Halley et des missions NExT (New Exploration of Tempel 1) et EPOXI (Extrasolar Planet Observation and Deep Impact Extended Investigation) qui sont les prolongements respectifs des missions Stardust et Deep Impact. Adapté de Barucci *et al.* (2011)

Les observations des sondes spatiales ont permis aux scientifiques d’étudier directement la morphologie des noyaux cométaires et la complexité de leur surface. Des modèles de structure interne ont ensuite été élaborés sur la base des nouvelles observations. Lorsque la sonde *Giotto* s’est approchée à environ 600 km du noyau cométaire 1P/Halley, les images prises par la caméra embarquée (voir Figure

1.1 Comètes

1.2) ont révélé un noyau irrégulier, avec une taille d'environ $14,8 \times 7,4 \times 7,4 \text{ km}^3$, très sombre et présentant seulement quelques zones actives. Sa surface très rugueuse a montré différentes caractéristiques : des cratères, des terrains élevés, des dépressions et des crêtes. À partir de l'étude de l'évolution de la diffusion lumineuse et des flux de poussières lors de la traversée de la chevelure par *Giotto* (Levasseur-Regourd *et al.*, 1999), Fulle *et al.* (2000) ont estimé que l'albédo est égal à environ 0,04 et la masse volumique est égale à environ 100 kg/m^3 . Il a été aussi établi que la molécule H_2O était la plus présente sous forme gazeuse dans la chevelure, confirmant que la glace d'eau était un volatil dominant dans la composition du noyau cométaire et que le rapport isotopique D/H dans l'eau était de l'ordre de $3,16 \times 10^{-4}$ (Balsiger *et al.*, 1995; Eberhardt *et al.*, 1995).



FIGURE 1.2 – Images obtenues par la caméra HMC (Halley Multicolour Camera) à bord de la sonde européenne Giotto (Keller *et al.*, 1986) lors de l'approche de la comète 1P/Halley entre 25600 et 3900 km de distance. Elles révèlent un noyau irrégulier et sombre avec seulement quelques zones actives éjectant du gaz et de la poussière en direction du Soleil. Crédits : MPAE, 1986.

1.1.2 Structure interne et surface des noyaux cométaires

Plusieurs concepts de structure interne ont été proposés depuis les années 80 avec l'intérêt grandissant de la part de la communauté scientifique pour les comètes, alimenté par les missions spatiales cométaires. Le concept d'agrégats poreux proposé par Donn *et al.* (1985) et celui du "rubble-pile" (ou agrégats gravitationnels) de Weissman et Lowry (2008) reposent sur le même principe de base. Ils

suggèrent que les noyaux cométaires sont des agrégats formés par de petits corps glacés liés gravitationnellement, ayant conservé leur forme irrégulière et leur structure initiale très poreuse depuis leur formation. Les petits corps glacés sont supposés être composés de matière condensée à partir de la nébuleuse solaire. Le concept de "rubble-pile" permet notamment d'expliquer les caractéristiques de la fragmentation de la comète Shoemaker-Levy 9 alors qu'elle entrait dans la "limite de Roche"² de Jupiter en juillet 1992 (Asphaug et Benz, 1994, 1996) et dont la collision avec Jupiter fut observée en juillet 1994. Un autre concept nommé "icy-glue" est aussi proposé par Gombosi et Houpis (1986) pour expliquer les observations du noyau 1P/Halley. Ces différents modèles sont illustrés dans la Figure 1.3. Plus de détails sont fournis dans Weissman et Lowry (2008).

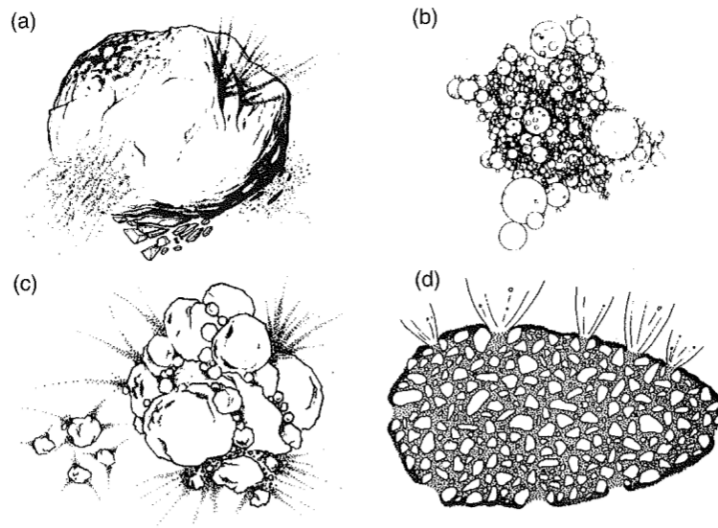


FIGURE 1.3 – Les différents concepts de structure interne cométaire. a : modèle de la boule de neige sale ; b : modèle de l'agrégat poreux ; c : modèle du "rubble-pile" ; d : modèle "icy-glue". D'après Weissman et Lowry (2008)

Les travaux de Belton *et al.* (2007) proposent un modèle de structure interne relatif aux JFCs et en particulier à 9P/Tempel 1 : le modèle "layered pile" ou "talps" (voir aussi Lasue *et al.* (2009a, 2011)). À partir de l'identification et de l'étude de différentes couches de matériaux affleurant à la surface du noyau cométaire (voir Figure 1.4), ils proposent un modèle de noyau composé d'un coeur et entouré d'une superposition de plusieurs couches. À la surface de la comète, ces travaux suggèrent la présence de zones composées uniquement de poussières.

Quelques uns des autres noyaux cométaires survolés sont représentées dans la Figure 1.5. Ils présentent une certaine diversité au niveau des surfaces. Le noyau 19P/Borrelly se révèle être comparable à 1P/Halley (avec une taille d'environ $8 \times 4 \times 4$ km³). Aussi de forme irrégulière, sa surface est parsemée de terrains cratérisés ou lisses, de mésas³ ou encore de crêtes. Et de la même manière, les zones actives

2. La limite de Roche est la distance théorique en dessous de laquelle un corps commencerait à se disloquer sous l'action des forces de marée causées par un autre corps (Brahic *et al.*, 2003).

3. haut plateau ou encore une butte à sommet plat et aux versants abrupts.

1.1 Comètes

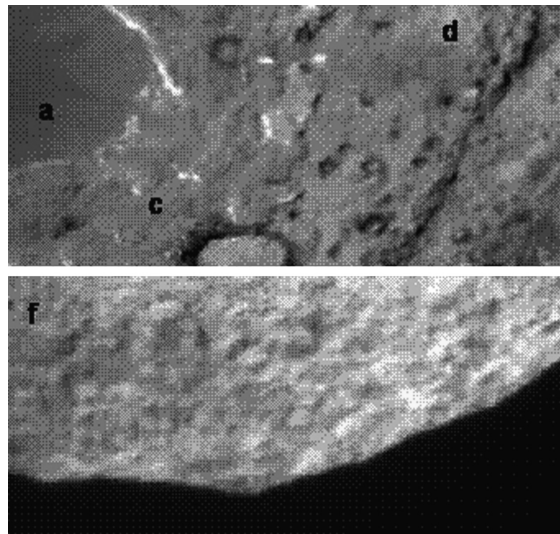


FIGURE 1.4 – Vue étendue de la surface du noyau cométaire 9P/Tempel 1. La texture de la surface se révèle complexe et plusieurs régions ont été identifiées et sont marquées par les lettres a, c, d et f sur la Figure (Belton *et al.*, 2007). Ces régions sont interprétées comme des couches superposées de compositions différentes, impliquant un noyau stratifié.

sont localisées. Avec une forme moins allongée, les noyaux cométaires 81P/Wild 2 et 9P/Tempel 1 sont également sombres, avec un albédo inférieur à 10%, et possèdent aussi une surface complexe formée de cratères et de terrains plus lisses.

Mais l'objet le plus étonnant est sans doute le noyau cométaire 103P/Hartley 2, révélé par les images de la sonde EPOXI (voir Figure 1.6) qui s'est approchée à environ 700 km de sa surface. Sa forme est très allongée et trois parties peuvent être distinguées : deux gros blocs à l'aspect irrégulier se trouvent aux extrémités d'une région à la surface très lisse ; il est probable que cette région correspond à un puits de potentiel gravitationnel vers lequel sont retombées les poussières les plus fines.

Plus encore que les planètes telluriques et les astéroïdes différenciés (voir section 1.2) possédant une structure interne stratifiée, les noyaux cométaires nous semblent aujourd'hui plus que jamais complexes tant au niveau de l'interprétation des observations de leur surface qu'au niveau de leur structure interne qui n'est pas encore bien comprise. L'intérêt de la prochaine mission cométaire, *Rosetta*, fondée sur une collaboration internationale mais pilotée par l'ESA est spécialement conçue pour tenter d'apporter des réponses. Nous détaillerons les ambitions de cette mission dans la section 1.4.

1.1.3 Masse volumique et porosité des noyaux cométaires

La détermination de la masse volumique des noyaux cométaires nécessite la connaissance des dimensions du corps et de sa masse. Lors d'un survol, les dimensions du corps peuvent être déduites à partir des observations de la sonde. Pour déterminer la masse, la méthode classique consiste à mesurer la déviation de la trajectoire de la sonde causée par la perturbation gravitationnelle exercée par le

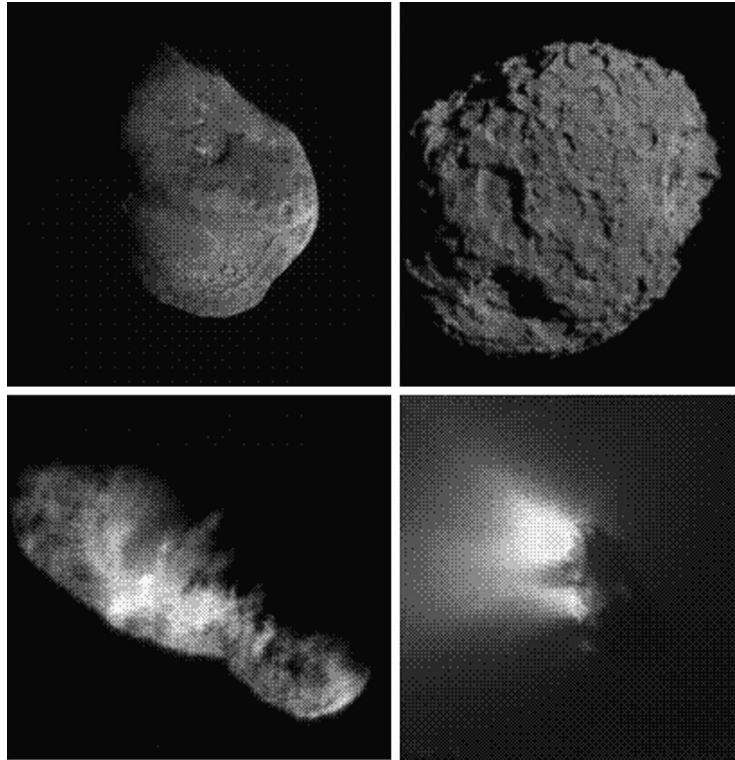


FIGURE 1.5 – Trois comètes de la famille de Jupiter (JFCs) et la comète 1P/Halley. En haut à gauche : 9P/Tempel 1. En haut à droite : 81P/Wild 2. En bas à gauche : 19P/Borrelly. En bas à droite : 1P/Halley. La taille et l’albédo de ces comètes sont indiqués dans le Tableau 1.1. Source : [Belton *et al.* \(2007\)](#).

corps. Mais dans le cas d’un noyau cométaire celle-ci est trop faible pour être détectable. Un moyen indirect pour estimer la masse est la modélisation des accélérations non-gravitationnelles que subit le noyau cométaire. Cette approche, initialement proposée par Rickman a été validée par l’étude de l’évolution du panache produit par l’impact sur 9P/Tempel 1 et par l’ajustement des contours de potentiel sur 103P/Hartley ([A’Hearn *et al.*, 2011](#)). Le Tableau 1.2 répertorie les masses volumiques déterminées pour quelques noyaux cométaires survolés.

Comètes	Masse volumique (kg.m^{-3})	Références
1P/Halley	100–200	Rickman (1986)
	500–1200	Skorov et Rickman (1999)
19P/Borrelly	290–830	Farnham et Cochran (2002)
	180–300	Davidsson et Gutiérrez (2003)
9P/Tempel 1	200–700	Davidsson <i>et al.</i> (2007)

TABLEAU 1.2 – Estimations des masses volumiques de quelques noyaux cométaires survolés.

Ces estimations montrent que les noyaux cométaires ont une faible masse volumique comprise entre 100 et 1000 kg.m^{-3} , malgré de grandes incertitudes qui reposent sur une connaissance partielle

1.1 Comètes

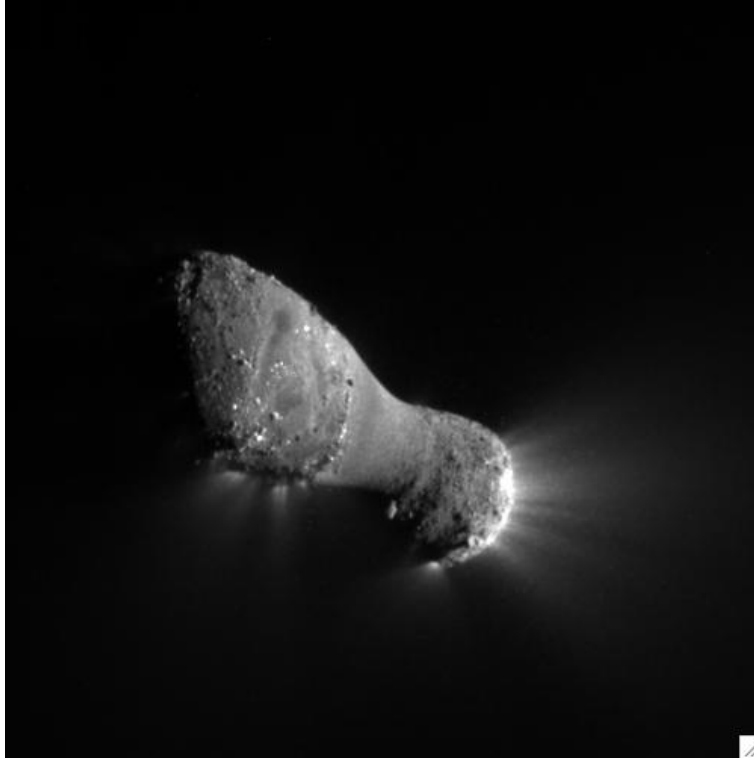


FIGURE 1.6 – La comète 103P/Hartley 2 par la sonde EPOXI. Crédits : NASA/JPL-Caltech.

des dimensions du noyau cométaire ainsi que sur la modélisation des forces non-gravitationnelles. Les modèles utilisés dépendent d'un certain nombre de paramètres libres tel que l'inertie thermique et la rugosité de la surface. De plus, il faut prendre en compte les incertitudes sur les contraintes observationnelles comme la mesure du taux de production de gaz suivant la trajectoire du noyau cométaire. Pour une revue plus complète sur les méthodes de détermination de la masse d'un noyau cométaire voir [Weissman *et al.* \(2004\)](#) ou [Levasseur-Regourd *et al.* \(2009b\)](#).

La porosité des noyaux cométaires, définie comme le rapport du volume des vides au volume total, est donc très élevée. Elle est certainement supérieure à 50% et pourrait atteindre 80%, tout en correspondant probablement à la fois à une macro-porosité liée à la structure du noyau et à une micro-porosité liée à celle des poussières et des agrégats ([Levasseur-Regourd *et al.*, 2009b](#)).

1.1.4 Poussières cométaires

D'après les études *in situ* et le retour d'échantillons

Les survols de la comète 1P/Halley par les sondes soviétiques *Vega* 1 et 2 et la sonde européenne *Giotto*, équipées de spectromètres de masse de poussières, ont permis d'étudier *in situ* les éléments constitutifs des poussières éjectées du noyau cométaire ([Kissel *et al.*, 1986a,b](#)). Au total, 5000 particules ont été échantillonnées en prenant en compte la trajectoire respective des trois sondes à travers la

chevelure. Les analyses (en particulier celles des données obtenues depuis *Véga 1*) montrent une grande abondance de carbone, d'hydrogène, d'oxygène et d'azote (C, H, O, et N ou "CHON"), qui impliquent la présence de molécules organiques réfractaires dans la composition chimique des poussières cométaires. De plus, certains spectres de masse sont dominés par la présence de seulement quelques éléments (*e.g.* un spectre dominé par [C,H] ou [C,H,O]), faisant apparaître des sous-groupes, et indiquant une variation possible dans la composition chimique des molécules organiques réfractaires (Fomenkova *et al.*, 1994). Également, des éléments que l'on retrouve communément dans les roches terrestres ont été mis en évidence, comme le magnésium, le calcium, le silicium et le fer. Leur abondance serait proche de celle que l'on retrouve dans le Soleil (Jessberger *et al.*, 1988; Jessberger, 1999). Cette information confirme le caractère primitif des constituants des poussières cométaires. Par ailleurs, au moins 40% des particules analysées dans la chevelure de Halley sont représentées par des silicates riches en magnésium et pauvres en fer. Le fer est présent dans d'autres minéraux métalliques, des sulfures ferriques (environ 10%) et de façon moindre et des oxydes de fer ($\leq 1\%$). Des résultats comparables ont été obtenus lors de l'analyse des données du spectromètre de masse de poussières de la sonde *Stardust* (NASA) lors du survol de la comète 81P/Wild 2 (Kissel *et al.*, 2004).

Pour la première fois, des particules cométaires ont été ramenées sur Terre grâce à la mission *Stardust*. Le 2 janvier 2004, cette sonde a traversé la chevelure de la comète 81P/Wild 2 dans le but de collecter des particules dans des cellules d'aérogel et de les piéger dans une capsule. Celle-ci, contenant moins d'un milligramme de matière cométaire, a atteint la surface de la Terre en janvier 2006. Les particules récoltées se composent aussi d'olivines riches en magnésium ainsi que des silicates enrobant des minéraux métalliques ou sulfurés (voir Figure 1.7). L'analyse de l'abondance de l'isotope du carbone ^{13}C dans les particules a aussi mis en évidence la présence d'une molécule organique : la glycine (Elsila *et al.*, 2009). Même si la présence de molécules organiques et particulièrement d'acides aminés au sein des poussières cométaires était attendue au vu des analyses des micrométéorites carbonées recueillies en Antarctique (Duprat *et al.*, 2010), cette mesure constitue la première détection d'un acide aminé dans une comète.

D'après la spectroscopie infrarouge

La présence d'une proportion significative de silicates dans les poussières cométaires est aussi confirmé par les observations spectroscopiques infrarouges. Les silicates produisent une raie d'émission proche de $10\ \mu\text{m}$, ainsi que plusieurs entre 16 et $35\ \mu\text{m}$. La longueur d'onde et la forme de la raie d'émission sert à déterminer la composition du minéral.

Crovisier *et al.* (1997) ont établi un spectre de la comète C/1995 O1 Hale-Bopp entre 7 et $45\ \mu\text{m}$ avec l'instrument SWS (Short-Wavelength Spectrometer) à bord d'ISO (Infrared Space Observatory), voir Figure 1.8. Plusieurs raies d'émissions de l'olivine cristalline sont identifiées et sont en accord avec le spectre d'émission obtenu en laboratoire du pôle magnésien de l'olivine, la forstérite (Koike *et al.*, 1993). De plus, Wooden *et al.* (1999) et Crovisier *et al.* (2000) ont attribué des caractéristiques de son spectre d'émission à la présence de l'enstatite, pôle magnésien du pyroxène et de la forstérite, pôle

1.2 Astéroïdes

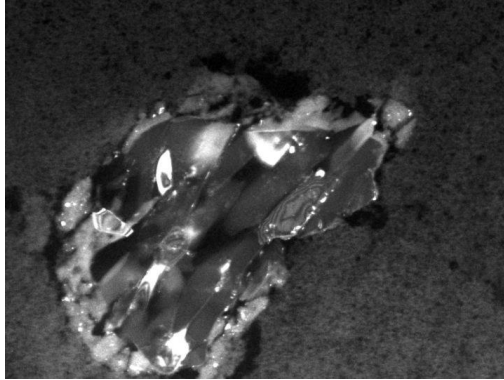


FIGURE 1.7 – Observation au microscope électronique à balayage d’une particule cométaire de la comète 81/Wild 2 apportée sur Terre par la mission Stardust. Les résultats de l’analyse montrent une composition chimique silicatée, avec de l’olivine riche en magnésium (forstérite). Crédits : NASA/JPL-Caltech/University of Washington.

magnésien de l’olivine, à la fois sous forme cristalline et amorphes.

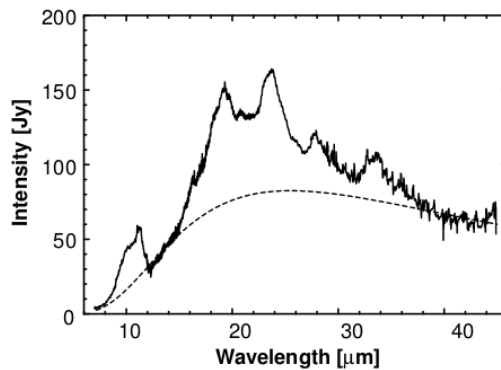


FIGURE 1.8 – Spectre en émission (SWS-ISO) de la comète Hale-Bopp entre 7 et 45 μm . Le spectre montre un continuum et de fortes raies d’émission à 10 jusqu’à 12, 19,5, 23,5 et 33,5 μm ; des raies moins intenses sont observées à 16 et 27,5 μm . Toutes ces raies d’émission ont été attribuées à de l’olivine sous forme cristalline et plus précisément à de la forstérite. La ligne en tiret représente une courbe d’émission obtenue pour un corps noir. Source : [Crovisier *et al.* \(1997\)](#).

Les silicates riches en magnésium paraissent significativement présents dans la composition des poussières cométaires. Parmi ces minéraux silicatés, la forstérite et l’enstatite ont été identifiées sous forme cristalline mais aussi amorphe.

1.2 Astéroïdes

Les astéroïdes, contrairement aux comètes, n’ont pas d’activité. Ils décrivent une orbite elliptique de faible excentricité, à l’image des planètes dont l’excentricité ne dépasse pas celle de Mercure (égale

à 0,2). La plupart des astéroïdes ont une inclinaison faible par rapport au plan de l'écliptique. On peut distinguer plusieurs types d'astéroïdes dans le système solaire à partir de leurs caractéristiques orbitales : les géocroiseurs (Near Earth Asteroids ou NEAs), dont l'orbite est essentiellement située à l'intérieur de celle de Mars ; les astéroïdes de la ceinture principale d'astéroïdes, entre Mars et Jupiter ; les Troyens, situés au niveau des points de Lagrange L_4 et L_5 de Jupiter (distance héliocentrique de 5 au) ; les Centaures, situés entre les orbites de Jupiter et de Neptune ; et enfin les objets transneptuniens. Le lecteur peut se reporter à l'ouvrage scientifique de [Bottke *et al.* \(2002\)](#) pour une revue à propos des connaissances sur les astéroïdes.

Au début de la formation de notre système planétaire, l'intérieur des petits corps formés par accréation a chauffé principalement par la désintégration radioactive de noyaux instables à courtes périodes comme l'aluminium-26 (^{26}Al) et le fer-60 (^{60}Fe) ([McSween *et al.*, 2002](#)). Les petits corps avec une taille généralement supérieure à 100 km, dont le rapport volume/surface était suffisamment important pour que la température interne atteigne un point de fusion typiquement supérieur à 1000°C pour les silicates ([Brahic *et al.*, 2003](#)), ont subi une différenciation chimique interne. Les éléments chimiques ont migré en fonction de leur masse, les métaux sont tombés au centre du corps et les éléments les plus légers sont restés proches de la surface. L'intérieur du corps s'est différencié en une croûte, un manteau silicaté et un noyau métallique. Au contraire, les petits corps dont la température interne n'était pas assez importante ont relativement conservé leur composition chimique primitive, proche de celle de la nébuleuse protosolaire.

Ces différences entre les astéroïdes peuvent être détectées par l'étude de leur surface. Basée par exemple sur les travaux de [Tholen \(1984\)](#), une taxinomie des astéroïdes rend compte des différences de leur surface en terme de composition chimique. Ils sont divisés en différent types selon la forme de leur spectre en absorption dans le domaine visible et infra-rouge proche.

La population de la ceinture principale est dominée par les types S et C. Le type S (silicaté) désigne des astéroïdes dont la composition minéralogique est dominée par des silicates et qui ont un albédo moyen de 0,20. Ils représentent la majorité des astéroïdes dans la ceinture principale interne, entre 2 et 3 au ([Encrenaz *et al.*, 2003](#)). Les astéroïdes de type C (carboné) ont un spectre plat, possèdent un albédo très faible (0,03 – 0,09) et représentent la majeure partie des astéroïdes de la partie externe de la ceinture principale (entre 2,5 et 3,5 au), voir [Figure 1.9](#).

Les astéroïdes de type E possèdent un albédo assez élevé (0,37) et un spectre assez plat. Ainsi (2867) Steins, survolé en septembre 2008 par la sonde *Rosetta*, semble posséder les caractéristiques d'un astéroïde de type E ([Barucci *et al.*, 2005](#); [Fornasier *et al.*, 2006, 2007](#)).

Le type M (métallique) désigne les astéroïdes qui pourraient avoir une composition importante en fer et nickel, et leur spectre est sans absorption, avec un profil croissant vers l'infra-rouge. Leur albédo varie de 0,1 à 0,25. L'astéroïde (21) Lutetia, aussi survolé par la sonde *Rosetta*, serait de type M d'après les mesures d'albédo de [Mueller *et al.* \(2006\)](#). Cependant l'albédo de cet astéroïde, dont la valeur mesurée varie entre 0,09 et 0,23 suivant les expériences, est activement discuté ([Magri *et al.*, 1999](#)). D'autres études établissent un lien avec les caractéristiques des astéroïdes de type C, voir par

1.2 Astéroïdes

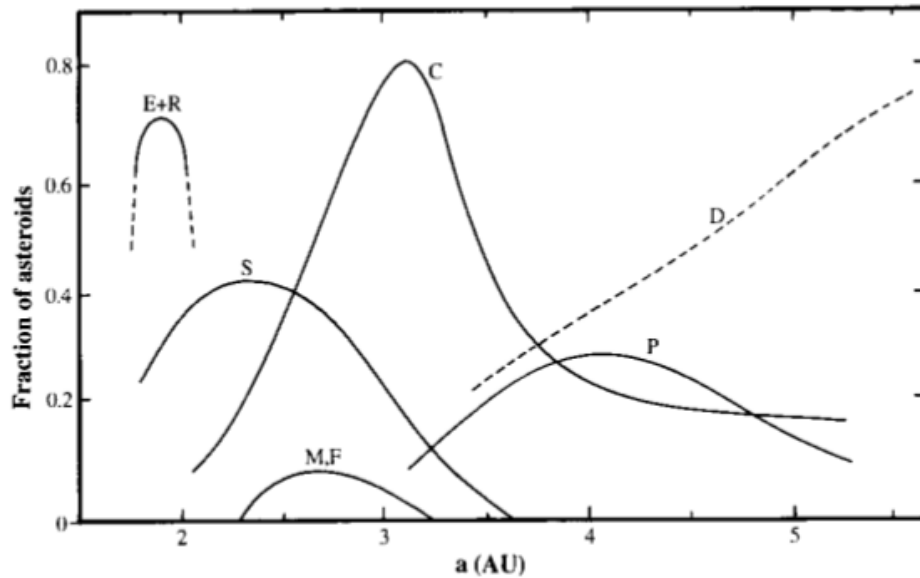


FIGURE 1.9 – Répartition des types spectraux des astéroïdes dans la ceinture principale en fonction de leur distance au Soleil (Encrenaz *et al.*, 2003). Dans la partie interne, les astéroïdes de type S sont dominants alors que dans la partie externe ce sont les astéroïdes de type C qui sont les plus nombreux.

exemple Birlan *et al.* (2004); Barucci *et al.* (2005); Hadamcik *et al.* (2011).

Les astéroïdes de type V, dont les caractéristiques spectrales sont comparables à celles de l'astéroïde (4) Vesta pour lequel le type a été créé initialement (Tholen, 1984), présentent des spectres avec une réflectance plus importante vers l'infra-rouge, caractérisés par des bandes d'absorption de l'olivine et du pyroxène et possèdent un fort albédo (0,40).

Il existe encore d'autres types, tels les A, B, G, F ou D dont les caractéristiques spectrales sont discutés par Bus *et al.* (2002) et Bus et Binzel (2002). Le Tableau 1.3 indique les principaux minéraux identifiés pour différents types taxinomiques.

Type	Minéraux
A	olivine \pm métal FeNi
V	pyroxène \pm feldspath
E	enstatite
M	métal \pm enstatite
S	métal \pm olivine \pm pyroxène
C	carbone, silicates hydratés

TABLEAU 1.3 – Principaux minéraux identifiés sur la surface des astéroïdes en fonction du type taxinomique. Adapté de Encrenaz *et al.* (2003)

En sciences planétaires, le terme "régolite" décrit une couche de fragments formés sur une surface qui subit un bombardement de météorites sur une longue période. Les corps ne possédant pas d'atmosphère

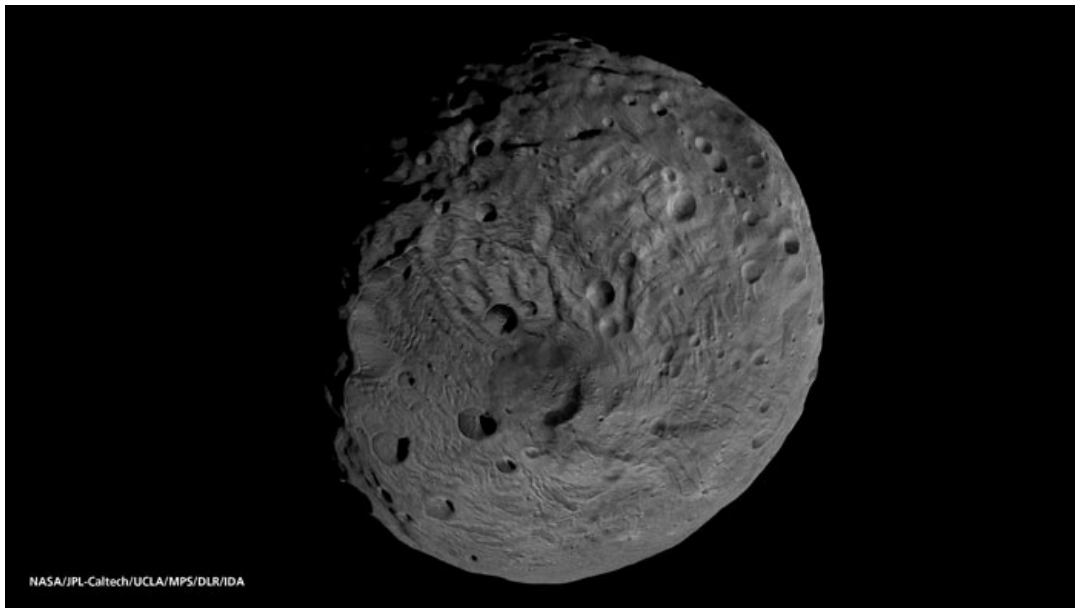


FIGURE 1.10 – Image du pôle sud de Vesta, qui possède un diamètre d'environ 500 km, prise depuis la caméra de la sonde spatiale *Dawn* en janvier 2012 (distance : 2700 km). Au centre de l'hémisphère observé on peut remarquer une structure circulaire. L'hypothèse d'une collision avec un autre astéroïde est évoquée pour expliquer cette formation. La résolution de l'image est de 260 m/pix. Crédits : JPL/NASA.

tels que les astéroïdes, la Lune, Mercure et peut-être les noyaux cométaires ont des régolites développés en l'absence de protection atmosphérique et surtout sous l'effet des forces de van der Waals qui assurent la cohésion du régolite. Aucun de ces corps n'a de surfaces géologiquement jeunes, autrement dit la croûte n'est pas renouvelée comme elle l'est sur Terre, et donc leur surface est remodelée continuellement par les petits et gros impacts. Lorsque les poussières constituant le régolite sont très fines, elles se comportent comme un matériau granulaire qui présente une surface lisse perpendiculaire au champ de gravité local. Cet effet a été mis en évidence au fond de cratères de l'astéroïde (433) Eros par la mission NEAR-Shoemaker. Mars possède aussi une couche fine de régolite de part la faible valeur de sa pression atmosphérique au sol (environ 6 mbar).

1.3 Des petits corps à la Terre

1.3.1 Poussières interplanétaires

Les poussières éjectées par les comètes et les poussières formées lors de collisions entre astéroïdes se dispersent peu à peu dans le milieu interplanétaire où elles sont soumises à l'attraction solaire (et à l'effet Poynting-Robertson) et forment le nuage zodiacal. Les particules interplanétaires (Interplanetary Dust Particles ou IDPs) sont susceptibles d'entrer en collision avec la Terre. Comme illustré dans la section 1.1.4, les caractéristiques mesurées des poussières cométaires indiquent qu'elles possèdent un rapport

1.3 Des petits corps à la Terre

Mg/Fe élevé, et un mélange d'olivine et de pyroxène sous forme cristalline ou amorphe (composition chondritique). Ces caractéristiques se retrouvent dans certaines particules interplanétaires collectées par avion dans la stratosphère qui se présentent sous une forme d'agrégats déshydratés de composition chondritique comme le montre la Figure 1.11.

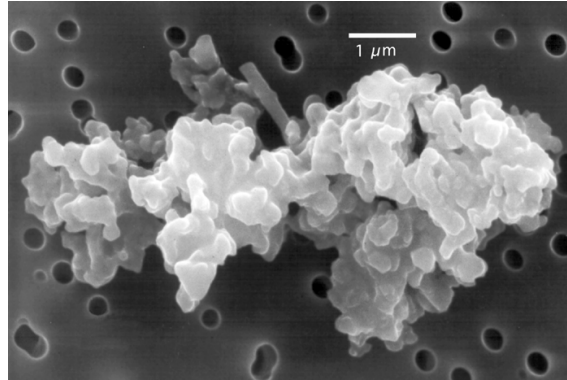


FIGURE 1.11 – Image au microscope électronique à balayage d'une particule interplanétaire poreuse de composition chondritique collectée dans la stratosphère. Ces particules, probablement d'origine cométaire, se présentent sous la forme d'un agrégat de grains de taille sub-micronique (Jessberger *et al.*, 2001).

Les observations en polarimétrie de la lumière diffusée par les poussières cométaires et interplanétaires couplées à des simulations numériques suggèrent que des agrégats floconneux sont significativement présents dans les chevelures des comètes C/1995 O1 Hale-Bopp et 1P/Halley (Lasue et Levasseur-Regourd, 2006; Lasue *et al.*, 2009b), ainsi que dans le milieu interplanétaire (Lasue *et al.*, 2007). En se rapprochant du Soleil, les composés volatils présents dans ces poussières s'évaporent. Les travaux de Nesvorný *et al.* (2010) basés sur l'étude de l'évolution dynamique des particules formant le nuage zodiacal proposent que 80% de la masse totale des IDPs entrant en collision avec la Terre soient d'origine cométaire (provenant en particulier des JFCs).

Il apparaît donc que la majorité des poussières cométaires sont très poreuses et marquées par un aspect floconneux plus ou moins développé. Elles sont riches en silicates tels que la forstérite et l'enstatite sous forme cristalline ou amorphe. Ceci a un impact direct sur le choix des échantillons à adopter pour des mesures en laboratoire qui sont effectuées dans le but de soutenir l'interprétation des observations spatiales de la surface et des poussières cométaires. Nous en avons tenu compte, comme nous le verrons dans le chapitre 2.

1.3.2 Méteorites et corps parents

Les fragments produits lors de collisions entre des petits corps sont susceptibles d'atteindre la surface terrestre. Cela dépend des matériaux et de leur masse volumique ainsi que des conditions de leur traversée atmosphérique, c'est-à-dire de l'angle d'incidence, de la vitesse, ainsi que de la composition et de la pression atmosphérique (Jones et Kaiser, 1966). À partir du moment où on retrouve un fragment

de roche d'origine extra-terrestre au sol, celui-ci est appelé une "météorite" si sa taille est supérieure à 1 mm et une "micrométéorite" si sa taille est inférieure à 1 mm. Le corps hypothétique dont proviennent ces roches est appelé un "corps parent".

Environ 45000 météorites sont recensées aujourd'hui d'après la ISMPC (International Society of Meteoritics and Planetary Science). Les météorites peuvent être divisées en deux groupes principaux, les météorites non différenciées et les météorites différenciées. Le premier groupe se compose des météorites appelées chondrites et dont la composition chimique est primitive ; l'abondance des éléments chimiques dans les chondrites est proche de celle du Soleil (mis à part les gaz rares, ainsi que l'hydrogène). Le deuxième groupe est composé de météorites métalliques, métallo-pierreuses ou pierreuses. Les compositions chimiques des différentes classes de météorites sont détaillées dans le livre de [McSween \(1999\)](#).

Certaines météorites différenciées ont des caractéristiques spectrales en absorption comparables à ce qui est mesuré pour un certain type d'astéroïdes. Par exemple, les caractéristiques spectrales en absorption des achondrites à enstatite, aussi appelées aubrites, suggèrent que les astéroïdes de type E, tel que l'astéroïde (2867) Steins, sont probablement leurs corps parents ([Barucci *et al.*, 2005](#); [Fornasier *et al.*, 2006](#); [McFadden *et al.*, 2009](#)).

Egalement, (4) Vesta et les Vestoïdes (astéroïdes de la famille de Vesta, probablement issus de l'impact géant ayant peut-être eu lieu au voisinage du pôle sud de Vesta ; voir Figure 1.10), sont probablement les corps parents d'un groupe de météorites différenciées de composition basaltique que l'on appelle les HED pour howardite, eucrite et diogénite ([McCord *et al.*, 1970](#); [Binzel et Xu, 1993](#)). Cette hypothèse a été renforcée par l'étude des caractéristiques spectrales en absorption de la surface de (4) Vesta par la sonde spatiale américaine *Dawn*, voir par exemple [McSween *et al.* \(2011\)](#) et [Russell *et al.* \(2012\)](#).

Nous présenterons dans le chapitre 2 deux fragments de météorites, une aubrite et une diogénite, dont nous avons mesuré la permittivité relative complexe à 190 GHz et dont les corps parents associés sont respectivement des astéroïdes de type E et de type V.

1.4 Mission *Rosetta*

Rosetta est une mission d'exploration cométaire orchestrée par l'ESA. Approuvée en novembre 1993, elle fait partie du programme Horizon 2000 de l'ESA. Elle est la première mission de rendez-vous cométaire (et d'atterrissage) sur un noyau jamais envisagée. Pour cela, la cible choisie devait avoir une orbite proche de l'écliptique, une distance au périhélie proche 1 au et une distance à l'aphélie pas trop élevée (afin de garantir une vitesse relative sonde-comète faible), d'où le choix d'une comète de la famille de Jupiter. La cible initiale de la mission était la comète 46P/Wirtanen. Suite à un problème survenu avec le lanceur Ariane en décembre 2002 ayant impliqué un report de lancement d'au moins un an, *Rosetta* a été lancée par Ariane-5 le 2 mars 2004 (depuis la base de Kourou, en Guyane française) en direction d'une autre JFC, la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko. *Rosetta* a effectué une croisière

1.4 Mission Rosetta

de plus de 9 ans à travers le système solaire interne et a utilisé quatre assistances gravitationnelles (Terre-Mars-Terre-Terre ; voir Figure 1.12) afin d'atteindre son objectif principal.

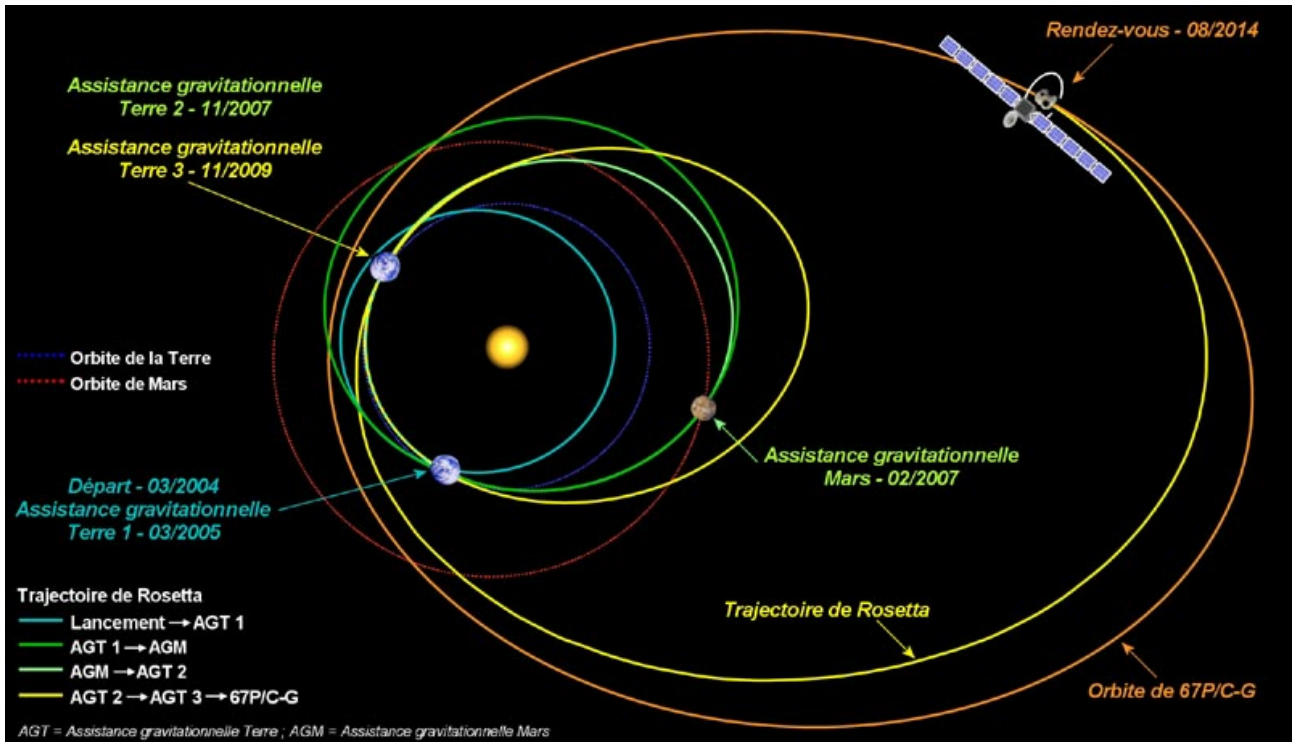


FIGURE 1.12 – Voyage interplanétaire de la sonde *Rosetta*. Crédits : CNES Sébastien Rouquette

Dans moins d'un an, en mai 2014, selon le programme de la mission, la sonde rencontrera la comète cible, alors qu'elle se rapprochera de plus en plus du Soleil. Elle étudiera l'évolution de sa chevelure, les caractéristiques physiques et chimiques de son noyau et les régions d'interaction entre la comète et le vent solaire pendant plus de deux ans. D'autre part, en plus de la dizaine d'instruments scientifiques qu'elle transporte, *Rosetta* possède un atterrisseur nommé "Philae" qui sera déployé sur la surface de comète.

Dans cette section nous aborderons les principaux objectifs de la mission *Rosetta*. Ensuite, nous décrirons la comète 67P/C-G à partir des derniers travaux scientifiques s'y attachant. Puis, nous développerons en particulier les objectifs et le fonctionnement de l'expérience radiométrique MIRO. Enfin, nous décrirons les résultats obtenus par MIRO à partir des données recueillies lors des survols des astéroïdes (2967) Steins et (21) Lutetia, déjà mentionnés dans la section 1.2. Plus d'informations sur la mission *Rosetta* sont disponibles dans les articles de [Glassmeier et al. \(2007\)](#); [Bibring et al. \(2007\)](#) et dans l'ouvrage de [Schulz et al. \(2007\)](#).

1.4.1 Objectifs principaux et calendrier

La mission *Rosetta* a vu le jour à la suite de la réussite de la première mission européenne à vocation cométaire *Giotto*, qui a fourni des images de la comète 1P/Halley à environ 600 km de distance dans la nuit du 13 au 14 mars 1986. Le nom *Rosetta* fait référence à la pierre de Rosette, un fragment de la stèle conservée au British Museum de Londres qui permit à Jean-François Champollion de déchiffrer les hiéroglyphes de l'ancienne Egypte en 1822. Les secrets de l'Egypte antique et de sa civilisation ont pu alors être abordés par les égyptologues. De la même manière que la pierre de Rosette, *Rosetta* a comme objectifs l'étude approfondie de la comète 67P/C-G, cible principale de la mission et des origines de notre système solaire.

Rosetta a pour ambition de remplir les objectifs suivants (Schwehm et Schulz, 1999) :

- une caractérisation globale du noyau cométaire ;
- la détermination des propriétés orbitales ;
- la morphologie de la surface et de sa composition ;
- la détermination de la composition chimique, minéralogique et isotopique des éléments volatils et réfractaires du noyau cométaire ;
- la détermination des propriétés physiques et des interactions entre les éléments volatils et réfractaires au sein du noyau cométaire ;
- l'étude du développement de l'activité cométaire, des processus physico-chimiques ayant lieu dans les différentes couches de la surface et de la partie interne de la chevelure, ainsi que les interactions gaz/poussières ;
- l'étude de l'évolution des interactions entre le vent solaire et les jets gazeux cométaires pendant l'approche du périhélie.

L'orbiteur *Rosetta* observera localement la chevelure et à distance le noyau cométaire, tandis que l'atterrisseur Philae, délivré sur la surface de la comète en novembre 2014, permettra (entre autres) de sonder l'intérieur du noyau cométaire grâce à l'expérience radiométrique CONSERT (Comet Nucleus Sounding Experiment by Radiowave Transmission) (Kofman *et al.*, 1998, 2007). Toute la difficulté de la mission, en ce qui concerne l'atterrisseur, est d'optimiser le choix du site d'atterrissage qui ne risque pas d'endommager ni le module ni les communications. Pour cela, la phase d'approche du noyau est combinée avec une phase d'observation. À partir de la manoeuvre de rencontre 2, en mai 2014, la sonde se rapprochera du noyau cométaire avec une vitesse relative de 25 m/s à une distance d'environ 10 000 km. Toute la manoeuvre sera contrôlée à partir des observations astrométriques jusqu'à ce que les caméras de la sonde détectent le noyau. Cette phase d'approche aura lieu à une distance héliocentrique d'environ 3,6 au. Dès que les panneaux solaires, dont la sonde est équipée, pourront fournir suffisamment de puissance, une phase d'acquisition d'images avec des caméras démarrera. Les données astrométriques basées sur les observations terrestres seront alors remplacées par les données recueillies sur place. Au bout d'une trentaine de jours, la vitesse relative de la sonde devrait avoir été réduite à 1,5 m/s, sa distance au noyau étant d'environ 1200 km. Un affinement de la phase d'approche (mise à jour de la position relative entre la sonde et la comète, de la vitesse relative, de la gravité et de

1.4 Mission Rosetta

la rotation diurne de la comète) sera opéré en utilisant des points de repère ainsi que des expériences radiométriques afin de procéder au mieux à l'insertion de la sonde en orbite proche à environ 250 km du noyau avec une vitesse relative de quelques cm/s. La manoeuvre de rapprochement mènera la sonde jusqu'à environ 100 km du noyau. Des orbites polaires entre 25 et 5 km du noyau seraient ensuite utilisées afin de cartographier la surface. Quelques surfaces de $500 \times 500 \text{ m}^2$ devraient être sélectionnées en fonction des propriétés mesurées à basse altitude (probablement à moins de 10 km de la surface). À la fin de cette phase d'observation rapprochée, encore jamais réalisée au niveau d'un noyau cométaire, le lieu d'atterrissage pour Philae sera choisi.

Alors que la sonde évoluera autour du noyau cométaire, l'atterrisseur sera libéré en novembre 2014. La distance de la comète par rapport au Soleil étant alors d'environ 3 au, le noyau sera encore peu actif. L'orbiteur commandera et ajustera les séquences d'opérations, puis il relaiera les données scientifiques recueillies vers la Terre. *Rosetta* escortera la comète pendant approximativement 200 jours, jusqu'au passage au périhélie (à environ 1,2 au), avant de suivre la décroissance de l'activité de la comète au moins jusqu'à la fin de l'année 2015. Un résumé du calendrier de la mission *Rosetta* est présenté 1.4 :

Evènement	Date
Lancement	2 mars 2004
AGT 1	4 mars 2005
AGM 1	25 fevrier 2007
AGT 2	13 novembre 2007
Survole (2867) Steins	5 septembre 2008
AGT 3	13 novembre 2009
Survole (21) Lutétia	10 juillet 2010
Manoeuvre de rencontre 1	23 janvier 2011
Mise en hibernation	juillet 2011
Fin de l'hibernation	janvier 2014
Manoeuvre de rencontre 2 (entre 4 et 4,5 au)	22 mai 2014
Début des opérations à proximité du noyau à 3,25 au	22 août 2014
Largage de Philae	10 novembre 2014
Début de l'accompagnement du noyau	16 novembre 2014
Passage au périhélie	13 août 2015
Fin de la mission nominale	31 décembre 2015

TABLEAU 1.4 – Calendrier des évènements importants de la mission *Rosetta* (communication ESA). AGT : assistance gravitationnelle terrestre; AGM : assistance gravitationnelle martienne.

1.4.2 Noyau de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko

Membre de la famille des JFCs, la comète 67P/C-G a connu une évolution orbitale relativement chaotique due à ses rencontres répétées avec Jupiter. Le noyau semble être un corps irrégulier de rayon effectif (le rayon d'une sphère ayant le même volume que le corps) de l'ordre de 1,72 km ; sa période

de rotation est estimée entre 12,4 et 12,7 heures; son albédo géométrique est estimé entre 0,04 et 0,06 (Lamy *et al.*, 2007). D'après la modélisation menée à partir des forces non-gravitationnelles par Davidsson et Gutiérrez (2005), la masse volumique est comprise entre 100 et 370 kg/m³; pour un mélange de poussières et de glaces, une telle masse volumique impliquerait une porosité de l'ordre de 80%. On peut supposer que ce sont des agrégats de cométésimaux, rassemblés par leurs attractions gravitationnelles mutuelles, qui sont responsables de cette forte porosité, menant au modèle de structure interne "rubble-pile" que l'on a déjà évoqué pour la comète Shoemaker-Levy 9. De plus, comme nous l'avons indiqué dans la partie 1.1.3, les poussières cométaires semblent principalement organisées en agrégats floconneux possédant une micro-porosité. Un milieu aussi poreux est supposé être un milieu très isolant dans le vide. L'inertie thermique, probablement proche de celle estimée pour la comète 9P/Tempel 1 par Groussin *et al.* (2006), est estimée comme étant inférieure à 50 J/(K.m²s^{0,5}). La température sur une zone localisée de la surface de la comète dépend de la distance héliocentrique et de la rotation diurne. Les modèles thermiques d'évolution de la comète étudiés par de Sanctis *et al.* (2005) ou encore Rosenberg et Prrialnik (2009) prédisent que les températures de la surface du côté éclairé pourraient atteindre environ 27°C et pourraient tomber à environ -213 °C du côté non-éclairé lors de la rencontre avec la sonde *Rosetta*. En considérant une période de rotation du noyau cométaire d'environ 12 heures et une faible inertie thermique, la profondeur de pénétration de l'onde de chaleur ne devrait pas dépasser plusieurs dizaines de centimètres, et à partir de plusieurs mètres le matériau ne devrait plus être altéré (Rosenberg et Prrialnik, 2009).

1.4.3 MIRO : télédétection passive

Généralités

La télédétection est la détermination à distance des propriétés physiques d'un objet à partir du rayonnement électromagnétique dans une certaine bande de longueur d'onde. Les parties du spectre électromagnétique les plus utilisées en télédétection sont le visible (0,4 μm à 1 μm), l'infrarouge (1 μm à 100 μm) et le domaine radio (0,1 mm à 10⁵ km). Un système passif de télédétection consiste en un récepteur qui mesure le signal de l'énergie solaire réfléchi et émise par la surface. La télédétection dans le domaine radio implique que les observations sont sensibles aux différentes structures qui composent les surfaces dont les dimensions sont comparables à la longueur d'onde. Une part de l'énergie solaire incidente est alors diffusée dans plusieurs directions (voir figure 1.13). Le problème de la diffusion des ondes dans le domaine radio est largement décrit par Campbell (2002).

Tout corps dont la température thermodynamique (T) est supérieure au zéro absolu (-273°C) émet un rayonnement électromagnétique appelée "émission thermique". Pour un corps "parfait" à l'équilibre thermodynamique à la température T , que l'on appelle un "corps noir", défini comme un matériau qui absorbe la totalité de l'intensité du rayonnement incident et la réémet en intégralité, l'intensité du rayonnement ou plus précisément la luminance monochromatique L_u de la surface (i.e. le flux de rayonnement émis en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\lambda^{-1}$) est modélisée de manière exacte par la fonction de Planck

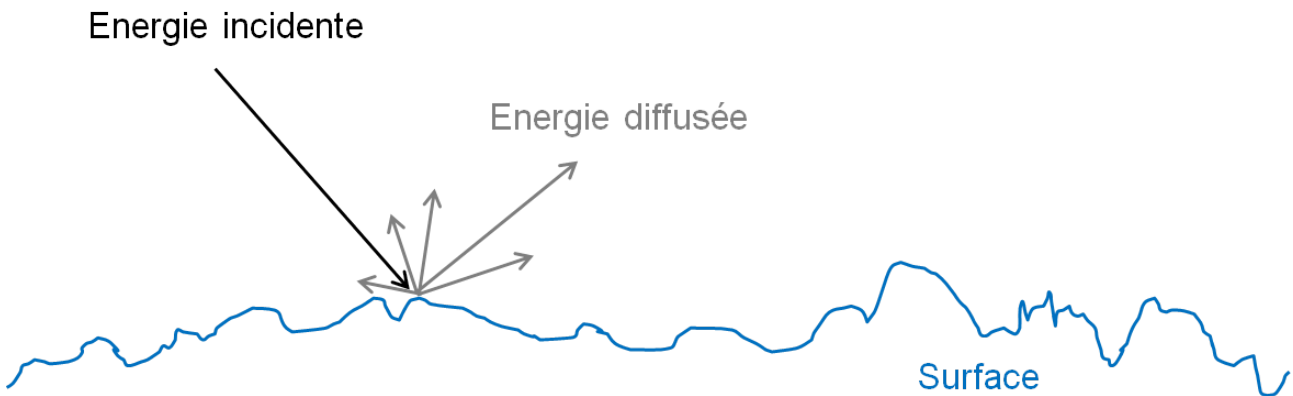


FIGURE 1.13 – Phénomène de diffusion. Une onde incidente atteint la surface et est diffusée dans plusieurs directions si la longueur d’onde est comparable aux dimensions des irrégularités de surface. En étudiant les caractéristiques des ondes diffusées on peut remonter aux propriétés physiques de la surface. Adapté de [Campbell \(2002\)](#).

$$L_u(T, \lambda) = \frac{2h_p c^2}{\lambda^5} \left[\frac{1}{\exp\left(\frac{h_p c}{\lambda k_b T}\right) - 1} \right], \quad (1.1)$$

avec k_b constante de Stefan-Boltzmann ($= 1,38066 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$), c vitesse de la lumière ($= 2,997925 \times 10^8 \text{ m/s}$), h_p constante de Planck ($= 6,62618 \times 10^{-34} \text{ J.s}$) et T température du corps (K). L’énergie émise croît avec la température et le pic spectral se déplace vers les longueurs d’ondes plus courtes. Par exemple, si l’on considère le Soleil (dont la température photosphérique est de l’ordre de 5800 K) comme un corps noir, on trouve un pic d’émission thermique dans le visible. L’émission thermique d’un corps noir est indépendante de la direction ; le rayonnement est dit isotrope.

Les milieux naturels comme les surfaces des comètes ou des astéroïdes ne se comportent pas comme des corps noirs (et sont appelés "corps gris") et donc leur émission thermique ne suit pas la fonction de Planck. Pour une longueur d’onde donnée, l’énergie directionnelle monochromatique émise par une surface dS à la température T dans une direction (θ, ϕ) par rapport à la normale à la surface à l’intérieur d’un angle solide $d\Omega$, est $L(\lambda, \theta, \phi, T) \cos \theta dS d\Omega$, où $L(\lambda, \theta, \phi, T)$ (en $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\lambda^{-1}$) est la luminance directionnelle monochromatique de la surface du corps considéré. L’émissivité directionnelle monochromatique est définie comme le rapport entre la luminance directionnelle monochromatique émise par la surface et la luminance monochromatique émise par un corps noir :

$$E_d = \frac{L(\lambda, \theta, \phi, T)}{L_u(\lambda, T)} \quad (1.2)$$

L’émissivité directionnelle monochromatique (appelée émissivité dans la suite du mémoire) est une grandeur sans dimension qui dépend de la direction, de la longueur d’onde, de la température de la surface et d’autres propriétés de la surface comme la permittivité relative complexe (voir section 1.5 et

équation 1.5), la texture ou encore la composition chimique. Une surface dont l'émissivité est inférieure à 1 est appelée un "corps gris".

Dans le cas d'un équilibre thermodynamique local, la loi de Kirchhoff permet d'écrire une relation directe entre l'énergie absorbée et l'énergie émise par la surface. Cette loi s'écrit $E_d = \alpha_d$ où α_d est l'absorptivité directionnelle monochromatique. Si on considère un rayonnement électromagnétique arrivant sur une surface plane, la conservation de l'énergie implique que le flux radiatif incident F_I soit égal à la somme du flux réfléchi F_{re} , du flux transmis F_{tr} et du flux absorbé F_{ab} (voir figure 1.14), cela s'écrit

$$F_I = F_{re} + F_{tr} + F_{ab} , \quad (1.3)$$

ce qui donne l'équation suivante quand on normalise par le flux incident

$$1 = \rho_d + \tau_d + \alpha_d , \quad (1.4)$$

où ρ_d , τ_d et α_d sont respectivement la réflectivité directionnelle monochromatique, la transmittivité directionnelle monochromatique et l'absorptivité directionnelle monochromatique.

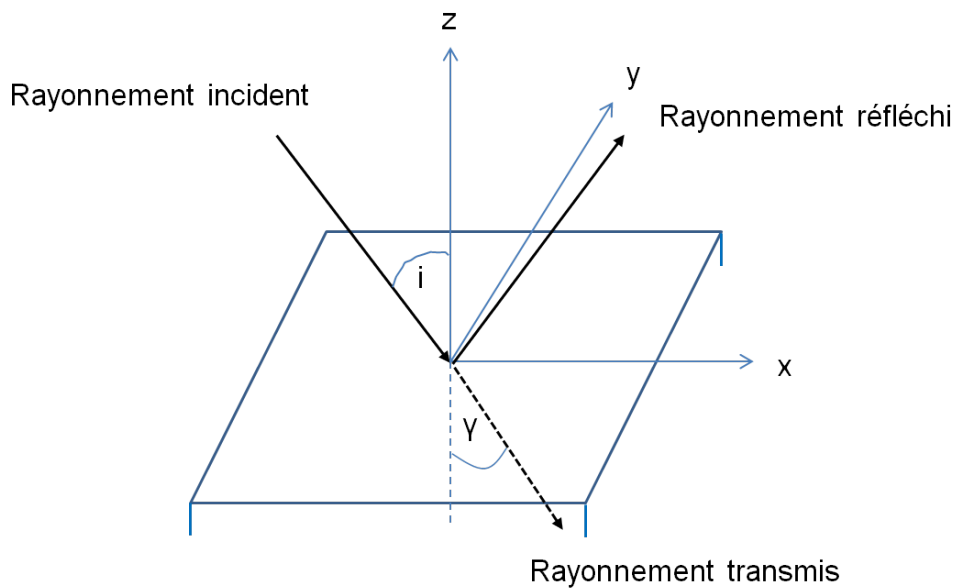


FIGURE 1.14 – Interaction d'un rayonnement électromagnétique avec une surface plane. Pour une surface plane, les rayonnements incident, transmis et réfléchi, se propagent dans le même plan ; il n'y a pas de diffusion. i est l'angle d'incidence du rayonnement incident et γ est l'angle de réfraction selon lequel le rayonnement transmis se propage.

Sous les hypothèses que la loi de Kirchhoff s'applique et que $\tau_d = 0$ pour les surfaces planétaires, l'équation 1.4 se simplifie et l'émissivité s'écrit

1.4 Mission Rosetta

$$E_d = 1 - \rho_d . \quad (1.5)$$

Ainsi, une mesure de la réflectivité directionnelle monochromatique d'une surface permet de calculer son émissivité directionnelle monochromatique. Les coefficients de Fresnel (Campbell, 2002) permettent d'exprimer la réflectivité directionnelle monochromatique d'une surface plane suivant la polarisation verticale ou horizontale de l'onde électromagnétique. Si celle-ci se propage dans le vide et atteint un milieu d'indice de réfraction complexe \tilde{n} , les coefficients de Fresnel s'écrivent (avec $\tau_d = 0$)

$$r_h = \frac{\tilde{n} \cos(i) - 1}{\tilde{n} \cos(i) + 1} , \quad (1.6)$$

et

$$r_v = \frac{\cos(i) - \tilde{n}}{\cos(i) + \tilde{n}} , \quad (1.7)$$

où r_h et r_v représentent respectivement la réflectivité de l'onde électromagnétique polarisée horizontalement et verticalement ; et i est l'angle d'incidence du rayonnement incident. Comme l'indice de réfraction complexe est égal à la racine carrée de la permittivité relative complexe (Fox, 2010), à partir de la permittivité relative complexe on peut estimer l'émissivité du corps observé.

On peut se référer au livre Bonn et G. (1996) pour des explications plus détaillées concernant les méthodes de télédétection.

MIRO : Microwave Instrument for the Rosetta Orbiter

MIRO est un instrument constitué d'une parabole de 30 cm de diamètre avec deux récepteurs hétérodynes opérant dans le domaine millimétrique et submillimétrique destinés à mesurer respectivement la température de luminance⁴ de la sous-surface et de la surface de la cible. Le centre de la bande de fréquence couverte par le récepteur millimétrique est à 190 GHz (1,58 mm). Le centre de la bande de fréquence couverte par le récepteur submillimétrique est à 563 GHz (0,53 mm). Un spectromètre, capable de détecter huit raies d'absorption, correspondant aux fréquences de transition moléculaires de CO, CH₃OH, NH₃, H₂¹⁶O, H₂¹⁷O et H₂¹⁸O, est connecté au récepteur submillimétrique (Gulkis *et al.*, 2007a,b). MIRO mesure "une température d'antenne", définie comme la somme de la température de luminance du corps observé, de la température résiduelle due aux bruits provenant de l'instrument et des autres instruments de la sonde, et de celle du fond de ciel. L'étalonnage de la mesure est effectué en positionnant un miroir devant le récepteur qui permet de mesurer séquentiellement les températures d'une cible artificielle chaude (environ 20°C) et d'une cible artificielle froide (environ -20°C). Les deux cibles artificielles sont montées directement sur l'instrument. Lors de la rencontre avec la cible, la température d'antenne est proportionnelle au rayonnement émis par la cible et donc directement liée à son émissivité.

4. la température de luminance est la température qu'aurait l'objet mesuré s'il était un corps noir.

Pour interpréter les données recueillies par les deux récepteurs, un modèle de prédiction de la luminance monochromatique directionnelle de la surface et de la sous-surface est élaboré pour la cible selon un modèle de transfert radiatif (Gulkis *et al.*, 2010). La luminance monochromatique directionnelle se déduit seulement de la température physique du corps en fonction de la profondeur, de la partie réelle de la permittivité relative complexe dont dépend la réflectivité et donc l'émissivité (voir équation 1.5), et aussi de la partie imaginaire de la permittivité relative complexe dont dépend la profondeur de pénétration (définie dans la section 1.5.3). La permittivité relative complexe est définie plus précisément dans la section 1.5.

Le modèle de transfert radiatif requiert la connaissance du profil de température sur quelques centimètres de profondeur sur l'ensemble du disque visible du corps observé. Son calcul dépend de l'inertie thermique, de l'angle de phase, des paramètres orbitaux et de la rotation (Gulkis *et al.*, 2010, 2012). À partir de ce modèle thermique et du calcul de transfert radiatif, une température d'antenne théorique est calculée en fonction du temps. Celle-ci est comparée directement aux mesures réelles de MIRO. Ensuite, un ajustement par les moindres carrés permet de définir les meilleurs paramètres d'ajustement et donc de fixer l'inertie thermique et l'émissivité qui correspondent aux observations.

MIRO a déjà recueilli des données lors des survols des astéroïdes (2867) Steins et (21) Lutétia (voir section 1.2), le 5 septembre 2008 et le 10 juillet 2010, respectivement. Les paramètres obtenus à partir du meilleur ajustement de la température d'antenne théorique avec les observations sont résumés dans le Tableau 1.5 pour les deux astéroïdes.

Paramètres	(2867) Steins		(21) Lutetia	
	190 GHz	563 GHz	190 GHz	563 GHz
Emissivité	0,85 – 0,90	0,60 – 0,70	0,96	0,96
ϵ'	7	20	2,3	2,3
Inertie thermique J/(K.m ² s ^{0,5})	450 – 850		<120	

TABLEAU 1.5 – Paramètres d'ajustement des observations de (2867) Steins et (21) Lutetia par MIRO d'après Gulkis *et al.* (2010) et d'après Gulkis *et al.* (2012), respectivement. ϵ' est la partie réelle de la permittivité relative complexe (voir section 1.5).

D'après les paramètres obtenus, la surface de (2867) Steins serait dominée par de la roche (Gulkis *et al.*, 2010), alors que la surface de (21) Lutetia serait recouverte d'un régolite (voir section 1.5.5) de type lunaire (Gulkis *et al.*, 2012). La différence d'émissivité obtenue entre les deux canaux de réception de MIRO pendant les observations de l'astéroïde (2867) Steins est peut-être due à un effet de la diffusion liée à la rugosité de la surface, qui n'est pas pris en compte dans le modèle, ou bien à la présence de particules diffusantes au sein même de la roche (Gulkis *et al.*, 2010).

MIRO jouera un rôle primordial dans la cartographie du noyau cométaire et comptera parmi les instruments déterminants pour le choix du lieu d'atterrissage de Philae. Il est donc crucial de mener

1.4 Mission Rosetta

des recherches sur la permittivité relative complexe de la surface et de la sous-surface de 67P/C-G afin de préparer l'interprétation des données des récepteurs millimétriques et submillimétriques pour en déduire l'émissivité, la température et l'inertie thermique.

Le développement d'une expérience de mesure de la permittivité relative complexe pour des matériaux poreux, tels que l'on peut les imaginer en surface et sous-surface d'un noyau cométaire, peut également servir à contraindre les propriétés des surfaces des astéroïdes recouverts d'une couche de poussières.

La permittivité relative complexe, qui décrit la réponse d'un matériau par rapport à une sollicitation électromagnétique, dépend de plusieurs paramètres physiques comme nous allons voir dans la section suivante.

1.5 Réponse électromagnétique des milieux naturels

Les ondes électromagnétiques (EM) se propagent dans les milieux naturels et modifient leur propriétés électriques et magnétiques. La réponse d'un milieu est décrite par trois paramètres : la conductivité électrique σ , la permittivité ϵ et la perméabilité magnétique μ . Ces paramètres peuvent être représentés sous la forme de tenseurs si le milieu traversé est un milieu anisotrope. Dans ce cas précis, la réponse dépend de l'orientation du champ électrique appliqué car l'arrangement des atomes dans certains cristaux expose une direction privilégiée. Ensuite ces paramètres peuvent varier avec la fréquence : le milieu que l'onde traverse est alors dit dispersif. Enfin, quand l'onde électromagnétique traverse un matériau, elle peut interagir avec lui de deux manières :

1. de l'énergie peut être échangée entre le champ EM appliqué et le matériau (l'énergie est stockée) ;
2. de l'énergie du champ EM peut être perdue de façon permanente et absorbée par le matériau ;

Les trois paramètres définissant la réponse du matériau à un champ EM appliqué s'écrivent alors sous forme complexe lorsqu'il y a des pertes (représentée par la partie imaginaire).

Dans cette section nous allons décrire la réponse de milieux linéaires et isotropes sous l'effet d'un champ EM. La permittivité électrique étant le paramètre auquel nous nous intéressons pour des mesures en laboratoire, nous décrirons plus en détail son comportement selon la fréquence de l'onde, le matériau (glaces, liquides, roches), la masse volumique et la température du milieu naturel dans lequel l'onde se propage.

1.5.1 Permittivité électrique, conductivité électrique et perméabilité magnétique.

La permittivité électrique

La permittivité électrique décrit d'un point de vue microscopique la redistribution locale des charges électriques contenues dans un milieu sous l'action d'un champ EM. Dans le système international (SI) l'unité de la permittivité électrique est le farad/mètre. Plus précisément, l'application d'un champ électrique produit une polarisation (définie comme le moment dipolaire par unité de volume⁵) par les forces exercées sur les charges positives et négatives des atomes contenus dans un milieu. Si les molécules ont des moments dipolaires permanents, le champ électrique appliqué exerce une force qui tend à orienter préférentiellement ces moments le long de la direction du champ. S'il n'existe pas de dipôles permanents, le champ électrique repousse les charges positives et négatives dans des directions opposées, créant alors un dipôle parallèle au champ. Dans les deux cas, le résultat d'un champ EM qui se propage dans un milieu tend à produire des dipôles microscopiques alignés et parallèles à la direction du champ électrique. Un moment dipolaire est donc induit dans le milieu traversé par le champ EM ; la permittivité électrique caractérise la redistribution des charges selon ce moment dipolaire. Lorsque la

5. Le moment dipolaire \mathbf{d} (mesuré en coulomb/mètre dans le SI) est une grandeur définissant un dipôle électrostatique : il définit la répartition des charges dans le dipôle selon la formule suivante : $\mathbf{d} = \sum_i q_i \mathbf{r}_i$; c'est-à-dire la somme sur toutes les charges électriques q_i formant le dipôle, repérées par leur rayon vecteur \mathbf{r}_i dans un système de coordonnées.

1.5 Réponse électromagnétique des milieux naturels

polarisation entraîne des pertes d'énergie par dissipation, la permittivité électrique s'écrit sous la forme complexe : $\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$. La partie imaginaire représente la capacité du matériau à absorber l'énergie EM et à la dégrader en chaleur. La partie réelle contrôle la vitesse de l'onde EM dans le matériau. Elle est égale au carré de la partie réelle de l'indice de réfraction complexe (Fox, 2010).

La conductivité électrique

Tout comme la permittivité électrique, la conductivité électrique σ peut être complexe et représente la capacité de la matière à favoriser le passage d'un courant électrique sous l'effet d'un champ EM appliqué. Elle s'exprime en siemens/mètre (SI). La conductivité électrique complexe s'écrit : $\sigma = \sigma' - i\sigma''$. Le déplacement des charges électriques est décrit par la partie réelle σ' de la conductivité. Ce déplacement engendre un phénomène de polarisation qui est décrit par la partie imaginaire σ'' . L'inverse de la conductivité électrique est la résistivité électrique qui s'exprime en Ohm/mètre.

La perméabilité magnétique

La perméabilité magnétique exprime, à l'instar de la permittivité par rapport à un champ électrique, la réponse d'un matériau sous l'effet d'un champ magnétique induit. Elle caractérise sa capacité à modifier les lignes de flux magnétique. Son unité est le henry/mètre (SI). Similairement à la permittivité, elle peut s'exprimer sous une forme complexe μ normalisée par rapport à la perméabilité magnétique du vide μ_0 ($= 4\pi \times 10^{-7} H/m$) comme $\mu_r = \mu'_r - i\mu''_r = \frac{\mu}{\mu_0}$. Dans la pratique, outre les matériaux métalliques, les matériaux géologiques réagissent très peu à une sollicitation magnétique. Leur perméabilité magnétique est identifiée à celle du vide.

1.5.2 Mesure de permittivité en laboratoire.

En laboratoire, la permittivité complexe mesurée prend en compte à la fois la polarisation due à la redistribution des charges locales par l'effet du champ électrique transmis dans le matériau, et la polarisation obtenue par la conductivité électrique. Le paramètre mesuré en laboratoire est donc une permittivité complexe effective ϵ_{eff} définie par

$$\epsilon_{eff} = \left(\epsilon' + \frac{\sigma''}{\omega} \right) - i \left(\epsilon'' + \frac{\sigma'}{\omega} \right) = \epsilon'_{eff} - i\epsilon''_{eff} . \quad (1.8)$$

La permittivité complexe effective mesurée est généralement représentée sous une forme normalisée par rapport à la permittivité du vide ϵ_0 ($= 8.854 \times 10^{-12} F.m^{-1}$). On parle alors de permittivité complexe effective et relative ϵ_r . Dans la suite du manuscrit on simplifiera cette appellation par le terme "permittivité". On définit la tangente de perte $\tan \delta$ comme le rapport entre la partie imaginaire et la partie réelle de permittivité.

1.5.3 Profondeur de pénétration des ondes radio

Les matériaux naturels possèdent tous une certaine capacité à interagir avec le champ électrique des ondes radios qui se traduit par la permittivité. Un signal radar passant à travers un milieu est donc modifié en phase et en amplitude. Si il n'y a pas d'interfaces (ou plus généralement, d'objets le long du trajet de propagation) alors l'énergie se propage au travers du matériau. Si au contraire l'onde rencontre des changements de propriétés diélectriques au sein du matériau alors une partie de l'énergie est réfléchi vers la source (vers la surface si on se place dans un contexte de télédétection). Il y a donc une perte de puissance sur le chemin parcouru par l'onde. Pour obtenir la puissance du champ électrique en fonction des propriétés diélectriques du matériau (permittivité ϵ_r et perméabilité μ_r), on peut écrire la norme du champ électrique E_p qui se propage suivant un axe z avec la polarisation p de la manière suivante (Ulaby *et al.*, 1982)

$$E_p(z) = A_p e^{-\alpha z} e^{-i\beta z} , \quad (1.9)$$

avec A_p amplitude du champ électrique qui se propage selon la polarisation p et α facteur d'atténuation

$$\alpha = 2\pi\nu\sqrt{\mu_r\epsilon_r} \left[\frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + \tan^2 \delta} - 1 \right) \right]^{1/2} . \quad (1.10)$$

Le paramètre β est le facteur lié à la phase de l'onde

$$\beta = 2\pi\nu\sqrt{\mu_r\epsilon_r} \left[\frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + \tan^2 \delta} + 1 \right) \right]^{1/2} , \quad (1.11)$$

A partir d'une puissance initiale P_0 , la puissance restante de l'onde à une distance z parcourue dans le matériau dépend du facteur d'atténuation α et se calcule comme

$$P(z) = P_0 e^{-2\alpha z} . \quad (1.12)$$

La puissance perdue le long du chemin de propagation est une fonction exponentielle de la distance parcourue. La perte de puissance s'écrit généralement en décibel par mètre (dB/m). La profondeur à partir de laquelle une quantité significative d'énergie pénètre à l'intérieur d'un matériau est exprimée par la profondeur de pénétration L_a qui se définit comme la distance à partir de laquelle la puissance initiale de l'onde est réduite par un facteur $1/e$ (environ 37%)

$$\frac{P_0}{e} = P(z = L_a) , \quad (1.13)$$

$$L_a = \frac{1}{2\alpha} . \quad (1.14)$$

Ce qui donne finalement

1.5 Réponse électromagnétique des milieux naturels

$$L_a = \frac{1}{4\pi\nu\sqrt{\mu_r\epsilon_r} \left[\frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + \tan^2 \delta} - 1 \right) \right]^{1/2}} . \quad (1.15)$$

En considérant que les matériaux sondés ont une perméabilité magnétique relative proche de celle du vide ($\mu_r = 1$), comme c'est le cas pour la plupart des roches terrestres, on peut réécrire la profondeur de pénétration selon la relation (Campbell et Ulrichs, 1969)

$$L_a = \frac{\lambda}{2\pi [2(|\epsilon_r| - \epsilon')]^{1/2}} . \quad (1.16)$$

Et finalement en considérant $\tan \delta \ll 1$, on peut obtenir la relation simplifiée suivante (Campbell et Ulrichs, 1969)

$$L_a = \frac{\lambda\sqrt{\epsilon'}}{2\pi\epsilon''} . \quad (1.17)$$

Cette dernière expression servira à estimer la profondeur de pénétration appliquée à nos mesures de permittivité dans le chapitre 4.

1.5.4 Dépendance en fréquence

Comme rappelé au début de la section 1.5, un matériau est dispersif si ses propriétés EM dépendent de la fréquence. Le mécanisme de polarisation mis en jeu dépend de la fréquence du spectre EM (voir Figure 1.15). Dans l'ordre des fréquences décroissantes apparaît la polarisation électronique, atomique, dipolaire ou encore interfaciale (Guéguen et Palciauskas, 1992). À chaque mécanisme de polarisation correspond un temps de relaxation différent. Ce dernier est défini comme le temps requis pour que l'effet du champ EM causé sur les charges électrique soit amorti lorsque la source EM est modifiée. La permittivité, qui dépend de la polarisation, varie donc avec la fréquence.

Lorsque le champ électrique appliqué au matériau oscille lentement, les charges électriques qui réagissent établissent un état d'équilibre quasi-statique. Au contraire lorsque le champ électrique oscille rapidement, les mécanismes de polarisation ne sont plus efficaces. Par conséquent, comme les effets des différents mécanismes de polarisation sur la permittivité sont additifs, ϵ décroît lorsque la fréquence augmente. À très hautes fréquences (>1 THz), les polarisations atomiques et électroniques sont les seuls mécanismes contribuant à la valeur de la permittivité d'un matériau comme illustré sur la Figure 1.15.

La variation fréquentielle de la permittivité a été abordée par plusieurs auteurs. Le modèle de Cole et Cole (1941) décrit ce qui se passe pour un ensemble de mécanismes de polarisation possibles. Les temps de relaxation de chaque polarisation intervenante sont dispersés selon une distribution gaussienne autour d'un temps de relaxation moyen τ_0 . À basse fréquence, le comportement statique de la permittivité est caractérisé par la constante ϵ_s . À haute fréquence, le comportement de la permittivité est caractérisé par la constante ϵ_∞ (définie pour une fréquence infinie). Dans la région de transition,

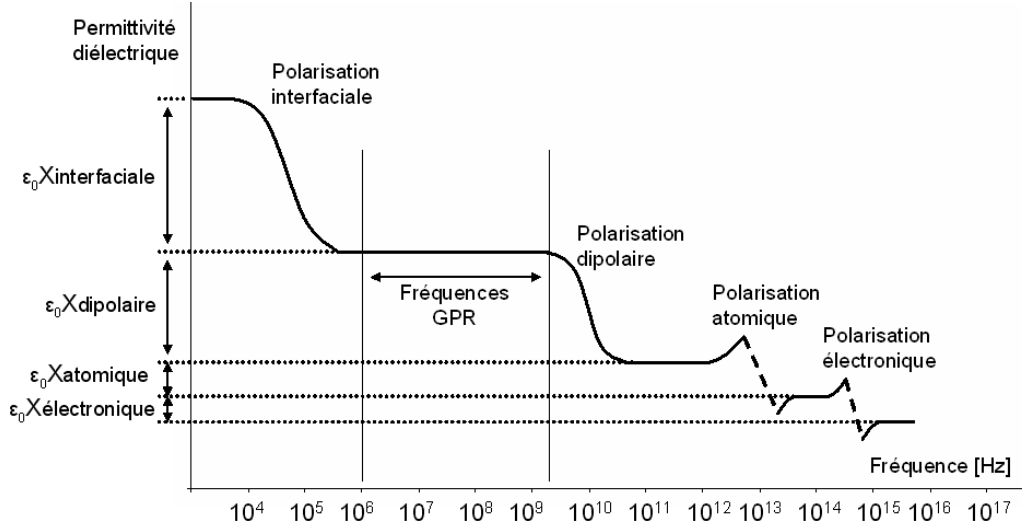


FIGURE 1.15 – Variation fréquentielle de la permittivité sur l'ensemble du spectre électromagnétique liée aux différents mécanismes de polarisation. Adapté de [Guéguen et Palciauskas \(1992\)](#)

la permittivité est sous forme complexe et varie avec la fréquence ν selon l'équation

$$\epsilon'(\nu) - i\epsilon''(\nu) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + (i2\pi\nu\tau_0)^{1-\xi}}, \quad (1.18)$$

où ξ (compris entre 0 et 1) un paramètre permettant d'ajuster la largeur de la distribution gaussienne autour de τ_0 .

Le modèle de variation fréquentielle de la permittivité le plus fréquemment utilisé est celui de Debye ([Debye, 1929](#)), qui est en réalité un cas particulier du modèle Cole-Cole pour lequel $\alpha = 0$. De plus, les différents temps de relaxation ne peuvent prendre que des valeurs discrètes particulières τ_p , chacune correspondante à un mécanisme de polarisation p . La contribution de chaque polarisation est représentée dans le calcul par un coefficient g_p . Le modèle de Debye s'écrit alors

$$\epsilon'(\nu) - i\epsilon''(\nu) = \epsilon_\infty + \sum_p g_p \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + i2\pi\nu\tau_p}. \quad (1.19)$$

En appliquant les deux modèles présentés à des matériaux conducteurs, l'énergie perdue par conduction doit être prise en compte. Le modèle de Cole-Cole s'écrit alors

$$\epsilon'(\nu) - i\epsilon''(\nu) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + (i2\pi\nu\tau_0)^{1-\alpha}} - i \frac{\sigma_s}{2\pi\nu\epsilon_0} \quad (1.20)$$

et le modèle de Debye devient :

$$\epsilon'(\nu) - i\epsilon''(\nu) = \epsilon_\infty + \sum_p g_p \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + i2\pi\nu\tau_p} - i \frac{\sigma_s}{2\pi\nu\epsilon_0}, \quad (1.21)$$

1.5 Réponse électromagnétique des milieux naturels

avec σ_s la conductivité statique du milieu.

1.5.5 Permittivité des roches, sols et simulants de régolites planétaires

Afin d'interpréter les données radars relatives à la surface des noyaux cométaires et des astéroïdes, il est nécessaire de connaître à priori comment la permittivité varie en fonction de la nature de la surface. On peut s'appuyer sur la littérature concernant la permittivité des roches et des sols terrestres, des météorites, ainsi que sur des simulants de sols lunaires et martiens pour une première approche de la nature de la surface observée.

Roches

La permittivité des roches et des sols terrestres est importante pour la télédétection radar. Certaines roches magmatiques pourraient être considérées comme de bons analogues représentatifs de la composition minéralogique de zones géologiques planétaires ou astéroïdales (*e.g.* le basalte). Une grande variété de roches volcaniques terrestres a été étudiée par [Campbell et Ulrichs \(1969\)](#) à 450 MHz et 35 GHz (voir Figure 1.16). À une fréquence donnée, la partie réelle de la permittivité et la tangente de perte des différentes roches solides varient respectivement dans la gamme 3 – 10 et 0.01 – 0.20 ([Campbell et Ulrichs, 1969](#)). La composition chimique (comme la teneur en silicates ou en oxydes métalliques), la masse volumique ou la porosité (micro-pores, macro-pores, fractures), ainsi que la teneur en eau (phase liquide ou solide), sont autant de paramètres influant sur la permittivité des roches. Cela rend possible la caractérisation lithologique d'un sol par la télédétection radar ([Grandjean *et al.*, 2006](#)). La grande variabilité des résultats des mesures de la permittivité pose des problèmes pour l'inversion des données.

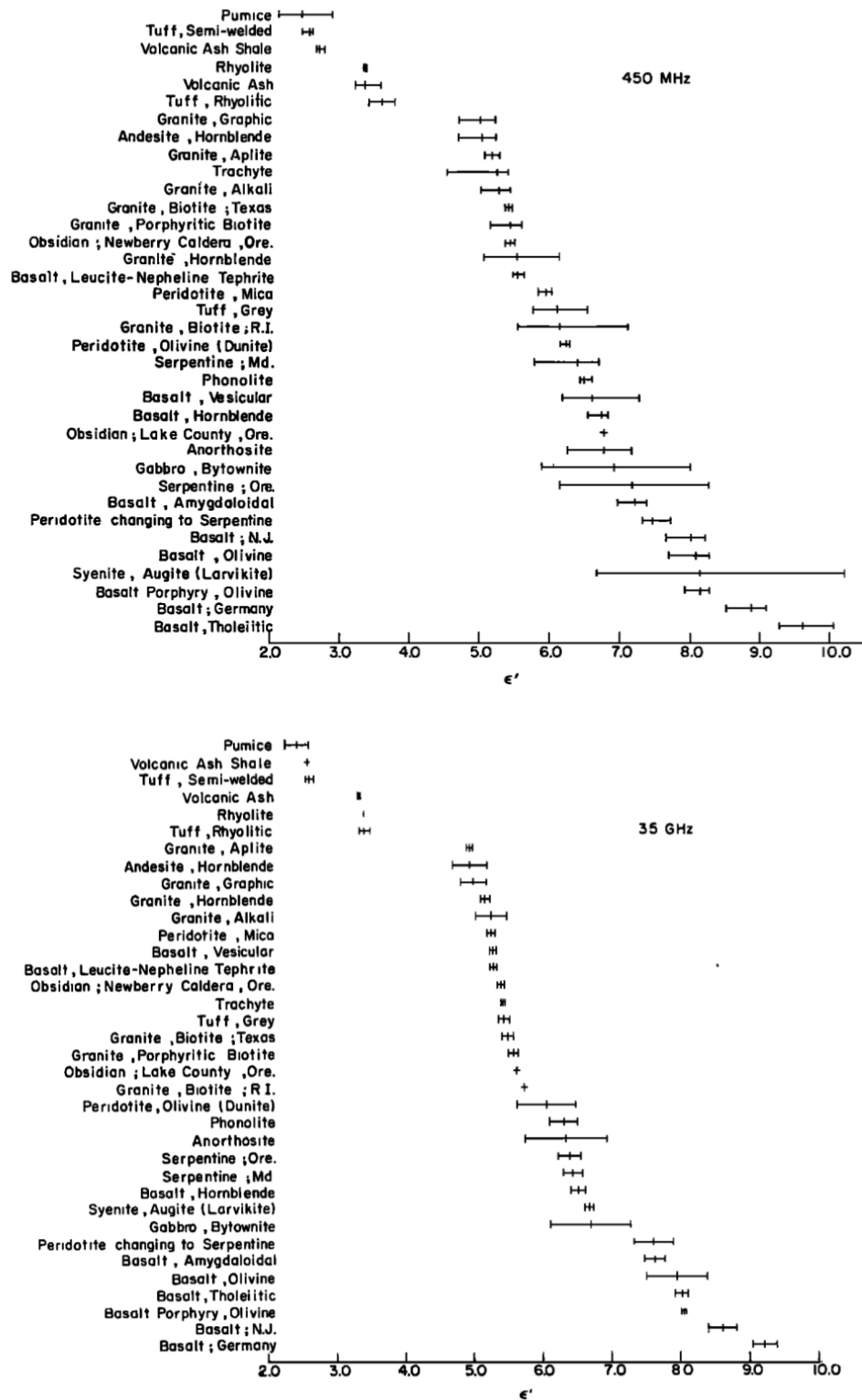


FIGURE 1.16 – Partie réelle de la permittivité pour des matériaux volcaniques à 450 MHz (en haut) et 35 GHz (en bas). La moyenne, le minimum et le maximum des valeurs mesurées sont indiquées. Les mesures ont été effectuées à température ambiante. Source : [Campbell et Ulrichs \(1969\)](#)

Roches réduites en poudre, sables et cendres volcaniques

Parmi les principaux paramètres qui influent sur la permittivité, nous nous sommes spécialement intéressés à la masse volumique (ou porosité) et donc nous nous sommes penchés sur des matériaux poreux pour notre étude. La permittivité de roches réduites en poudre, de sables et de cendres volcaniques a été mesurée par différents auteurs (Campbell et Ulrichs, 1969; Adams *et al.*, 1996; Heggy *et al.*, 2001; Calla *et al.*, 2007). On appelle "poudre" le produit d'une roche broyée. Les cendres volcaniques sont des fines particules qui sont éjectées dans l'atmosphère lors d'une éruption volcanique explosive et qui retombent sur les flancs du cône volcanique. Leur taille caractéristique est inférieure à 2 mm. Ce sont des milieux hétérogènes dans leur composition minéralogique et chimique. De plus ils contiennent de l'air entre les grains et dans les pores si il y en a. Ce qui est mesuré en laboratoire est donc une permittivité effective. Des modèles de mélanges, élaborées de façon empirique (van Beek, 1967) permettent d'estimer la permittivité effective de ces milieux dont la porosité est généralement de l'ordre de 30 à 50%.

La formule de Polder-van Santen-de Loor (PVL), exprime la permittivité effective ϵ_m d'un mélange composé d'une matrice et d'inclusions aux formes ellipsoïdales qui ont la même orientation (Ulaby *et al.*, 1982). Elle dépend de la fraction de volume occupé par les inclusions $f_{v,k}$, de la permittivité ϵ_k des inclusions et de la permittivité ϵ_h de la matrice,

$$\epsilon_m = \epsilon_h + f_{v,k} \frac{\epsilon_k - \epsilon_h}{1 + p_{x,y,z} (\epsilon_k / \epsilon_e - 1)} , \quad (1.22)$$

où $p_{x,y,z}$ est le facteur lié aux mécanismes de variation de la polarisation des inclusions le long des différents axes x, y et z ; il varie car la polarisation des inclusions est favorisée le long de leur grand axe. ϵ_e représente le degré de couplage électrique entre les inclusions séparées par une certaine distance. La permittivité ϵ_e est égale à environ ϵ_h si le volume total des inclusions est inférieur à 10% et égale à environ ϵ_m sinon.

Parmi les modèles de mélange, le plus simple est le modèle de Rayleigh (van Beek, 1967). Ce modèle permet de prédire la permittivité d'un milieu composé d'air et d'une collection de particules sphériques solides selon la relation

$$\frac{\epsilon_m - 1}{\epsilon_m + 2} = \frac{\rho_p \epsilon_s - 1}{\rho_s \epsilon_s - 2} , \quad (1.23)$$

où ρ_p et ρ_s sont respectivement la masse volumique du mélange et la masse volumique des particules solides. ϵ_s est la permittivité d'une particule solide.

Le modèle de Lichtenecker est autre modèle qui s'applique dans le cas où le mélange est composé de deux éléments de compositions différentes dont les fractions de volume sont V_1 et V_2 ($V_1 + V_2 = 1$) et les permittivités ϵ_1 et ϵ_2 (Parkhomenko, 1967),

$$\log(\epsilon_m) = V_1 \log(\epsilon_1) + V_2 \log(\epsilon_2) . \quad (1.24)$$

Ce modèle s'applique bien pour les sols secs et les roches (Parkhomenko, 1967).

La formule de mélange de Böttcher peut être utilisée pour un mélange quelconque composé de N constituants de permittivité ϵ_k et s'écrit

$$\sum_k^N f_{v,k} \frac{\epsilon_k - \epsilon_m}{\epsilon_k - 2\epsilon_m} = 0 . \quad (1.25)$$

Les modèles de mélanges énoncés ci-dessus permettent de rendre compte de la dépendance de la permittivité avec la masse volumique (liée à la porosité), voir Figure 1.17. D'après les modèles de mélange la partie réelle de la permittivité augmente lorsque la masse volumique augmente. Pour un mélange contenant des particules solides et de l'air, la masse volumique prend en compte l'air qui se trouve entre les grains. Plus les grains sont comprimés et plus cette fraction du volume d'air diminue ; donc la masse volumique augmente et la porosité diminue. Certains types de grains possèdent des micropores ou sont fracturés. Cette porosité intrinsèque augmente alors la porosité d'ensemble de l'échantillon.

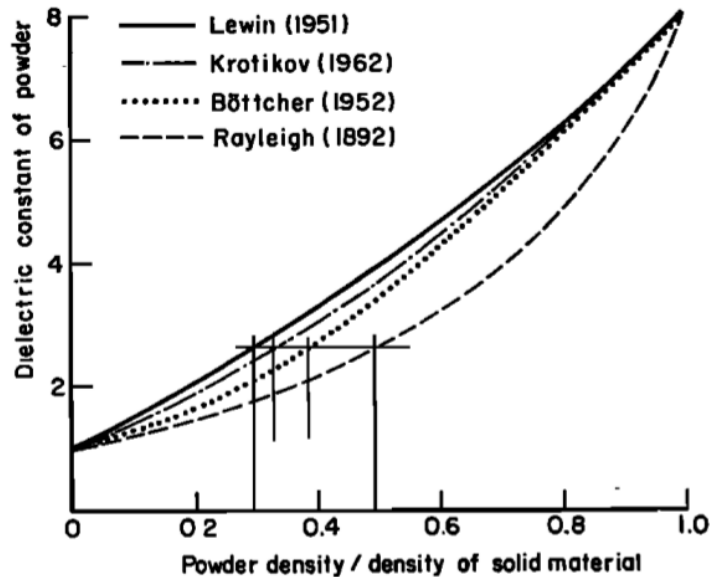


FIGURE 1.17 – Permittivité d'une poudre en fonction du rapport entre la masse volumique de l'ensemble de l'échantillon et la masse volumique des particules solides suivant quatre modèles de mélange différents. Source : Campbell et Ulrichs (1969)

Plus la porosité du matériau est importante, plus la proportion d'air est importante et donc la permittivité effective se rapproche de celle de l'air (que l'on peut considérer égale à 1). Si la porosité augmente, et donc que la masse volumique diminue, alors ϵ' diminue et tend vers 1, comme illustré dans la figure 1.18. En ce qui concerne les surfaces des petits corps, soumise aux conditions du vide interplanétaire, si la porosité augmente alors ϵ' devrait tendre vers celle du vide (égale à 1). Les pertes diélectriques sont moins importantes pour une plus grande porosité donc ϵ'' diminue aussi, comme

1.5 Réponse électromagnétique des milieux naturels

illustré dans la Figure 1.18. Cette figure présente les mesures de [Heggy *et al.* \(2001\)](#) à 2 MHz pour des poudres de basalte, préparées sous forme de pastilles plus ou moins compressées, indiquent que ϵ' diminue d'environ 35 % lorsque la porosité varie de 28 à 31% et qu'elle diminue d'environ 60% lorsque la porosité varie de 31 à 50%. En ce qui concerne la partie imaginaire, elle semble diminuer d'environ 50% lorsque la porosité passe de 31 à 50%.

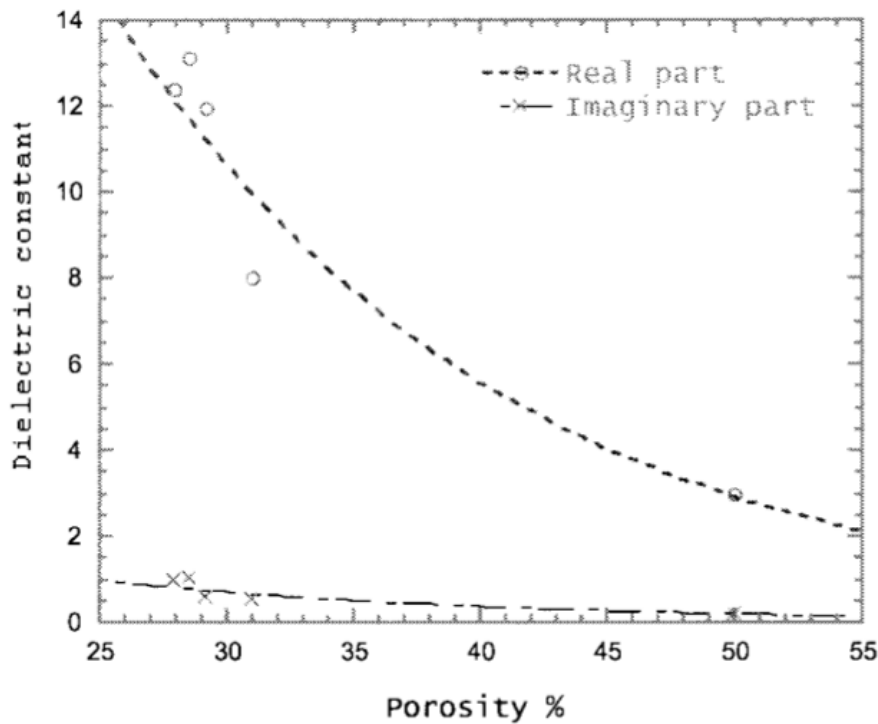


FIGURE 1.18 – Variations de la partie réelle et de la partie imaginaire de la permittivité en fonction de la porosité pour un basalte réduit en poudre. La taille des grains est contrôlée ($50 \mu\text{m}$) et la fréquence de mesure est de 2 MHz. Les lignes en pointillés représentent les courbes d'ajustement exponentielles des mesures ([Heggy *et al.*, 2001](#)).

De plus, la permittivité effective peut dépendre de la taille des grains, de la forme, de l'orientation et de la localisation des grains qui composent l'échantillon au moment de la mesure ([Adams *et al.*, 1996](#)). Le Tableau 1.6 donne un aperçu de quelques mesures effectuées sur des sables différents. Lorsque la teneur en argile⁶ augmente, ϵ' et ϵ'' augmente. Des mesures à 100 MHz ont montré que l'ajout de 5% d'argile dans du sable réduit d'un facteur 20 la profondeur de pénétration des ondes radars ([Olhoeft, 1987](#)).

La permittivité de cendres volcaniques a été étudié pour des longueurs d'ondes centimétriques et millimétriques notamment par [Campbell et Ulrichs \(1969\)](#) pour des fréquences de 450 MHz et 35 GHz (voir Tableau 1.7) et [Adams *et al.* \(1996\)](#) pour une exploration en fréquence de 4 à 19 GHz. Les mesures

6. En géologie les argiles désignent l'ensemble des minéraux dont la taille est inférieure à environ $2 \mu\text{m}$.

Références	Echantillons	ϵ'	ν (GHz)
Calla <i>et al.</i> (2007)	sable n°1 (pur)	2,19 – 2,53	8,3 – 10,0
	sable n°2 (argileux)	2,30 – 2,53	8,3 – 10,0

TABLEAU 1.6 – Permittivité mesurée pour un sable pur et un sable argileux provenant du désert du Rajasthan (Inde).

montrent que la partie réelle de la permittivité effective se trouve dans la gamme 2,8 – 4,5 et la partie imaginaire dans la gamme 0,01 – 0,15. Pour la permittivité du matériau continu, calculée avec une formule de mélange à partir de la permittivité effective, les valeurs se trouvent dans la gamme 5,5 – 7 pour ϵ' et 0,01 – 0,30 pour ϵ'' .

Echantillons	Origine	450 MHz		35 GHz	
		ϵ'	$\tan \delta$	ϵ'	$\tan \delta$
Tuf volcanique	Cripple Creek (Colorado, USA)	6,1	0,06	5,4	0,07
Tuf volcanique	Ennis (Montana, USA)	3,6	0,006	3,4	0,02
Tuf volcanique	Bend Quarry (Oregon, USA)	2,6	0,011	2,6	0,03
Cendre volcanique	Chaffee County (Colorado, USA)	3,4	0,07	2,84	0,014
Cendre volcanique	Florissant (Colorado, USA)	2,7	0,03	2,6	0,015

TABLEAU 1.7 – Permittivité de plusieurs échantillons de tuf volcaniques et de cendres volcaniques. Le tuf est une roche friable, poreuse, formée à partir d’une consolidation de cendres volcaniques éjectées d’un volcan.

Mesures sur des simulants de régolites et des échantillons lunaires

La planète Mars et la Lune sont des cibles prioritaires de l’exploration planétaire depuis les années 60. Dans le cadre d’une mission spatiale avec un instrument de détection radar embarqué il est possible de se baser sur la permittivité d’échantillons représentatifs du sol observé pour le calcul d’inversion des données. L’élaboration d’échantillons proches des régolites lunaire et martien en terme de composition chimique, d’analyse spectrale ou encore de taille de grains a été menée entre autres par la NASA (Allen *et al.*, 1998; Hill *et al.*, 2007); nous en parlerons plus en détail dans le chapitre 2. Des mesures à température ambiante et effectuées entre 1,8 et 3,5 GHz ont fourni une valeur de la partie réelle de la permittivité comprise entre 2,5 et 3,5 et une partie imaginaire comprise entre 0,003 et 0,03 (Barmatz *et al.*, 2012).

Les mesures sur des simulants de régolite lunaire peuvent être directement comparées aux mesures de permittivité effectuées sur des échantillons d’origine lunaire rapportés par les missions américaines Apollo (Olhoeft *et al.*, 1974; Olhoeft et Strangway, 1975; Barmatz *et al.*, 2012), voir Figure 1.19.

La courbe d’ajustement des mesures de la partie réelle de la permittivité des simulants des régolites lunaires en fonction de la masse volumique (Barmatz *et al.*, 2012), illustrée dans la Figure 1.19, possède un coefficient égal à 2,15. Ce coefficient est légèrement supérieur à ce qui a été obtenu par Olhoeft et Strangway (1975) sur des échantillons de régolites lunaires (avec un coefficient égal à 1,93).

1.5 Réponse électromagnétique des milieux naturels

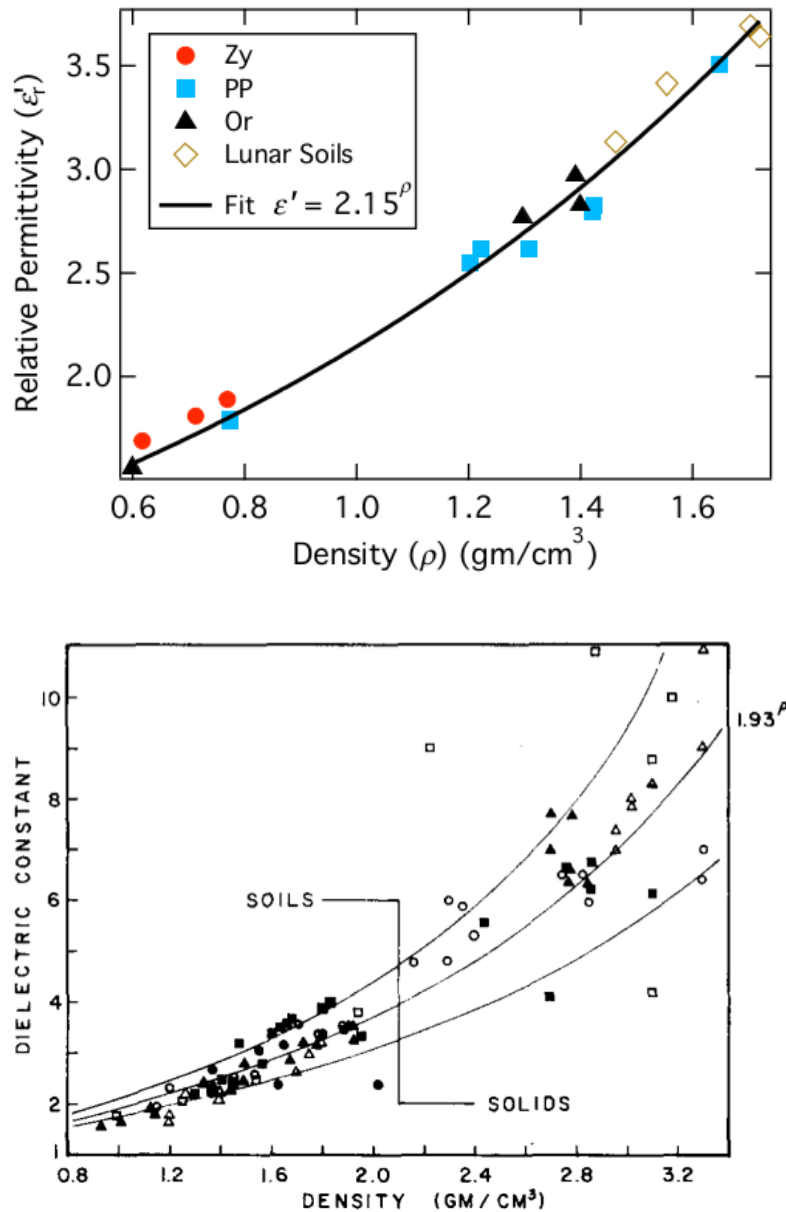


FIGURE 1.19 – En haut : variation de ϵ' avec la masse volumique pour des échantillons lunaires (lo-sanges), des simulants de mers lunaires de la société Zybeck (Zy), des simulants sans oxydes de fer (PP), et des simulants de mers lunaires de la société Orbitec (Or) d'après [Barmatz et al. \(2012\)](#). En bas : variation de ϵ' avec la masse volumique pour des échantillons lunaires d'après [Olhoef et Strangway \(1975\)](#). Les carrés, triangles et cercles vides représentent des échantillons lunaires provenant des missions Apollo 11, 12 et 14, respectivement. Les carrés, triangles et cercles pleins représentent des échantillons lunaires provenant des missions Apollo 15, 16 et 17, respectivement.

On retrouve des caractéristiques diélectriques proches par exemple pour le simulant de régolite martien JSC Mars-1 (ϵ' et ϵ'' restent respectivement dans la gamme 3 – 4 et 0,10 – 0,30) avec des

variations liées à la fréquence mais aussi sans doute à la technique de mesure utilisée, qui varie d'un auteur à un autre (Leuschen, 1999) (Williams et Greeley, 2004). Les travaux de Heggy *et al.* (2001) portent aussi sur la détermination de la permittivité du sol martien et couvrent la bande de fréquence 1 – 500 MHz. Les échantillons étudiés se composent de poudre basaltique (basalte de Djibouti), mais aussi d'oxydes de fer (hématite et maghémite), d'évaporite (gypse) et calcite (composant commun d'une roche sédimentaire) et forment ensemble, séparément ou sous forme de mélange, un bon moyen d'approcher la diversité des formations géologiques recensées sur Mars. Ces travaux ont notamment bien mis en évidence l'augmentation de la permittivité (partie réelle et imaginaire) avec l'augmentation de la teneur en oxydes de fer.

Une bonne connaissance des régolites des surfaces planétaires est indispensable dans le cadre des futures missions de colonisation de la Lune ou de Mars qui pourraient voir le jour durant le XXI^e siècle.

1.5.6 Variation de la permittivité avec la température et la teneur en eau

Nous avons vu que c'est la redistribution locale des charges au sein du milieu sous l'effet d'un champ électrique (d'une onde radar par exemple) qui caractérise la permittivité. En théorie, une baisse de la température tend à atténuer le mouvement des charges et le mouvement vibrationnel des dipôles, ce qui diminue la capacité du matériau à interagir avec l'onde EM transmise. Par conséquent la permittivité diminue lorsque la température diminue. L'effet de la température sur la permittivité a été mesuré par plusieurs auteurs dont [Campbell et Ulrichs \(1969\)](#), voir Figure 1.20. Ces mesures montrent que ϵ' décroît quand la température diminue, elle est quasiment constante pour un granite et une péridotite. La tangente de perte $\tan \delta$ semble globalement décroître lorsque la température diminue pour la majorité des roches mesurées. [Heggy et al. \(2001\)](#) ont mesuré la permittivité de différentes poudres (incluant un basalte réduit en poudre et des oxydes métalliques) à la fréquence de 2 MHz ; leurs résultats indiquent que si la température diminue de 27 à -43°C, ϵ' diminue d'environ 25% au maximum (moins de 10% pour 4 échantillons sur 5) tandis que ϵ'' diminue au plus de 17%.

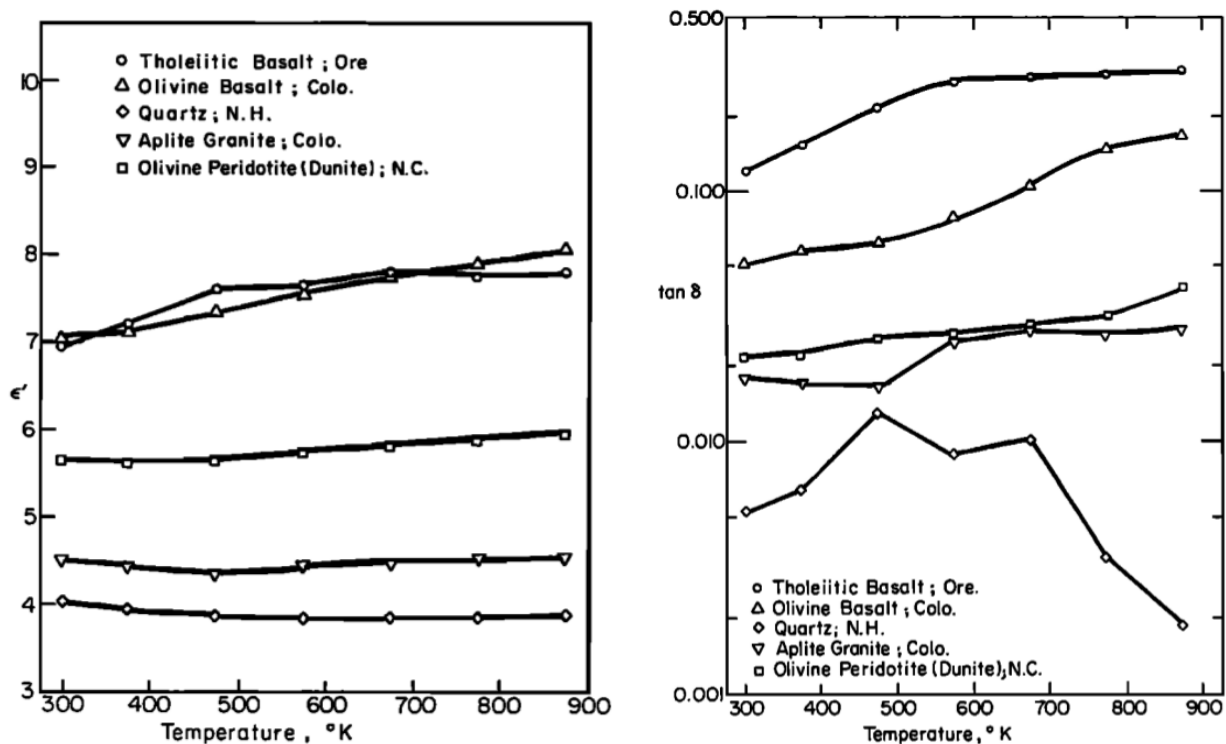


FIGURE 1.20 – Variations de ϵ' (à gauche) et $\tan \delta$ (à droite) en fonction de la température pour différents échantillons de roches.

Des mesures sur le simulant de régolite lunaire JSC-1A entre -190°C et 200°C englobant la variation de température de la surface lunaire (entre -180°C et 110°C) ont été effectuées par [Calla et Rathore \(2012\)](#) pour quatre fréquences entre 1,7 et 31,6 GHz. Les résultats de cette étude montrent que lorsque la température augmente, ϵ' augmente de 14% (de 3,50 à 4,00 ; pour une fréquence de

31,6 GHz) à 25% (de 3,66 à 4,59 ; pour une fréquence de 1,7 GHz) et ϵ'' augmente de 44% (de 0,18 à 0,26 ; pour une fréquence de 6,6 GHz) jusqu'à plus de 100% (de 0,09 à 0,43 ; pour une fréquence de 1,7 GHz).

L'eau contenu dans l'air peut être adsorbée par le matériau. Etant donné que la molécule d'eau est très polarisée, la teneur en eau influe sur la valeur de la permittivité. Par exemple, [Sabouroux et Ba \(2011\)](#) ont étudié les propriétés diélectriques d'un échantillon de sable provenant de la dune du Pilat (sud-ouest de la France, bassin d'Arcachon) et d'un autre échantillon de sable provenant de Fontainebleau (Seine-et-Marne) en fonction de la teneur en eau volumique à 600 MHz et 1 GHz (voir Figure 1.21). Ces mesures ont été comparées avec des relations empiriques liant la permittivité à la teneur en eau ([Topp *et al.*, 1980](#); [Guéguen et Palciauskas, 1992](#); [Peplinski *et al.*, 1995](#)). La teneur en eau volumique est égale au produit de la teneur en eau gravimétrique par la masse volumique. La teneur en eau gravimétrique du sable peut être déterminée en mesurant la masse d'un échantillon, puis après l'avoir passé dans une étuve à une température supérieure à 100° pendant plusieurs heures pour laisser s'évaporer l'eau, sa masse est de nouveau mesurée. Le rapport de la différence de masse à la masse de l'échantillon passé à l'étuve permet de déterminer la teneur en eau gravimétrique.

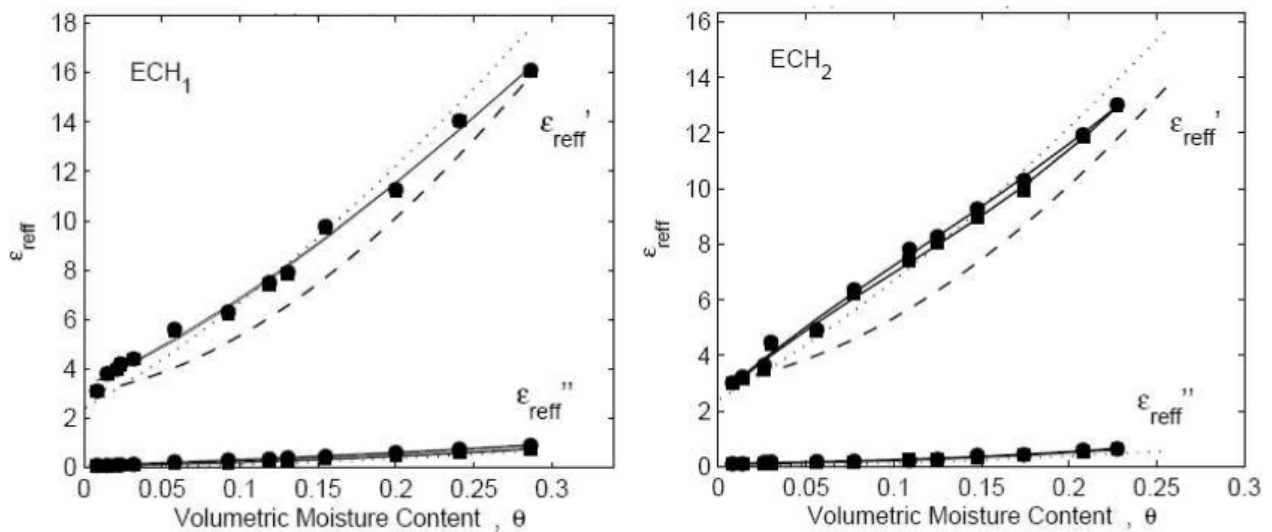


FIGURE 1.21 – Variations de ϵ' (ϵ'_{reff} sur la figure) et ϵ'' (ϵ''_{reff} sur la figure) mesurées à la fréquence de 1 GHz (carrés pleins) et 600 MHz (cercles pleins) pour du sable de la dune du Pilat (à gauche) et du sable de Fontainebleau (à droite) en fonction de leur teneur en eau volumique. La ligne pleine représente un ajustement par un polynôme du troisième degré. La ligne en pointillés représente le modèle de [Topp *et al.* \(1980\)](#) et la ligne en tirets représente le modèle de [Peplinski *et al.* \(1995\)](#)

Plus la teneur en eau augmente et plus les parties réelles et imaginaires de la permittivité augmentent. Les résultats obtenus pour ces deux échantillons de sable à la fréquence de 1 GHz indiquent que d'un sable sec à une teneur en eau volumique de 5%, ϵ' et ϵ'' augmentent respectivement de plus de 40% et plus de 80%. Afin de ne pas être limité dans les mesures de permittivité par la teneur en eau

1.5 Réponse électromagnétique des milieux naturels

d'un échantillon, il est donc nécessaire de le conserver dans un environnement sec après l'avoir passé dans une étuve (en général 24 heures à une température de plus de 100°C, [Calvet \(2003\)](#)).

Nos mesures ont été effectuées dans les conditions du laboratoire. Nous verrons dans la section [4.2.2](#) du chapitre 3 que la température et l'hygrométrie relative de l'air ont été soigneusement relevées pour chaque mesure de permittivité et de quelle manière les échantillons ont été conservés entre les différentes phases de mesure.

1.6 Synthèse

La permittivité des matériaux susceptibles d'être sondés par un radar dépend de nombreux paramètres (masse volumique, composition chimique, température, teneur en eau) et qu'il existe une grande variabilité des mesures en laboratoire pour un échantillon donné. Cela constitue un réel problème pour l'inversion des données radars. Il existe un réel besoin d'effectuer des mesures avec une bonne précision et plus précisément dans le domaine millimétrique. Les résultats dans ce domaine pourraient s'appliquer au radiomètre MIRO à bord de la sonde *Rosetta* dont le but est de caractériser la surface et la sous-surface du noyau de la comète 67P/C-G. Les principales caractéristiques des poussières cométaires ont été passées en revue. Nous nous sommes appuyés sur ces caractéristiques pour le choix des analogues de poussières cométaires en privilégiant le caractère poreux des échantillons. Afin de contraindre la permittivité des surfaces des astéroïdes différenciés, et notamment ceux déjà survolés par la sonde *Rosetta*, nous avons également recueilli deux fragments de météorites différenciées.

Dans le chapitre 2 nous détaillerons les propriétés des échantillons poreux que nous avons utilisés dans le but de simuler les propriétés des poussières cométaires, au moins en termes de porosité. Les deux fragments de météorites (une aubrite et une diogénite) dont les corps parents sont aujourd'hui bien identifiés et dont nous avons aussi mesuré la permittivité, seront également présentés.

Le chapitre 3 sera consacré à la description de l'expérience de mesure de la permittivité des échantillons poreux et météoritiques que nous avons développé au LERMA dans le domaine millimétrique. De plus, on s'attachera à décrire les instruments utilisés pour effectuer des mesures sur les échantillons poreux entre 0,05 et 12 GHz.

Les résultats seront présentés et discutés dans le chapitre 4. Nous interpréterons ces résultats dans le cadre des futures observations du noyau de la comète 67P/C-G par l'instrument MIRO. Nous estimerons la permittivité de la surface et de la sous-surface du noyau à 190 GHz en prenant en compte deux types de couche de matière possible : une couche composée uniquement de poussières et une couche composée d'un mélange glaces/poussières. Aussi, nous interpréterons nos résultats dans le cadre des observations des astéroïdes (2867) Steins et (21) Lutetia déjà effectuées par MIRO.

Chapitre 2

Echantillons représentatifs de poussières cométaires poreuses et astéroïdales, et météorites

La recherche d'échantillons susceptibles d'être intéressants pour aider à l'interprétation des données des missions d'observations spatiales sur les petits corps repose essentiellement sur la composition chimique et la structure du milieu étudié, elle-même caractérisée par sa masse volumique ou sa porosité. Pour approcher au mieux les caractéristiques des poussières cométaires ou des régolites astéroïdaux dont la porosité est très élevée, nous nous sommes intéressés en particulier à des cendres volcaniques. Ce sont des fragments d'une taille comprise entre quelques micromètres et deux millimètres éjectés par les volcans lors d'un volcanisme explosif. Ces cendres ont la particularité d'avoir une porosité intrinsèque importante et des formes très irrégulières. Ces propriétés font que l'ensemble a une masse volumique plus faible que les échantillons de poudre préparés à partir de roches. Avec une porosité comprise entre 30 et 60%, ces échantillons naturels peuvent donc être considérés comme des échantillons représentatifs de la porosité des poussières cométaires et astéroïdales. Dès 1929, B. Lyot avait remarqué que des mesures de diffusion lumineuse en laboratoire sur des cendres volcaniques reproduisaient de façon assez satisfaisante la polarisation linéaire de la lumière solaire diffusée par la surface lunaire. Ultérieurement, [Dollfus *et al.* \(1971\)](#) avaient noté un bon accord entre les mesures polarimétriques sur des cendres volcaniques et des échantillons de fines particules lunaires apportées sur Terre par les missions Apollo. Enfin la NASA a choisi, pour analogues terrestres des poussières présents à la surface de la Lune ou de Mars, des cendres volcaniques terrestres.

Nous avons recueilli trois types d'échantillons représentatifs de poussières cométaires et astéroïdales : un échantillon provenant de l'Etna, en Sicile, un échantillon considéré comme analogue au régolite martien dont le nom de référence est JSC Mars-1 et un échantillon considéré comme analogue au régolite lunaire dont le nom de référence est JSC-1A. Ces deux derniers échantillons ont été préparés par la NASA dans le but de simuler les propriétés des régolites martien et lunaire pour des expériences

sur le sol terrestre et pour de futures explorations. Pour cette raison, ils seront appelés simulants dans la suite du mémoire. La préparation, l'origine et les propriétés des trois échantillons étudiés sont précisés dans ce chapitre. Nous avons réalisé des photographies au MEB (microscope électronique à balayage, disponible au LERMA) afin de mieux estimer leur porosité. Les grains dont la taille est supérieure à environ $100\ \mu\text{m}$ possèdent en effet une porosité intrinsèque importante mise en évidence au MEB, et due à la présence de vésicules (voir Figure 2.1) qui se forment lorsque les poches d'un magma éjecté dans l'air, riches en gaz, éclatent sous l'effet de la chute de la pression.

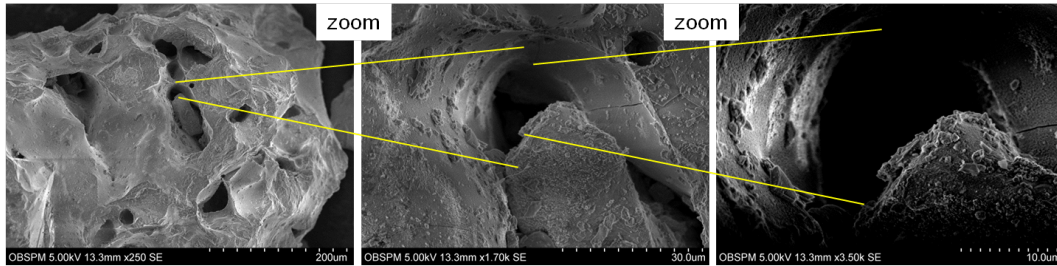


FIGURE 2.1 – Mise évidence au MEB de la porosité élevée d'une cendre volcanique avec des vésicules bien visibles.

Etant donné que la forme des grains peut varier et que des vésicules sont présentes à la surface des grains quand leur taille devient supérieure à environ $100\ \mu\text{m}$, alors la masse volumique (liée à la porosité) pourrait varier en fonction de la distribution en taille des grains. Donc, dans le but d'étudier la dépendance de la permittivité avec la masse volumique, nous avons divisé en plusieurs sous-échantillons chacun des échantillons initiaux par tamisage. En tenant compte de la masse initiale des échantillons et des contraintes expérimentales concernant la masse de sous-échantillon nécessaire pour effectuer les mesures de permittivité, les gammes de tailles obtenues diffèrent pour les trois échantillons. Afin d'estimer une taille moyenne de grain représentative de chaque sous-échantillon, possédant une distribution en taille de grain différente, une analyse granulométrique a été effectuée avec un microscope optique équipé d'un logiciel spécifiquement adapté, avec lequel des photographies de tous les sous-échantillons ont été acquises.

Nous avons également étudié deux fragments de météorites, une aubrite et une diogénite, dont les corps parents sont clairement identifiés. Comme mentionné dans le chapitre 1, les astéroïdes de type E, tel (2867) Steins, sont probablement les corps parents des aubrites ; (4) Vesta et les Vestoïdes semblent être les corps parents des diogénites.

2.1 Cendres volcaniques de l'Etna

2.1.1 Origine

Un échantillon de 500 grammes de cendres volcaniques, dont les tailles varient du micromètre au millimètre, nous a été fourni par V. Ciarletti (LATMOS/Université de Versailles Saint-Quentin-en-

2.1 Cendres volcaniques de l'Etna

Yvelines). Cet échantillon a été collecté en 2010 sur le flanc sud de l'Etna (Sicile, Italie), le volcan le plus actif d'Europe. Le site de récupération est visible sur la Figure 2.2. Cette campagne a été réalisée dans le cadre de la préparation de l'instrument radiométrique WISDOM (Water Ice and Subsurface Deposit Observations on Mars) dont V. Ciarletti est principal investigateur ; il est dédié à la prospection du sous-sol de Mars dans le cadre de la future mission spatiale *Exomars*.



FIGURE 2.2 – Site de récupération des cendres volcaniques de l'Etna (octobre 2010). Crédits : V. Ciarletti.

2.1.2 Propriétés minéralogiques

Les roches magmatiques issues du refroidissement des laves possèdent une composition chimique basaltique saturée en silice (Tanguy, 1978). Les cendres volcaniques éjectées du volcan ont la même composition chimique puisqu'elles proviennent du même réservoir de magma. La majorité des grains de cet échantillon présente une texture vitreuse, leur donnant un aspect sombre, qui indique que le magma initial s'est refroidi très rapidement et n'a pas eu le temps de former totalement tous les cristaux. L'échantillon se compose donc de grains sombres constitués de petits cristaux et de grains fins relativement transparents entièrement cristallisés. Des cristaux ambrés sont également visibles. Ce sont des cristaux d'olivine (silicates), les premiers à se former (à environ 1200°C) lors du refroidissement d'un magma. Des grains à l'aspect rougeâtre sont également visibles ; une couche d'oxyde de fer aurait pu se former sur leur surface. On peut enfin remarquer des grains blancs associés à des feldspaths plagioclases. La minéralogie de cet échantillon a été étudiée avec J. Thibieroz.

2.1.3 Tri granulométrique

Nous avons divisé cet échantillon en plusieurs sous-échantillons ayant différentes distributions en taille, entre 1 et 600 μm , par un tamisage à sec. Nous nous sommes servis de tamis avec des ouvertures de mailles carrées (l'ouverture étant égale à la longueur l du côté du carré). La notation $[l_1 - l_2]$, soit par exemple $[50 - 160]$ μm indique les ouvertures de mailles des deux tamis utilisés, soit 50 μm et 160 μm , pour obtenir un sous-échantillon. Quatre sous-échantillons numérotés de 1 à 4 ont été obtenus pour l égale à 50 μm , $[50 - 160]$ μm , $[160 - 355]$ μm et $[355 - 500]$ μm , respectivement. Le tri granulométrique que nous avons réalisé tient compte de la masse initiale et de la distribution en taille des grains, afin d'obtenir des sous-échantillons dont la masse est suffisante pour permettre les mesures de permittivité décrites dans le chapitre 3. Le tableau 2.1 indique les masses des quatre sous-échantillons obtenus et la courbe granulométrique correspondante est présentée sur la Figure 2.3. Le résultat final du tri est illustré sur la Figure 2.4. Les conditions de stockage sont décrites en 4.2.2.

Lorsque des grains fins, dont la taille est inférieure à 63 μm , sont présents dans l'échantillon initial, il est impossible de les séparer en tamisant à sec. De ce fait, après tamisage, nous devons retrouver dans les tranches granulométriques une certaine proportion de grains fins. La Figure 2.3 indique que les grains fins représentent moins de 5% des tamisats (la quantité de matériau d'une tranche granulométrique définie par les tamis utilisés). Cela nous donne une idée de la proportion de grains fins présents dans les tranches granulométriques de taille supérieure.

Sous-échantillons	n°1	n°2	n°3	n°4
Masse (g)	3	14	48	64

TABLEAU 2.1 – Masses des différents sous-échantillons provenant de l'Etna.

2.1.4 Porosité et masse volumique

Les images obtenues au MEB et présentées sur la Figure 2.5 révèlent que les particules fines qui composent l'échantillon n°1 sont très anguleuses. Ces particules ne comportent pas ou très peu de vésicules. Il s'agit surtout de grains entièrement cristallisés (voir Figure 2.4). Des vésicules apparaissent sur les grains sombres qui composent le sous-échantillon n°2. Les grains des sous-échantillons n°3 et 4 comportent encore plus de vésicules et celle-ci représentent un volume total de vide non négligeable par rapport au volume occupé par le grain et donc les grains sont intrinsèquement plus poreux, ce qui augmenterait la porosité totale et donc diminuerait la masse volumique.

Les masses volumiques des sous-échantillons ont été estimées au cours des mesures de permittivité réalisées au LERMA dans le domaine millimétrique en déterminant la différence de masse entre un volume connu vide et le même volume contenant les particules poreuses (la méthode employée est détaillée en 4.2.2). Les masses volumiques des sous-échantillons n°1, 2, 3 et 4 sont répertoriées dans le Tableau 2.2. La valeur de la masse volumique du sous-échantillon n°1 est moins importante que les autres. La forme très irrégulière des grains qui composent ce sous-échantillon favorise un empilement

2.1 Cendres volcaniques de l'Etna

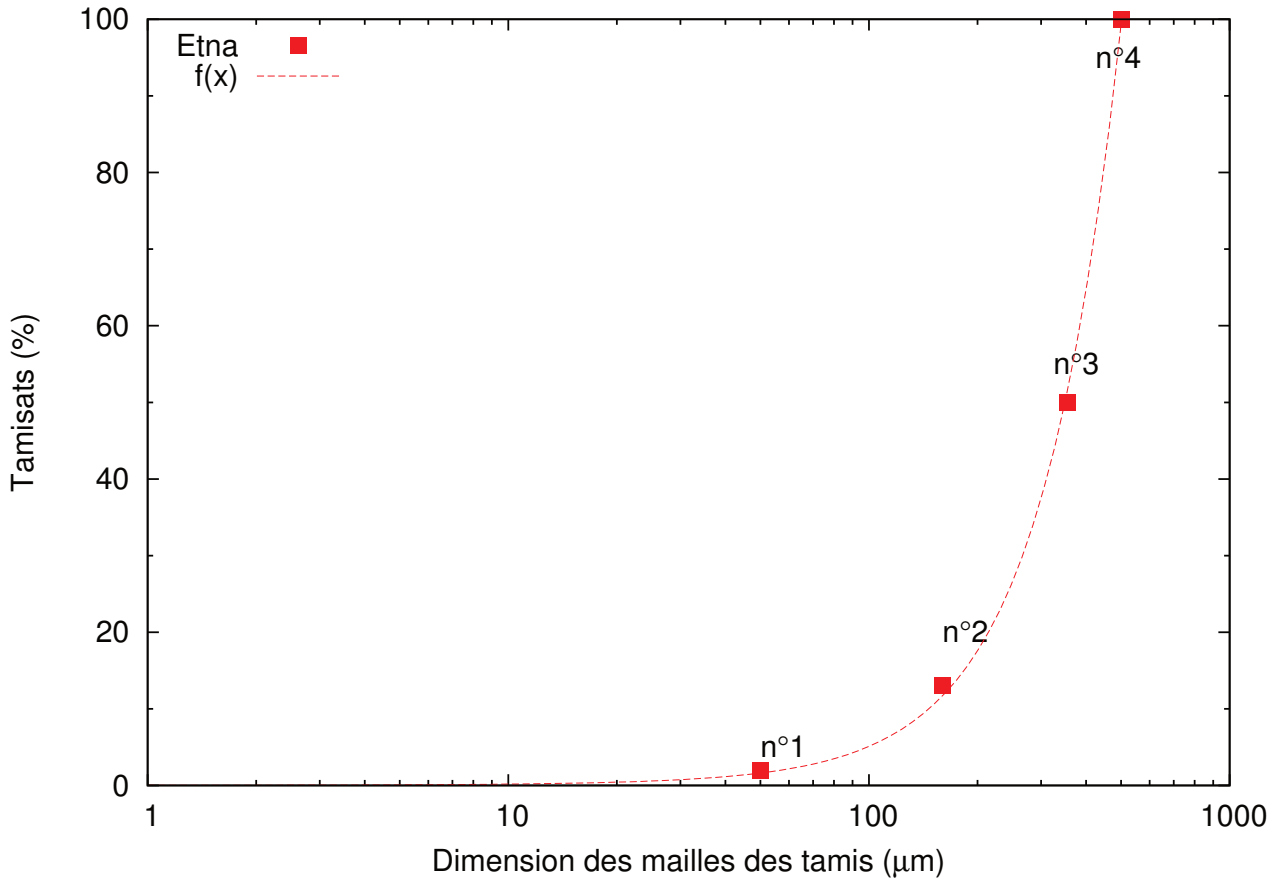


FIGURE 2.3 – Courbe granulométrique de l'échantillon provenant de l'Etna après un tamisage à sec. Paramètres d'ajustement de la courbe $f(x) = u \times x^2 + v \times x$: $u = 0,0004$; $v = 0,0140$.

moins compact. Donc même si les grains sont intrinsèquement moins poreux, leur forme influence beaucoup les conditions d'empilement et donc la masse volumique. La diminution de la masse volumique entre le sous-échantillons n°2 et les sous-échantillons n°3 et 4 semble montrer que l'augmentation du nombre de vésicules et de leur taille augmente la porosité globale (comme nous l'avons supposé précédemment à partir des images optiques). Les masses volumiques des sous-échantillons n°3 et 4 sont comparables de part la valeur des écart-types obtenus.

Masse volumique (kg/m ³)			
n°1	n°2	n°3	n°4
1085 ± 14	1236 ± 10	1190 ± 15	1207 ± 13

TABLEAU 2.2 – Masses volumiques des différents sous-échantillons de l'Etna.

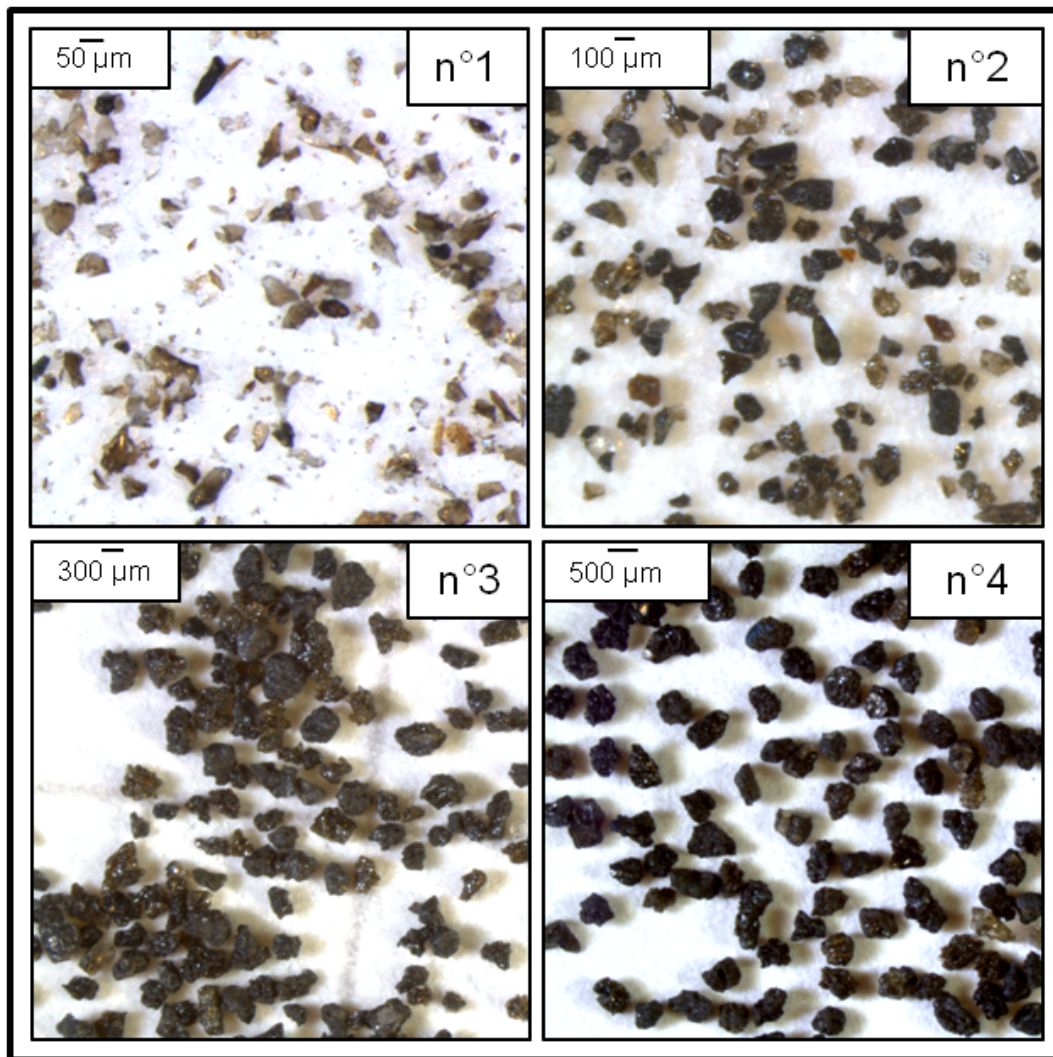


FIGURE 2.4 – Photographies au microscope optique des quatre sous-échantillons provenant de l'Etna, obtenus après un tri granulométrique par tamisage à sec.

2.1 Cendres volcaniques de l'Etna

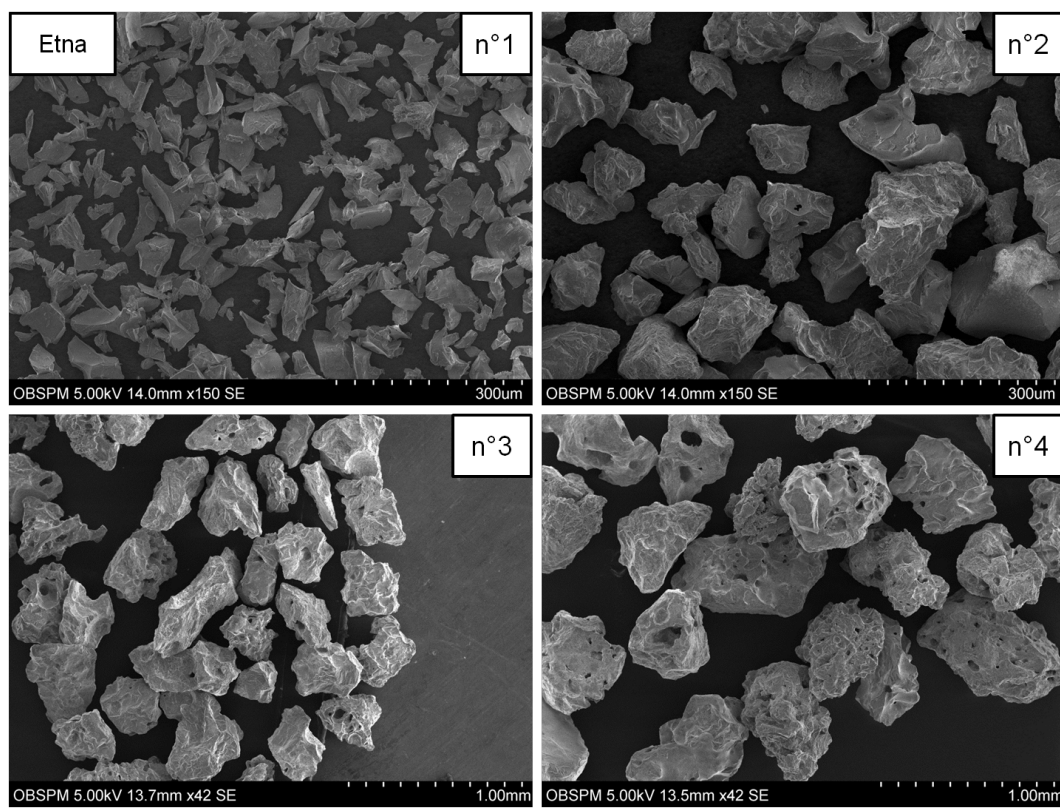


FIGURE 2.5 – Images MEB obtenues au LERMA pour les sous-échantillons de l'Etna.

2.2 Simulant du régolite martien JSC Mars-1

2.2.1 Origine

Un échantillon de 36 grammes de simulant de régolite martien JSC Mars-1 nous a été fourni par M. Cabane (LATMOS/Université Pierre et Marie Curie), co-investigateur de l'instrument SAM (Sample Analysis at Mars), le chromatographe à phase gazeuse qui analyse la composition de l'atmosphère, du sol et des roches de Mars à bord du robot Curiosity (opérationnel sur la surface de Mars depuis le 5 août 2012). La taille des grains de cet échantillon varie de quelques micromètres à 500 μm environ.

A la fin des années 90, alors que la science entrait dans une phase intensive de l'exploration de Mars, des échantillons ayant pour but de simuler les propriétés du sol martien ont été préparés par la NASA au JSC (Johnson Space Center, Houston, Texas, USA). Ils ont été mis à disposition pour la recherche scientifique, l'ingénierie et l'éducation. L'ensemble provient du cône volcanique Pu'u Nene, situé sur le flanc sud du volcan Mauna Kea à Hawaï. Une épaisseur de 30 à 40 cm de sol a d'abord été retirée sur une zone de 180 m², puis les cendres volcaniques ont été prélevées entre 40 et 60 cm d'épaisseur (Allen *et al.*, 1998). Le matériau récupéré est alors passé au travers d'un tamis en acier inoxydable pour séparer les grains dont la taille est inférieure à 1 mm. Ensuite, disposé dans un entrepôt, celui-ci a été séché à des températures inférieures à 80°C. Puis le simulant a été emballé dans des sacs anti-contamination pour l'expédition et le stockage. Le matériau n'a subi aucun traitement chimique (Allen *et al.*, 1998).



FIGURE 2.6 – Production du simulant de régolite martien à partir du cône volcanique Pu'u Nene, sur le flanc Sud du volcan Mauna Kea (Hawaï). Crédits : NASA.

2.2 Simulant du régolite martien JSC Mars-1

2.2.2 Propriétés minéralogiques

Le simulant JSC Mars-1 présente des analogies, au niveau spectre de réflectance, minéralogie, composition chimique, taille de grains, masse volumique et propriétés magnétiques avec le sol de Mars. L'ensemble possède une composition basaltique. L'échantillon est composée de feldspaths plagioclases calciques, d'olivines, d'augites mais aussi de titano-magnétites et d'oxydes de fer qui recouvre la surface de la plupart des grains, ce qui leur donne l'aspect rougeâtre que l'on peut observer sur la Figure 2.6 (Allen *et al.*, 1998). Les minéraux peuvent être finement cristallisés, entièrement cristallisés ou sous forme de verre. La composition chimique de l'échantillon est résumée dans le Tableau 2.3.

JSC Mars-1	
Oxydes	% en masse
SiO ₂	43,5
Al ₂ O ₃	23,3
TiO ₂	3,8
Fe ₂ O ₃	15,6
MnO	0,3
CaO	6,2
MgO	3,4
K ₂ O	0,6
Na ₂ O	2,4
P ₂ O ₅	0,9
SO ₃	n.a.
Cl	n.a.
Total	100

TABLEAU 2.3 – Composition chimique du simulant JSC Mars-1 d'après une étude par spectrométrie en fluorescence X. Les composés volatils présents (principalement H₂O) ont été libérés par chauffage avant l'étude. Adapté de Allen *et al.* (1998).

2.2.3 Tri granulométrique

En effectuant un tamisage à sec du simulant JSC Mars-1, trois sous-échantillons numérotés de 5 à 7 ont été obtenus avec l égale à 80 μm , [80 – 200] μm et [200 – 315] μm , respectivement, en tenant compte de la masse et de la distribution en taille initiale. Les conditions de stockage sont décrites en 4.2.2. Le tableau 2.4 indique les masses des trois sous-échantillons obtenus et la courbe granulométrique correspondante est présentée sur la Figure 2.7. Le résultat final du tri est illustré par la Figure 2.8. D'après la courbe granulométrique obtenue, les particules fines représenteraient moins de 10% des tamisats.

Sous-échantillons	n°5	n°6	n°7
Masse (g)	3	10	8

TABLEAU 2.4 – Masses des différents sous-échantillons du simulant JSC Mars-1.

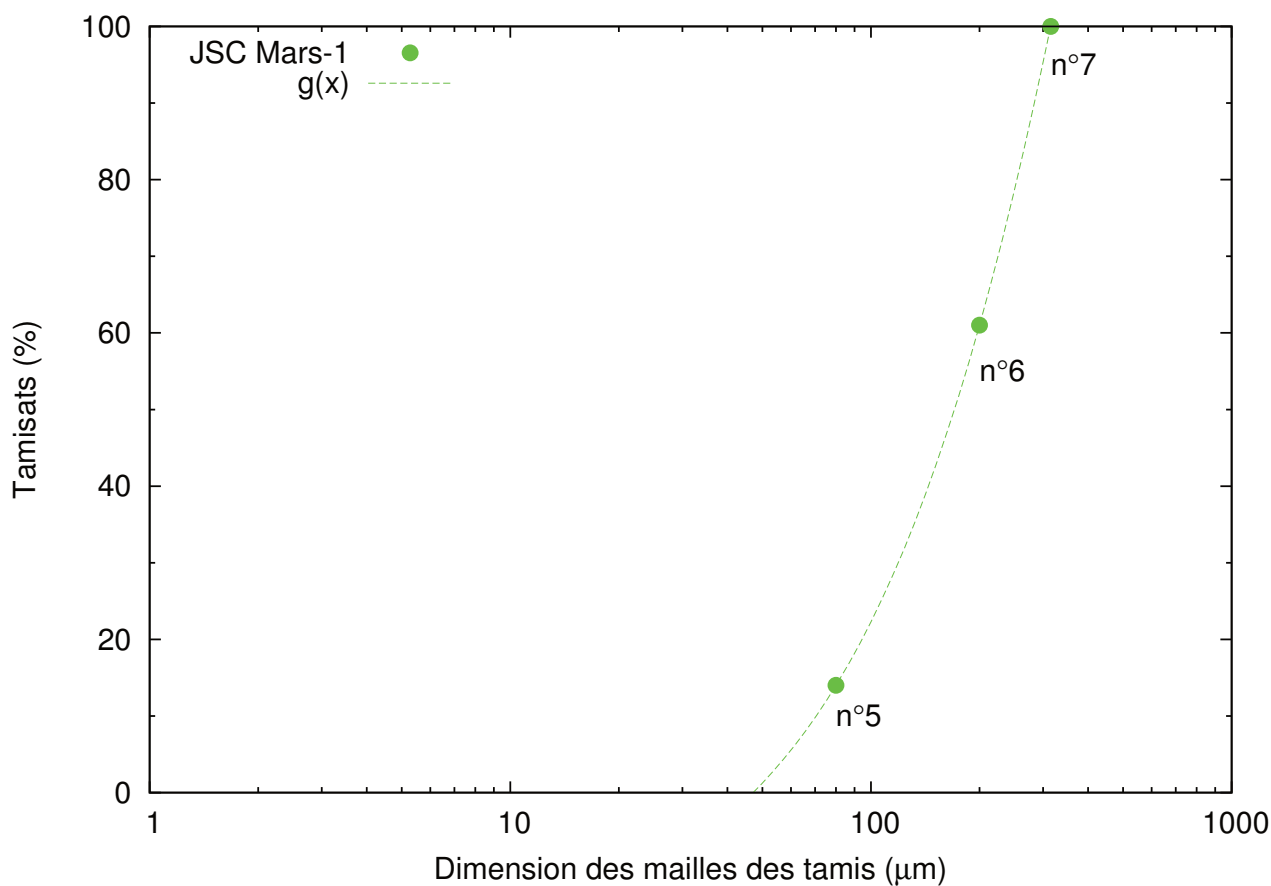


FIGURE 2.7 – Courbe granulométrique du simulant JSC Mars-1 après un tamisage à sec. Paramètres d'ajustement de la courbe $g(x) = u \times x^2 + v \times x + w$: $u = -0,0002$; $v = 0,4543$; $w = -20,9103$

2.2 Simulant du régolite martien JSC Mars-1

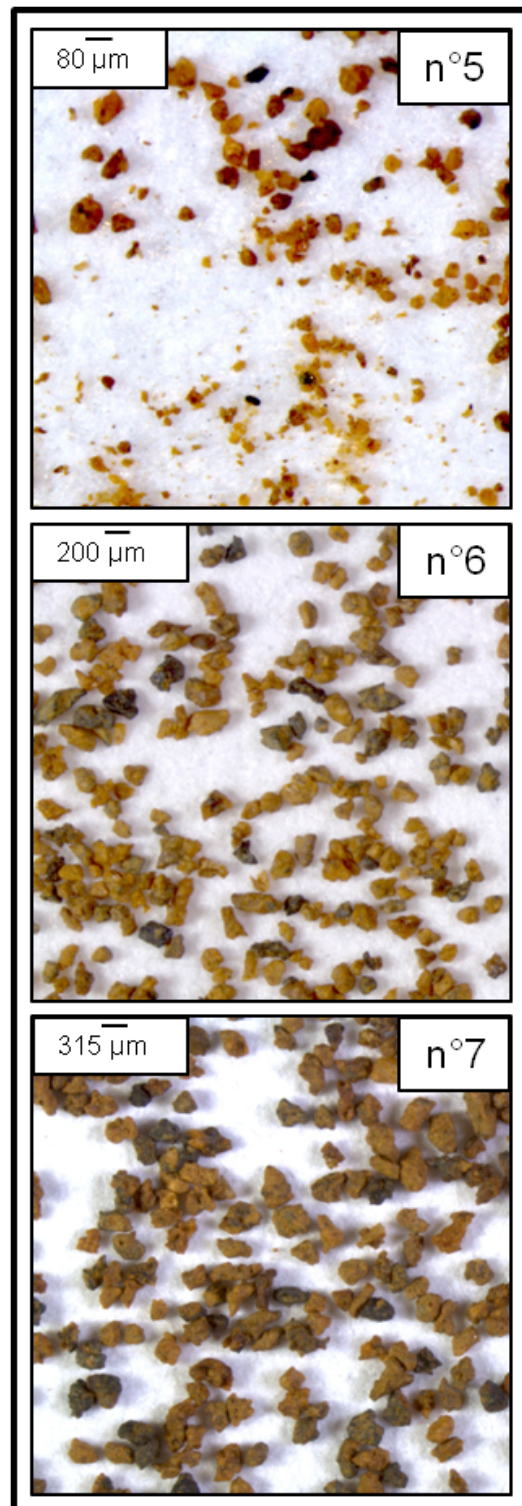


FIGURE 2.8 – Photographies au microscope optique des trois sous-échantillons du simulant de régolite martien JSC Mars-1, obtenus après un tri granulométrique par tamisage à sec.

2.2.4 Porosité et masse volumique

D'après [Allen *et al.* \(1998\)](#) la masse volumique du simulant JSC Mars-1 est égale à 870 ± 20 kg/m³ et peut augmenter jusqu'à 1070 ± 20 kg/m³ si le simulant est compacté par vibration. Ces valeurs impliquent une porosité d'environ 50 % ([Allen *et al.*, 1998](#)). Les masses volumiques que nous avons déterminé pour les sous-échantillons n°5, 6 et 7 lors des mesures de permittivité (voir [4.2.2](#)) sont répertoriées dans le [Tableau 2.5](#). Ces résultats sont parfaitement cohérents avec ceux d'[Allen *et al.* \(1998\)](#) et confirment la validité de nos mesures (détaillées en [4.1](#)). De la même manière que pour les sous-échantillons de l'Etna, la masse volumique du sous-échantillon n°5, composé des particules les plus petites, est moins importante que les sous-échantillons n°6 et 7. La [Figure 2.9](#) permet d'observer la structure des grains présents dans les différentes tranches granulométriques et montre que la porosité intrinsèque des grains est supérieure lorsque la taille des grains est plus grande.

Masse volumique (kg/m ³)		
n°5	n°6	n°7
804 ± 22	864 ± 8	849 ± 9

TABLEAU 2.5 – Masses volumiques des différents sous-échantillons du simulant JSC Mars-1.

2.2 Simulant du régolite martien JSC Mars-1

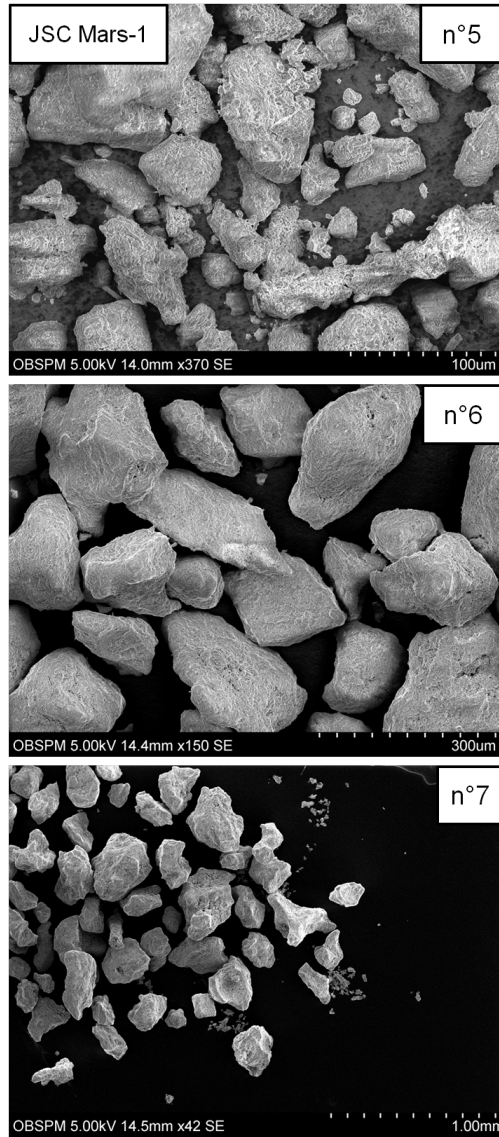


FIGURE 2.9 – Images MEB obtenues au LERMA pour les sous-échantillons du simulant JSC Mars-1. La porosité intrinsèque des gros grains est supérieure à celle des parties les plus fines. Les gros grains comportent des vésicules en proportion plus importante.

2.3 Simulant du régolite lunaire JSC-1A

2.3.1 Origine

Un échantillon de 800 grammes du simulant de régolite lunaire JSC-1A, préparé également par le NASA JSC entre 2006 et 2008, nous a été fourni par P.Y. Meslin et J. Lasue (Université Paul Sabatier/Observatoire Midi-Pyrénées).

Le simulant JSC-1A a été produit pour soutenir la préparation des futures explorations lunaires. Il appartient à un ensemble de trois simulants de mers lunaires (JSC-1A, le JSC-1AF et JSC-1AC) et est composé de grains dont la taille est inférieure à 1 mm. Le JSC-1AC est la partie la plus grossière, avec des grains dont la taille est supérieure au millimètre alors que le JSC-1AF est la fraction la plus fine avec des grains de taille est inférieure à 100 μm . Les simulants proviennent d'une carrière, située sur le flanc sud du Merriam Crater (voir Figure 2.10), un cône volcanique proche de Flagstaff en Arizona (Etats-Unis). La partie JSC-1AF a été plusieurs fois broyée et tamisée pour inclure une quantité significative de grains fins afin de se rapprocher le plus possible de la composante fine du régolite lunaire. Toutes les simulants ont été séchés à l'air libre et le matériau n'a subi aucun traitement chimique.



FIGURE 2.10 – Site du Merriam Crater proche de Flagstaff en Arizona (Etats-Unis). Crédits : NASA.

2.3.2 Propriétés minéralogiques

Le simulant JSC-1A simule spécifiquement la composition chimique du régolite des mers lunaires, voir Tableau 2.6. Des études pétrographiques ont montré que cet échantillon était majoritairement composé de grains à texture vitreuse comportant des vésicules. Parmi les gros cristaux formés on trouve des feldspaths plagioclases (jusqu'à 400 μm), des olivines (jusqu'à 200 μm) ainsi que des cristaux plus petits (de 5 à 50 μm) d'apatites, de clinopyroxènes et de feldspaths plagioclases (Hill *et al.*, 2007). Il y a aussi des traces de titano-magnétite et de chromite.

2.3 Simulant du régolite lunaire JSC-1A

JSC-1A	
Oxydes	% en masse
SiO ₂	46,2
TiO ₂	1,85
Al ₂ O ₃	17,1
Fe ₂ O ₃	
FeO	11,2*
MgO	6,87
CaO	9,43
Na ₂ O	3,33
K ₂ O	0,85
MnO	0,19
P ₂ O ₅	0,62
Total	97,6

TABLEAU 2.6 – Composition chimique du simulant de régolite lunaire JSC-1A. *La quantité totale d'oxyde de fer est comptée comme FeO. Adapté de Hill *et al.* (2007).

2.3.3 Tri granulométrique

Comme pour les deux autres échantillons, nous avons effectué un tamisage à sec du simulant JSC-1A. Six sous-échantillons numérotés de 8 à 13 ont été obtenus avec l égale à 50 μm , [50 – 125] μm , [125 – 160] μm , [160 – 250] μm , [250 – 355] μm et [355 – 500] μm , respectivement. Les conditions de stockage sont décrites en 4.2.2. Le tableau 2.7 indique les masses des quatres sous-échantillons obtenus et la courbe granulométrique correspondante est présentée sur la Figure 2.11. D'après la courbe granulométrique obtenue, les particules fines représenteraient environ 38% des tamisats. Le résultat final du tri est illustré par la Figure 2.12.

Sous-échantillons	n°8	n°9	n°10	n°11	n°12	n°13
Masse (g)	56	56	10	28	21	9

TABLEAU 2.7 – Masses des différents sous-échantillons du simulant JSC-1A.

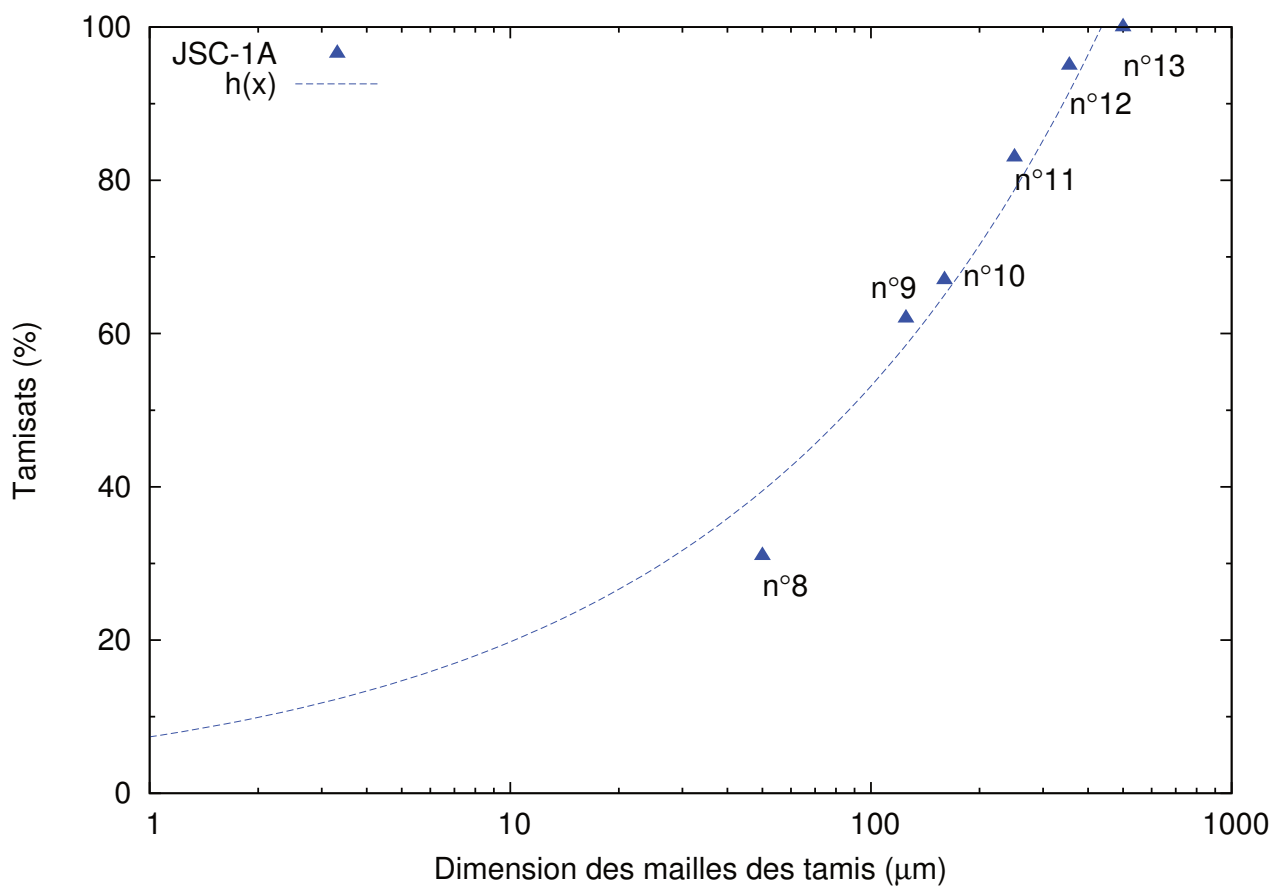


FIGURE 2.11 – Courbe granulométrique du simulant JSC-1A après un tamisage à sec. Paramètres d'ajustement de la courbe $h(x) = u \times x^v$: $u = -0,0002$; $v = 0,4543$.

2.3 Simulant du régolite lunaire JSC-1A

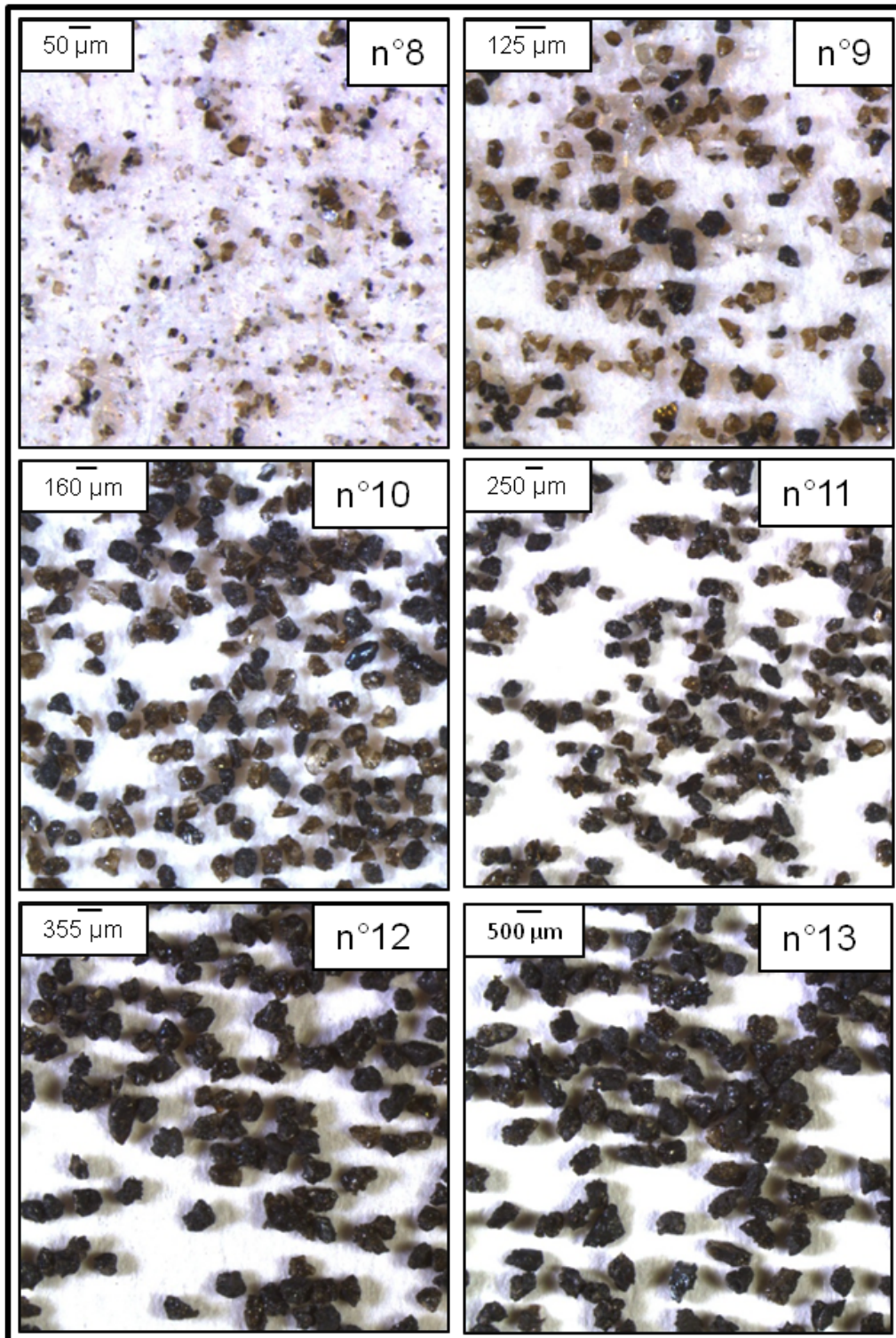


FIGURE 2.12 – Photographies au microscope optique des six sous-échantillons du simulant JSC-1A disponible, obtenus après un tri granulométrique par tamisage à sec. On retrouve les minéraux d’olivine de couleur ambrée ainsi que les feldspaths plagioclases blanchâtres.

2.3.4 Porosité et masse volumique

Les masses volumiques des sous-échantillons obtenues lors des mesures de permittivité effectuées dans le domaine millimétrique sont répertoriées dans le Tableau 2.8. De même que pour les sous-échantillons de l'Etna ou du simulant JSC Mars-1, on remarque que les formes anguleuses des grains du sous échantillons n°8 favorisent un empilement moins compact que le sous-échantillon n°9 et donc la masse volumique est plus faible. Tout comme l'échantillon provenant de l'Etna et le simulant JSC Mars-1, la porosité intrinsèque des grains du simulant JSC-1A semble augmenter avec la taille des grains avec l'augmentation du nombre de vésicules et du volume de vide qu'elles représentent par rapport au volume occupé par le grain, favorisant une augmentation de la porosité totale et une diminution de la masse volumique entre le sous-échantillon n°9 et 13 (voir Figure 2.13).

Masse volumique (kg/m ³)					
n°8	n°9	n°10	n°11	n°12	n°13
1285 ± 8	1395 ± 6	1237 ± 22	1228 ± 11	1166 ± 8	1103 ± 27

TABLEAU 2.8 – Masses volumiques des différents sous-échantillons du simulant JSC-1A.

2.3 Simulant du régolite lunaire JSC-1A

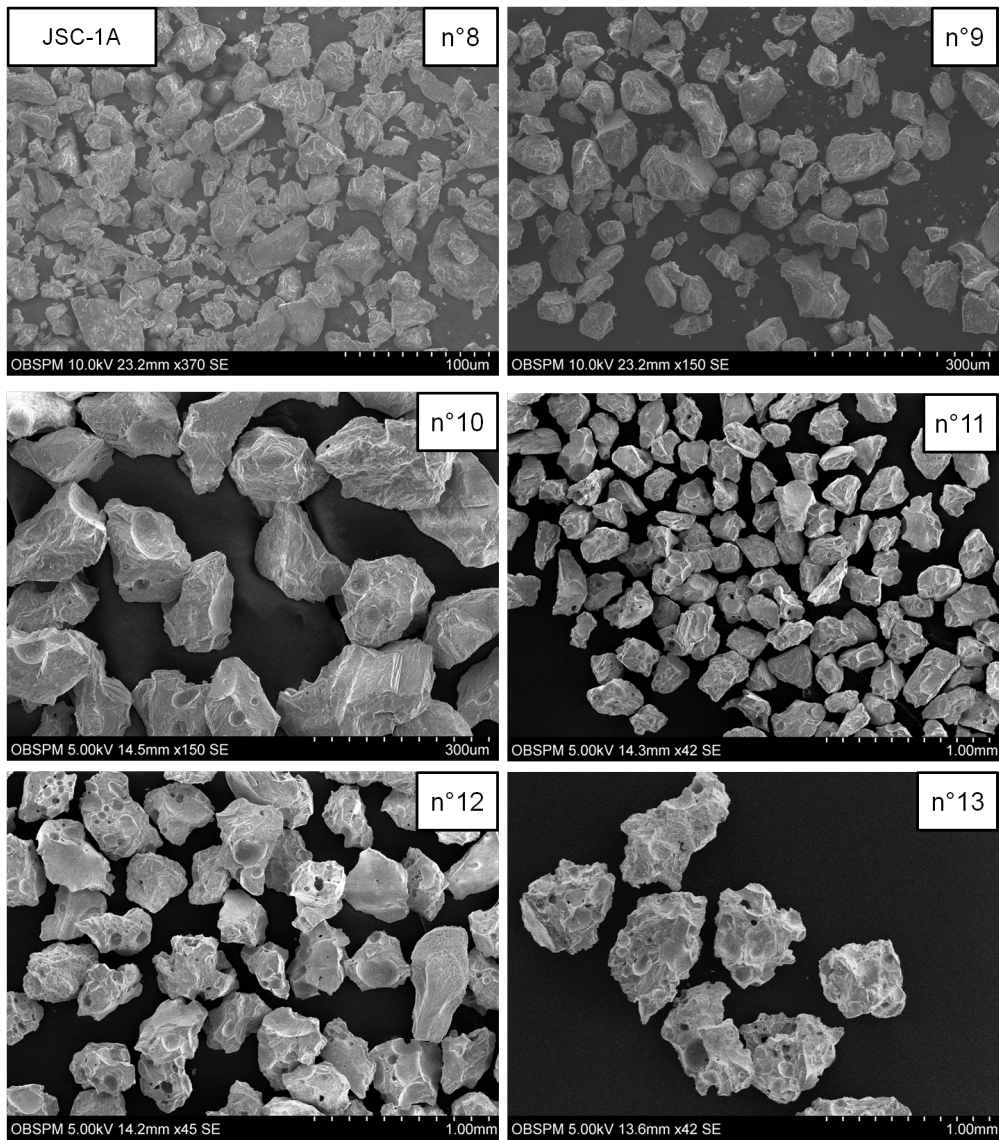


FIGURE 2.13 – Images MEB obtenues au LERMA pour les sous-échantillons du simulant JSC-1A.

2.3.5 Bilan sur la masse volumique et la porosité des échantillons

La variation de la masse volumique en fonction de la distribution en taille des grains semble suivre les mêmes tendances pour les trois types d'échantillons de particules poreuses. Les sous-échantillons n°1, 5 et 8, constitués des particules les plus fines et les plus anguleuses, s'assemblent de manière moins compacte ; leur masse volumique est donc moins élevée que pour les sous-échantillons présentant une distribution en taille supérieure, n°2, 6 et 9 respectivement. Ces derniers sont composés d'une majorité de grains à la texture microcristalline arborant une forme plus compacte ; leur masse volumique est donc supérieure à celles des sous-échantillons précédemment cités. Aussi, des vésicules sont présentes sur les grains composant les sous-échantillons n°2, 3, 4, 6, 7, 9, 10, 11, 12 et 13. L'analyse au MEB semble aussi montrer que plus la taille du grain est importante, plus le nombre et la taille des vésicules augmentent. La Figure 2.14 présente à titre d'exemple un grain du sous-échantillon n°10 du simulant JSC-1A pour lequel la porosité intrinsèque est très importante avec un rapport $V_g/V_{eq} \ll 1$ (où V_g est le volume occupé par le grain et V_{eq} le volume de la sphère équivalente dont le diamètre est la plus grande dimension du grain). Par conséquent, la masse volumique des sous-échantillons tend à décroître avec la taille des grains augmentant.

La masse volumique intrinsèque du simulant JSC Mars-1 a été déterminée classiquement par le déplacement d'un volume d'eau induit par l'immersion d'une masse connue (Allen *et al.*, 1998). Elle est égale à $1910 \pm 20 \text{ kg/m}^3$. La masse volumique intrinsèque dépend de la composition du magma initial (sa teneur en volatils, sa viscosité) et de la cinétique de dégazage (violence et débit de l'éruption). Etant donné que les trois types d'échantillons de cendres volcaniques ont une origine différente, leur masse volumique intrinsèque n'est pas la même et celle de l'échantillon provenant de l'Etna ainsi que celle du simulant JSC-1A devraient être comprise entre 1400 et 2100 kg/m^3 (Guéguen et Palciauskas, 1992). Cette mesure n'a pas été possible dans la mesure où nous avons fait le choix de ne pas immerger le matériel dans l'eau et nous n'avons pas accès à d'autres méthodes de caractérisation de la porosité comme la porosimétrie au mercure (Heggy *et al.*, 2001).

Cependant, si l'on prend la masse volumique intrinsèque mesurée pour le simulant JSC Mars-1 comme une valeur de référence, d'après la masse volumique des sous-échantillons indiquée dans les Tableaux 2.2, 2.5 et 2.8, nous pouvons avoir une idée de la variation de la porosité de l'ensemble des sous-échantillons qui pourrait être comprise entre environ 30 et 60%.

2.3 Simulant du régolite lunaire JSC-1A

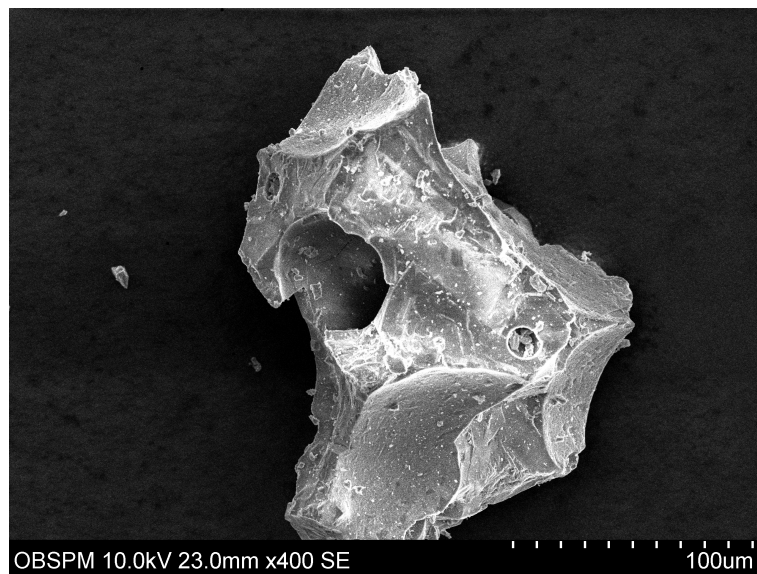


FIGURE 2.14 – Images MEB d'un grain poreux appartenant au sous-échantillons n°10 du simulant JSC-1A. Elle met en évidence l'importante taille des vésicules qui contribuent à la forte porosité intrinsèque du grain.

2.4 Analyse granulométrique

Le microscope optique avec lequel nous avons obtenu les images des sous-échantillons est équipé d'un logiciel permettant une analyse granulométrique. Nous avons réalisé cette opération sur un nombre N_g (égal à environ 100) de grains pour chaque sous-échantillon afin d'estimer une taille moyenne de grains représentative. Un exemple de l'opération menée est illustré dans la Figure 2.15.

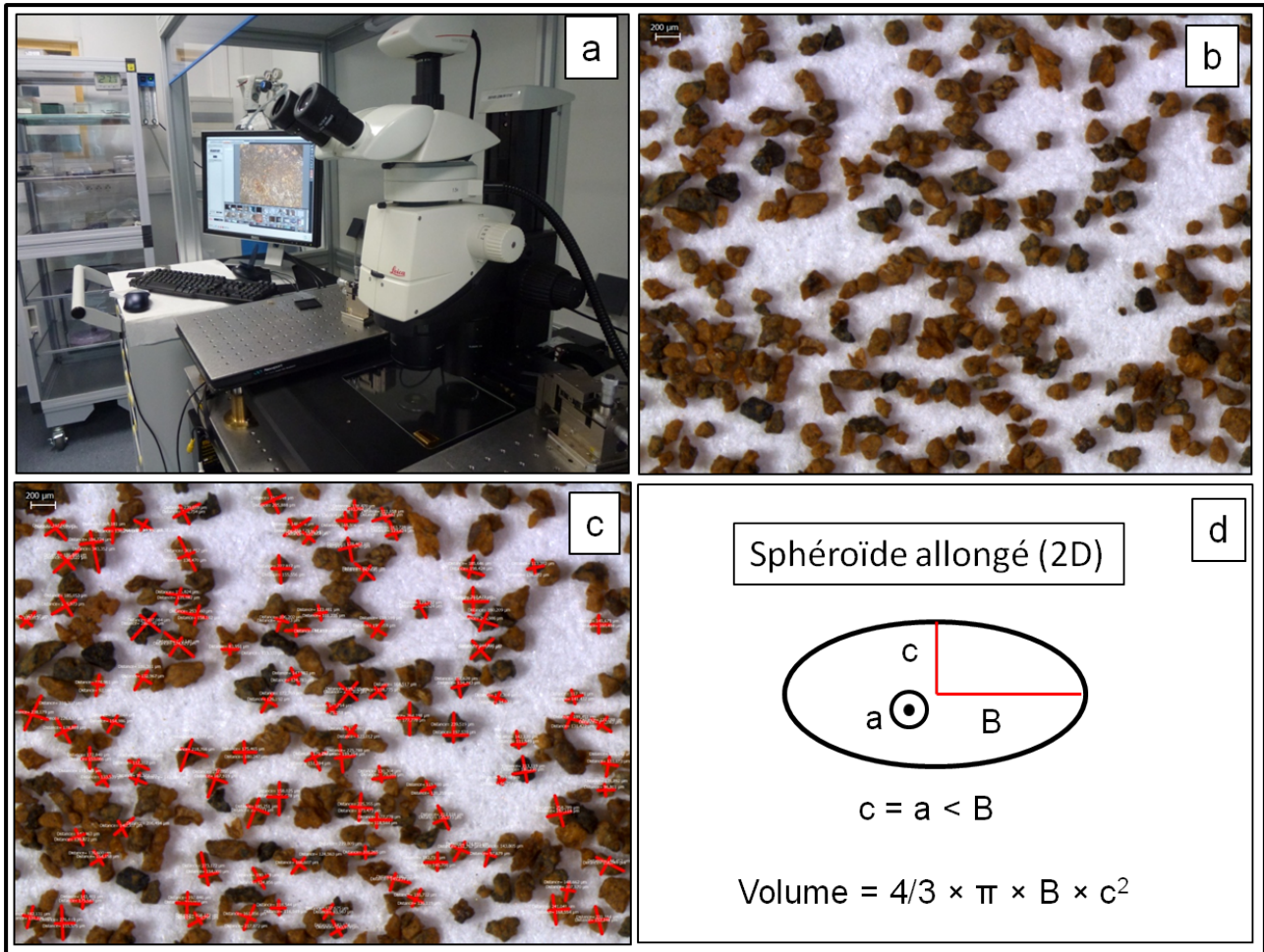


FIGURE 2.15 – Etapes nécessaires à l'estimation de la granulométrie moyenne d'un sous-échantillon. a : observation au microscope optique ; b : acquisition d'image ; c : grains pour lesquels deux dimensions perpendiculaires (marquées en rouge) ont été mesurées ; d : sphéroïde allongé associé pour l'estimation d'une taille moyenne représentative du sous-échantillon.

Comme le montre la Figure 2.15, la forme de chaque grain est approchée par un sphéroïde allongé, défini par la rotation d'une ellipse de demi-petit axe c autour de son demi-grand axe B . Le diamètre D_i de la sphère dont le volume est égal à celui du sphéroïde est défini comme la taille moyenne d'un grain (où i est l'indice correspondant à un grain donné dans un paquet de N_g grains). D_i est obtenu pour ce grain par l'équation

2.4 Analyse granulométrique

$$D_i = 2 \times (B \times c^2)^{1/3} . \quad (2.1)$$

La distribution en taille des grains pour un sous-échantillon donné est divisée en J intervalles, j étant l'indice courant, X_j la moyenne d'un intervalle donné et w_j le poids attribué à chaque intervalle (défini comme le nombre de grains avec un diamètre D_i dans un intervalle de taille donné). Ainsi, une estimation de la taille moyenne des grains Φ de chaque sous-échantillon est obtenue, ainsi que son écart-type σ_Φ par les équations

$$\Phi = \frac{\sum_{j=1}^J (w_j X_j)}{\sum_{j=1}^J w_j} , \quad (2.2)$$

$$\sigma_\Phi = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (D_i - \Phi)^2}{(N - 1)}} . \quad (2.3)$$

Les propriétés de tous les sous-échantillons sont répertoriées dans le Tableau 2.9.

Echantillon	n°	l (μm)	m (g)	N_g	$\Phi \pm \sigma_\Phi$ (μm)	$\bar{\rho} \pm \sigma_{\bar{\rho}}$ (kg/m^3)
Etna	1	50	3	81	36 ± 15	1085 ± 14
	2	50 – 160	14	80	115 ± 35	1236 ± 10
	3	160 – 355	48	84	283 ± 67	1190 ± 15
	4	355 – 500	64	96	506 ± 60	1207 ± 13
JSC Mars-1	5	80	3	100	42 ± 21	804 ± 22
	6	80 – 200	10	99	157 ± 36	864 ± 8
	7	200 – 315	8	81	272 ± 46	849 ± 9
JSC-1A	8	50	56	91	24 ± 9	1285 ± 8
	9	50 – 125	56	93	74 ± 28	1395 ± 6
	10	125 – 160	10	95	164 ± 21	1237 ± 22
	11	160 – 250	28	86	248 ± 39	1228 ± 11
	12	250 – 355	21	90	347 ± 43	1166 ± 8
	13	355 – 500	9	87	544 ± 59	1103 ± 27

TABLEAU 2.9 – Principales caractéristiques des 13 sous-échantillons. l est l'ouverture des mailles des tamis utilisés. m est la masse totale disponible de chaque sous-échantillons. N_g est le nombre de grains dont deux dimensions ont été mesurées afin d'estimer la taille moyenne pondérée Φ d'un sous-échantillon ; σ_Φ est l'écart-type par rapport à cette estimation. $\bar{\rho}$ est la masse volumique moyenne déterminée pendant les mesures de permittivité à 190 GHz (voir 4.2.2) et $\sigma_{\bar{\rho}}$ est son écart-type.

La distribution de la taille des grains D_i ainsi obtenue est présentée pour les sous-échantillons de l'Etna, du simulant JSC Mars-1 et du simulant JSC-1A sous forme d'histogrammes, respectivement

sur les Figures 2.16, 2.17 et 2.18. Il apparaît que des grains dont la taille est supérieure à l'ouverture l d'un tamis qui fixe la limite supérieure de la distribution en taille du sous-échantillon arrivent à passer. Ces grains, de forme très allongée, augmentent la taille moyenne globale du sous-échantillon, d'où une taille moyenne éventuellement un peu plus grande que la gamme de tailles contraintes par le tamis considéré pour les sous-échantillons n°4 et 13.

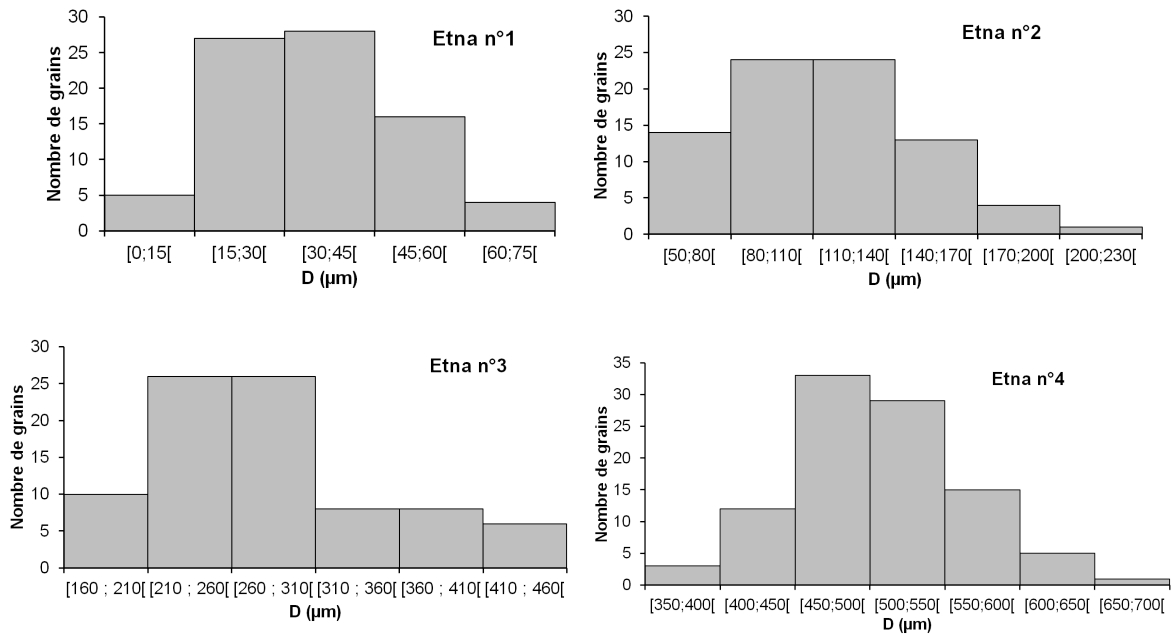


FIGURE 2.16 – Distribution en taille optique des quatre sous-échantillons de l'Etna.

2.4 Analyse granulométrique

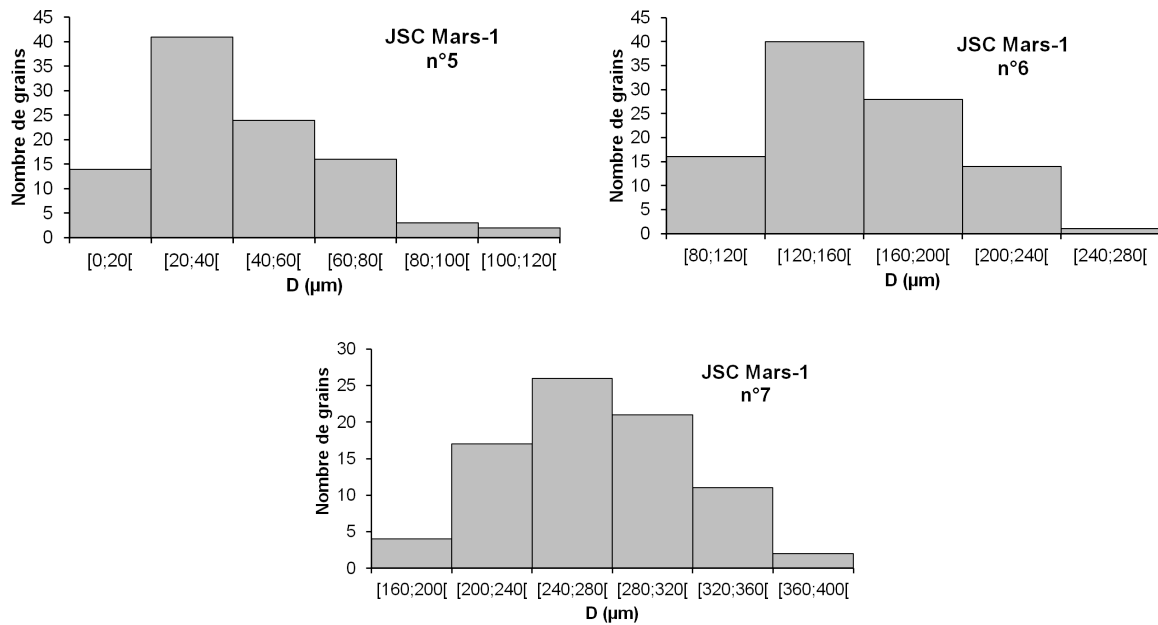


FIGURE 2.17 – Distribution en taille optique des trois sous-échantillons du simulant JSC Mars-1.

CHAPITRE 2 : *Echantillons représentatifs de poussières cométaires poreuses et astéroïdales, et météorites*

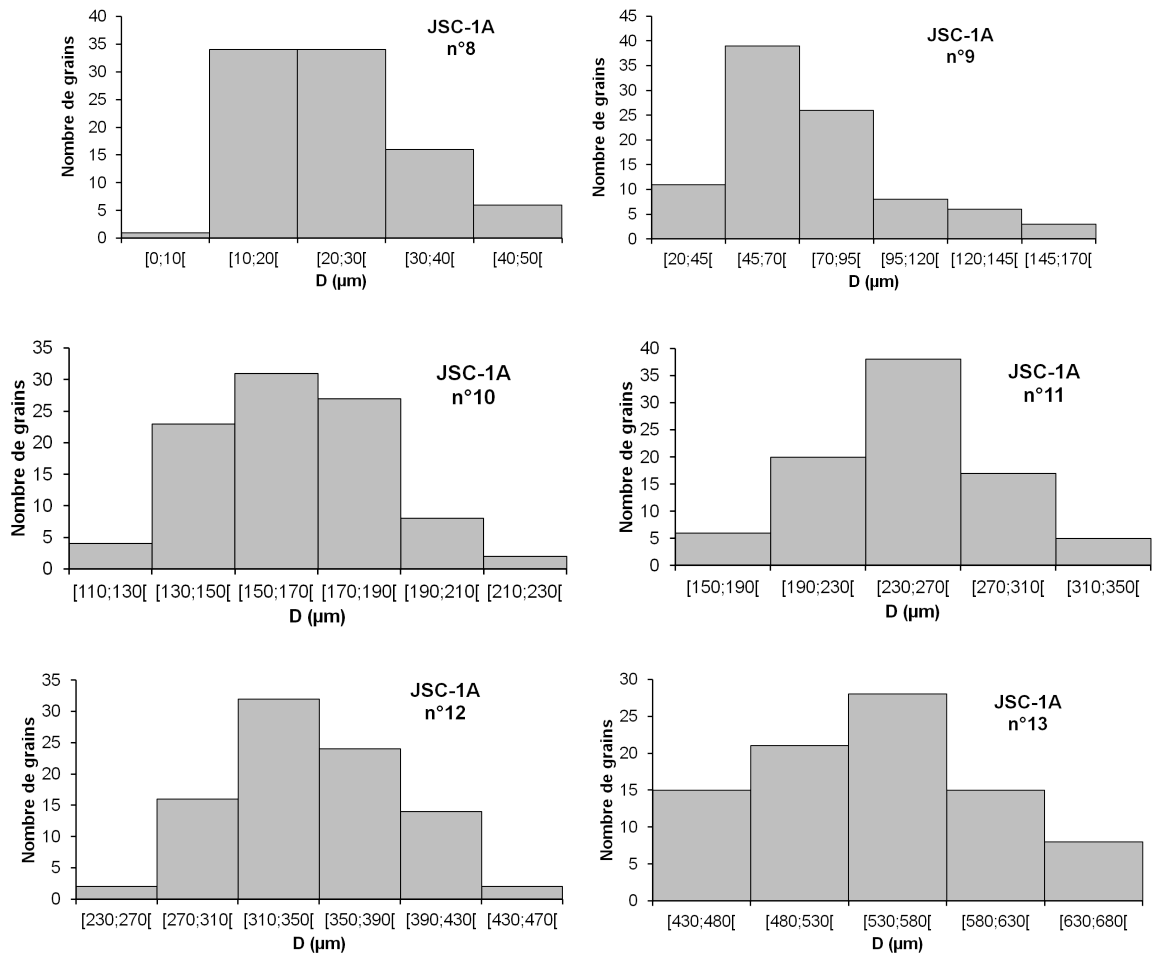


FIGURE 2.18 – Distribution en taille optique des six sous-échantillons du simulant JSC-1A.

2.5 Fragments de météorites : aubrite et diogénite

Deux fragments météoritiques, une aubrite et une diogénite conservées au JSC NASA, nous ont été transmis par L. McFadden (JPL/NASA). Toutes deux font partie de la collection de météorites issues de l'Antarctique dans le cadre du programme ANSMET (Antarctique Search for Meteorites). L'aubrite ALHA78113,84 (où le ALH signifie Allan Hills) a une masse d'environ 19 grammes, voir Figure 2.19. La météorite initiale, ALHA78113, avait une masse d'environ 300 grammes. Les aubrites représentent moins de 1% de la collection totale de météorites recensées à ce jour et cet échantillon est une des 62 météorites classées dans la catégorie des aubrites. Comme indiqué en 1.3.2, les aubrites sont considérées comme issues du groupe d'astéroïdes de type E dont (2867) Steins fait partie.



FIGURE 2.19 – Aubrite ALHA78113,84 (échantillon brut). On remarque de grossiers cristaux blancs de taille millimétrique (minéraux d'enstatites) et des grains opaques de taille millimétrique ou plus petits (sulfures et des grains métalliques ferreux).

La masse de la diogénite MIL07001,16 (où le MIL signifie Miller Range) est d'environ 56 grammes, voir Figure 2.20. La masse de la météorite initiale, MIL07001, est d'environ 900 grammes. Les diogénites représentent aussi moins de 1 % de la collection complète de météorites recensées. Comme nous l'avons vu en 1.3.2, l'astéroïde (4) Vesta et les Vestoïdes sont considérés comme les corps parents possibles des diogénites.

Initialement, ces échantillons n'étaient pas adaptés pour les mesures de permittivité dans le domaine millimétrique dans la mesure puisqu'ils ne se présentaient pas sous la forme d'une tranche avec deux faces parallèles et polies. En juillet 2012, nous avons formulé une requête au JSC demandant l'autorisation d'usiner les échantillons, avec :

- découpe et polissage de l'échantillon d'aubrite avec une scie à diamant (commandée spécialement pour l'usinage de roches terrestres ou météoritiques) dans le but de fournir une tranche à faces parallèles et polies ;
- polissage de l'échantillon de diogénite pour obtenir une tranche à faces parallèles ;



FIGURE 2.20 – Diogénite MIL07001,16 (échantillon brut). On remarque une croûte de fusion présente sur les bords de l'échantillon ainsi qu'une fracture qui le traverse en diagonale.

- fabrication d'une poudre fine avec les restes de la découpe pour des mesures de permittivité sur des poudres (elle fera l'objet d'un travail ultérieur à la thèse).

La requête a été acceptée et nous avons réalisé l'usinage nécessaire sur les échantillons afin de rendre possible les mesures à 190 GHz avec le banc de mesure du LERMA. Le protocole de mesure sera développé dans le chapitre 3. Nous avons obtenu une tranche d'aubrite d'une épaisseur de 4,9 mm et une tranche de diogénite d'une épaisseur de 7,1 mm. Cet usinage a permis à A. Beck (Smithsonian Institution, Washington, USA) d'analyser la minéralogie de ces échantillons au MEB et de confirmer les phases minérales observées par une microanalyse par spectrométrie en énergie (EDS, Energy-Dispersive Spectra). La composition minéralogique de l'aubrite est dominée par la présence d'enstatite, voir Figure 2.21a. Également, des phases opaques ont été observées, voir Figure 2.21b et c. L'analyse de ces phases montre qu'elles sont composées de sulfures et de minéraux métalliques composés de fer (communication : A. Beck), qui pourraient être d'origine chondritique (communication : Albert Jambon). Cette hypothèse met nécessairement en jeu un épisode de collision entre un astéroïde différencié et un astéroïde primitif. Une description physique et minéralogique d'un échantillon provenant de la même météorite initiale, est disponible dans la base de données de l'ISMPS. Il y est indiqué des caractéristiques similaires avec une forte abondance du minéral enstatite, sans que ne soit précisée l'origine des phases opaques de sulfures et de minéraux métalliques ferreux. Les analyses montrent aussi que la diogénite est essentiellement composée d'orthopyroxènes avec quelques minéraux d'olivines et de chromites. Des fractures sont également mises en évidence.

Pour les deux météorites, des phases probablement dues à des altérations artificielles (par exemple par le passage de la scie) sont observées en faible proportion, voir Figure 2.21d.

2.5 Fragments de météorites : aubrite et diogénite

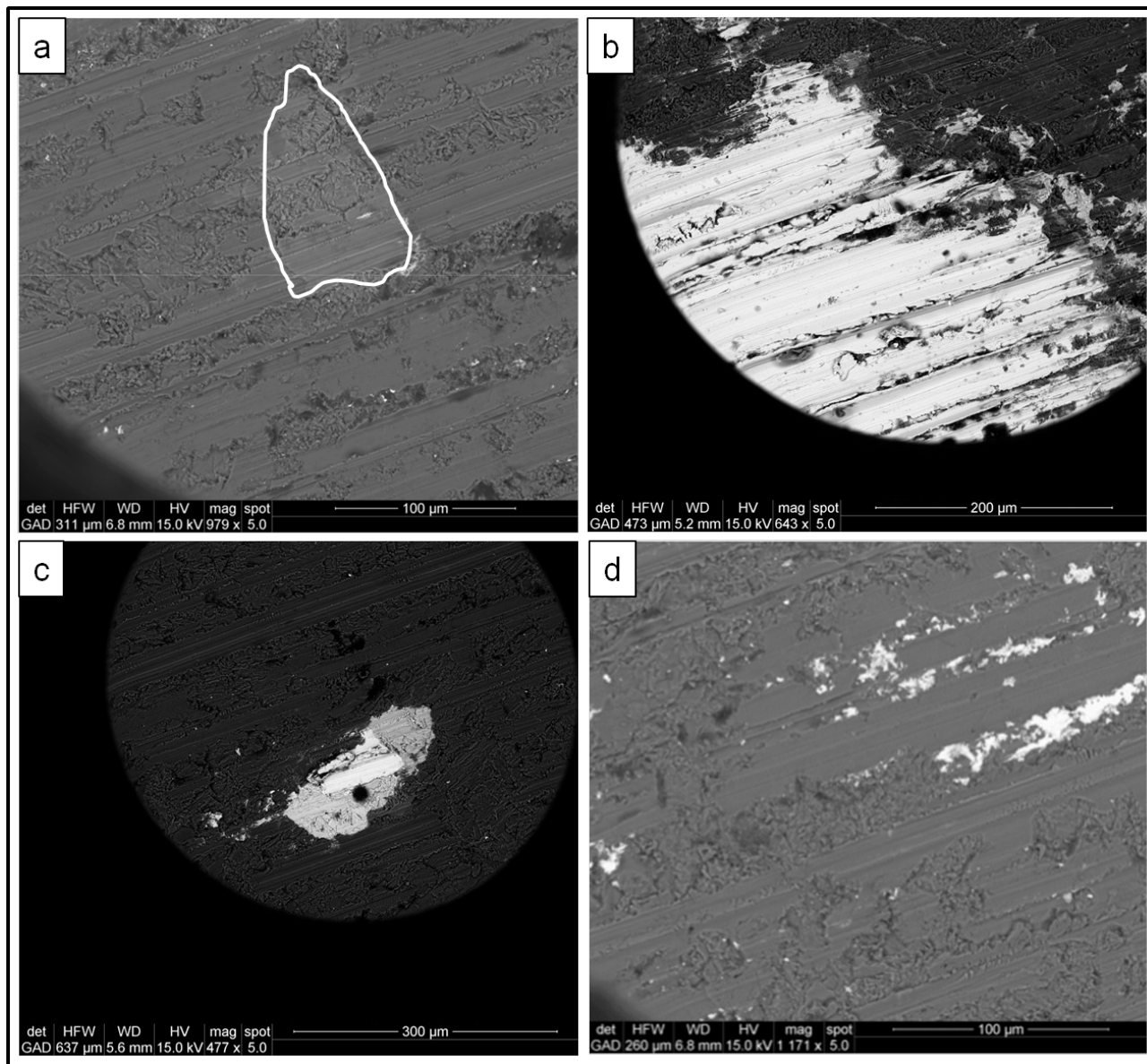


FIGURE 2.21 – Analyse de l’aubrite au MEB. a : zone montrant ce qui semble être de la diopside au centre de l’image (d’aspect plus clair) entourée un minéral d’ensstatite (d’aspect plus gris). b : une portion d’un grain métallique. Ces métaux sont d’apparence opaque à l’œil nu (voir Figure 2.19). c : un grain métallique (apparaît blanchâtre) enrobé par un sulfure avec une composition chimique variable (apparaît grisâtre). d : phases opaques distribuées le long des marques de scie composées essentiellement de zinc et de cuivre. Communication : Andrew Beck.

2.6 Synthèse

Afin d'estimer la permittivité des poussières de la comète 67P/C-G et en particulier l'influence de la masse volumique (liée à la porosité) sur sa valeur, nous avons porté notre attention sur des cendres volcaniques. Comme le montre notre étude au microscope électronique à balayage, les grains de texture microcristalline, majoritaires dans les sous-échantillons pour lesquels la taille des grains est supérieure à $50 \mu\text{m}$, ont une porosité intrinsèque significative.

Afin d'étudier ultérieurement comment varie la permittivité de ces échantillons avec la masse volumique nous avons effectué un tri granulométrique donnant respectivement 4, 3 et 6 sous-échantillons pour l'échantillon provenant de l'Etna, le simulat JSC Mars-1 et le simulat JSC-1A. Afin de satisfaire aux contraintes expérimentales des mesures de permittivité et en tenant compte de la masse initiale des échantillons, le nombre de sous-échantillons et les gammes de tailles obtenues diffèrent pour les trois échantillons. Pour chaque sous-échantillon une taille moyenne des grains représentative a été estimée par une analyse granulométrique au microscope optique portant sur une centaine de grains. La masse volumique de tous les sous-échantillons a également été déterminée pendant les mesures de permittivité dans le domaine millimétrique ; elle varie de 800 à 1400 kg/m^3 . Sachant que la masse volumique intrinsèque de ce type d'échantillon peut varier entre 1400 et 2100 kg/m^3 , en prenant comme référence la masse volumique intrinsèque connue du simulat JSC Mars-1, la porosité des sous-échantillons devrait varier d'environ 30 à 60% en prenant en compte tous les sous-échantillons.

Deux fragments météoritiques nous ont été confiés, une aubrite et une diogénite, dont les corps parents sont des astéroïdes différenciés (de type E et de type V, respectivement). L'autorisation nous a été donnée d'usiner ces fragments dans le but de mesurer leur permittivité suite à une demande officielle adressée au JSC. Nous avons obtenu deux tranches fines à faces parallèles de quelques millimètres d'épaisseur. Les analyses minéralogiques effectuées par A. Beck, confirment que l'aubrite est dominée par des minéraux d'enstatites et que la diogénite est dominée par des minéraux de d'orthopyroxènes et d'olivines. Par ailleurs, l'observation de phases sulfurées et métalliques dont l'origine serait chondritique implique des précautions à prendre au cours des mesures de permittivité si l'on veut analyser seulement le matériau "pur". En ce qui concerne la diogénite, certaines zones fracturées peuvent aussi limiter les mesures. Celles-ci doivent être évitées. L'analyse minéralogique des échantillons météoritiques nous a donc permis de préparer les mesures de permittivité en prenant en compte les informations sur leur composition chimique et la présence de fractures.

Chapitre 3

Mise en place de mesure de permittivité entre 190 et 0,05 GHz

Dans ce chapitre nous décrirons tout d'abord l'expérience que nous avons mis en place pour effectuer des mesures de permittivité à 190 GHz sur les échantillons poreux (cendres volcaniques de l'Etna, simulants de régolites lunaire JSC-1A et martien JSC Mars-1) et les deux fragments de météorites (aubrite et diogénite) présentés dans le chapitre 2. Les capacités du LERMA dans ce domaine sont liées à sa participation à la réalisation des canaux millimétrique et submillimétrique de MIRO.

Nous aborderons également les mesures de permittivité que nous avons menées au laboratoire IMS de Bordeaux sur les échantillons poreux à 2,45 ; 5,6 ; 8 et 12 GHz, ainsi qu'à 0,05 ; 0,10 et 0,50 GHz. Les mesures ont été effectuées avec des méthodes classiques utilisant des cavités résonantes et une sonde coaxiale. Ces mesures dans ces gammes de fréquences, couplées aux mesures à 190 GHz, permettent d'analyser le comportement de la permittivité sur une très large bande de fréquences qui s'étale sur plus de trois ordres de grandeur.

3.1 Mesure de permittivité dans le domaine millimétrique

Dans cette section, les différents composants du banc de mesure développé au LERMA sont détaillées ainsi que les caractéristiques du faisceau d'onde transmis. Puis, la méthode de mesure de la permittivité est décrite, ainsi que les supports d'échantillons qui ont dû être spécialement réalisés. Les protocoles de mesures développés durant cette thèse sont exposés à la fin de cette section, ainsi qu'une estimation des incertitudes instrumentales.

3.1.1 Banc de mesure en transmission

Dispositif de mesure

Un analyseur de réseau vectoriel (appelé VNA, pour Vector Network Analyzer, dans la suite du mémoire), développé par la société ABmm, permet de générer et détecter une onde millimétrique à partir de composants travaillant en ondes centimétriques. Le VNA analyse les variations de phase et d'amplitude de l'onde après transmission à travers l'échantillon ou (réflexion sur sa surface) en effectuant la comparaison entre le signal électromagnétique incident et le signal transmis (ou réfléchi). Les résultats de la mesure s'expriment en paramètres S, qui dans le domaine des hyperfréquences, permettent la caractérisation de n'importe quel dispositif sous test à partir de la variation relative d'amplitude et la rotation de phase du signal. On verra dans la partie 3.1.2 comment la permittivité est déterminée à partir de ces paramètres. Si, sur l'échantillon, on note 1 la face d'entrée de l'onde et 2 la face de sortie, les paramètres S, au nombre de 4, forment une matrice $S_{ij}(\nu)$, où i et j (=1 ou 2) représentent la face de l'échantillon concernée. Les paramètres S dépendent de la fréquence de mesure ν . Ainsi, le paramètre $S_{11}(\nu)$ représente le coefficient de réflexion sur la surface qui reçoit l'onde et le paramètre $S_{21}(\nu)$ représente le coefficient de transmission du matériau analysé.

Soit ν_{mm} la fréquence de l'onde millimétrique à laquelle on souhaite caractériser un échantillon (typiquement $\nu_{mm} = 190$ GHz, la fréquence de réception de MIRO). Au sein du VNA, deux générateurs YIG¹ fournissent deux ondes de fréquences ν_1 et ν_2 qui peuvent être choisies entre 8 et 18 GHz : $\nu_1 = \frac{\nu_{mm}}{N}$ et $\nu_2 = \nu_1 - \frac{\nu_{vna}}{N}$. Ici N est égal à 12 car c'est le rang de l'harmonique de ν_1 qui permet de produire ν_{mm} dans une bande située autour de 190 GHz et ν_{vna} , égale à 34 MHz, est la fréquence de réception du VNA. La différence de fréquence entre les deux signaux générés par les YIG est stabilisée par une boucle d'asservissement de phase. La phase du signal millimétrique se retrouve donc égale à celle du signal à 34 MHz.

Dans le montage utilisé, l'onde de fréquence ν_1 est envoyée à un sextupleur de fréquence. Ce dispositif est spécifiquement adapté pour favoriser l'harmonique de rang 6. La sortie (de fréquence $\nu_1 \times 6$) est amplifiée et passe par un doubleur de fréquence. En sortie, un cornet corrugué fournit une onde qui se propage en espace libre (*i.e.* dans l'air) à la fréquence $\nu_{mm} = \nu_1 \times 6(\text{sextupleur}) \times 2(\text{doubleur}) = \nu_1 \times 12$.

1. Le YIG (Yttrium Iron Garnet) est un matériau ferromagnétique qui se présente généralement sous la forme d'une minuscule bille de moins de 1 mm de diamètre et qui entre en résonance en étant soumis à un champ magnétique. Pour modifier la résonance et donc la fréquence, il suffit de modifier le champ magnétique.

3.1 Mesure de permittivité dans le domaine millimétrique

De l'autre côté du banc, au niveau de la chaîne de réception, un autre sextupleur relié à un amplificateur fournit l'harmonique de rang 6 de l'onde de fréquence ν_2 (soit $\nu'_2 = 6 \times \nu_2$) à un mélangeur harmonique. Ce dernier effectue le battement entre l'harmonique de rang 2 de ν'_2 et l'onde reçue à ν_{mm} par un deuxième cornet corrugué. Le résultat est la production en sortie du mélangeur d'une onde de fréquence intermédiaire ν_I qui est égale à

$$\nu_{mm} - 2\nu'_2 = N \times \nu_1 - 2 \times 6 \times \left(\nu_1 - \frac{\nu_{vna}}{N}\right), \quad (3.1)$$

ce qui donne $\nu_I = 34$ MHz, la fréquence de la partie réception du VNA.

Plusieurs changements de fréquence se succèdent ensuite (à l'aide d'oscillateurs locaux) pour arriver à un signal de fréquence 250 Hz qui contient les informations de phase et d'amplitude. Un convertisseur analogique numérique permet de transmettre ces valeurs à l'ordinateur qui effectue le traitement informatique des données.

Pour une description plus complète du fonctionnement du VNA utilisé, on peut se référer à la documentation du concepteur (Goy *et al.*, 2006).

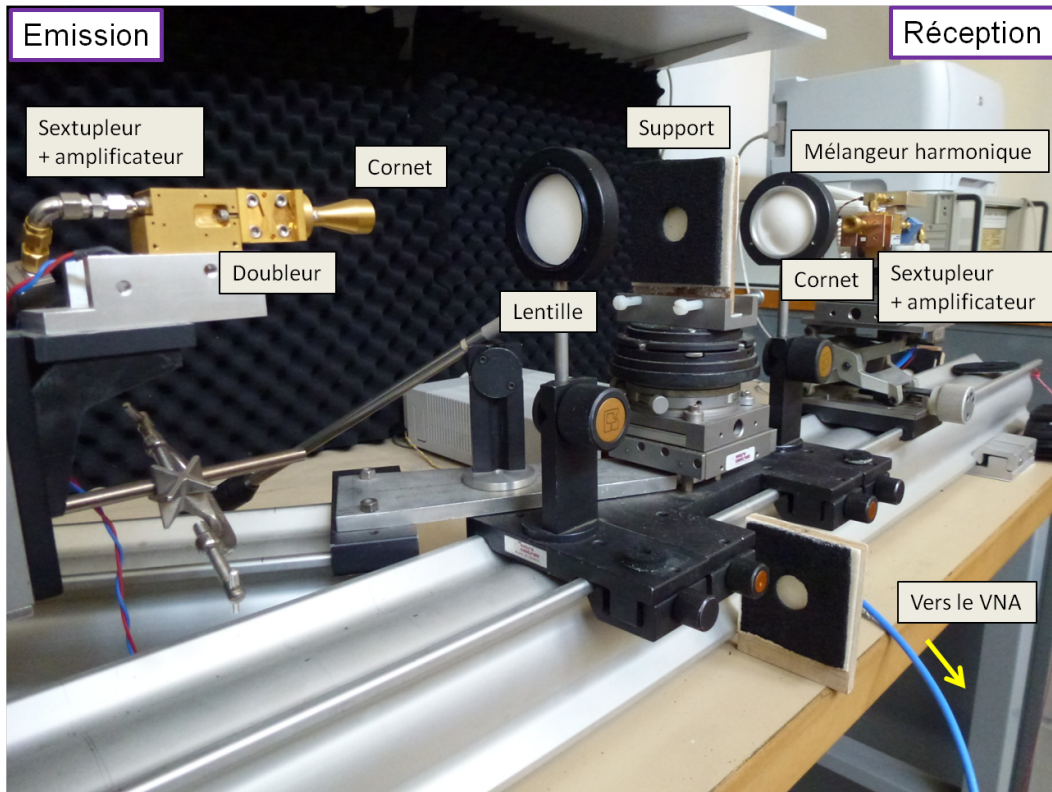


FIGURE 3.1 – Banc de mesure développé au LERMA pour des mesures de permittivité au voisinage de 190 GHz.

Les guides d'ondes utilisés sont rectangulaires, métalliques et creux. Leur ouverture L_c (grande dimension latérale), de l'ordre du centimètre, est adaptée à la bande de fréquence qu'ils véhiculent.

Les cornets corrugués permettent de transformer les ondes transportées dans un guide d'onde en ondes se propageant en espace libre suivant un faisceau étroit avec des lobes secondaires très faibles. Le grand avantage de ce système en espace libre est la réduction des pertes de transmission par rapport à l'utilisation des guides d'ondes dont les pertes augmentent avec la fréquence.

Propagation de l'onde millimétrique en espace libre

À partir du cornet d'émission, l'onde électromagnétique monochromatique de fréquence ν se propage en espace libre dans la direction z . Le mode de propagation² est le mode fondamental TEM₀₀, tel que ses champs électrique \mathbf{E} et magnétique \mathbf{H} sont orthogonaux à l'axe de propagation z . La propagation de cette onde est décrite par les équations de Maxwell. Soit $E(x, y, z)$ le champ scalaire associé à \mathbf{E} qui vérifie l'équation de Helmholtz suivante

$$\Delta E(x, y, z) + k^2 E(x, y, z) = 0, \quad (3.2)$$

où $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ est la norme du vecteur d'onde.

Pour une onde se propageant dans la direction z , la solution s'écrit sous la forme

$$E(x, y, z) = \beta(x, y, z) \exp(-ikz), \quad (3.3)$$

avec $\beta(x, y, z)$ une fonction complexe lentement variable en z qui représente l'amplitude du champ électrique.

En remplaçant cette solution dans l'équation de Helmholtz et en considérant que les variations d'amplitude du champ électrique dans la direction z sont négligeables devant celles en x ou en y ($\frac{\partial^2 \beta}{\partial z^2} \ll \frac{\partial^2 \beta}{\partial x^2}$ ou $\frac{\partial^2 \beta}{\partial y^2}$), on obtient

$$\frac{\partial^2 \beta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \beta}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial \beta}{\partial z} = 0. \quad (3.4)$$

L'amplitude du champ est de forme purement gaussienne (Goldsmith, 1982) et varie selon $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, la coordonnée radiale transverse à l'axe de propagation, et z comme

$$\beta(r, z) = \beta_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{w(z)^2}\right) \exp\left(-ikz - i\frac{kr^2}{2R(z)} + i \arctan\left(\frac{z}{z_c}\right)\right), \quad (3.5)$$

avec :

- β_0 est une constante d'intégration ;
- z_c est égal à $\pi w_0^2 / \lambda$;
- $w(z)$, égal à $w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_c^2}}$, représente l'évolution du rayon du faisceau suivant l'axe de propagation z ;

2. On appelle *modes* les types d'ondes monochromatiques qui peuvent se propager dans un guide d'onde. Pour une description des différents modes voir par exemple Dangoisse et al. (2004).

3.1 Mesure de permittivité dans le domaine millimétrique

- w_0 , égal à $w(z = 0)$, est le plus petit rayon du faisceau gaussien sur son trajet en espace libre. Il est déterminé lorsque la puissance du faisceau, qui s'écrit comme $P(r, z) = P_0 e^{\left(\frac{-2r^2}{w(z)^2}\right)}$ avec $P_0 = \left(\frac{w_0}{w(z)}\right)^2$, diminue d'un facteur $1/e^2$ par rapport au maximum (voir Figure 3.2). Au niveau de w_0 , R tend vers l'infini et donc le front d'onde est localement plan ;
- $R(z)$, égal à $z(1 + \frac{z_c^2}{z^2})$, est le rayon de courbure du front d'onde.

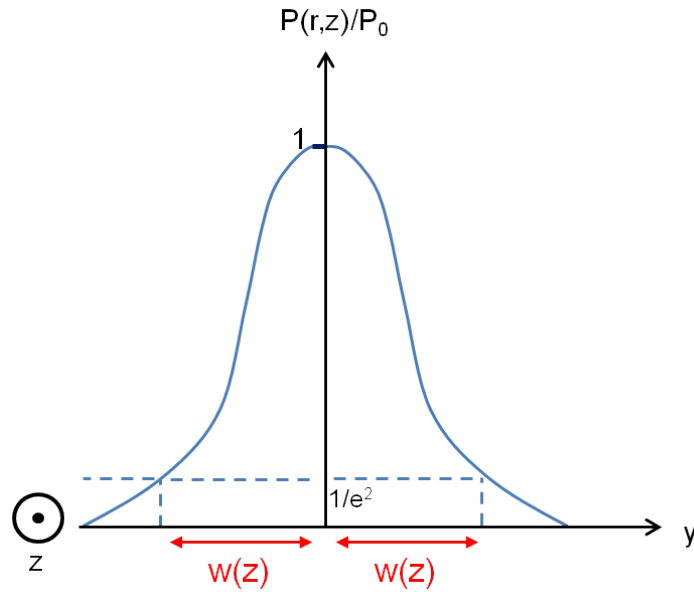


FIGURE 3.2 – Profil gaussien de la puissance du champ électrique.

Cette solution correspond au mode fondamental gaussien. Plusieurs zones de rayonnement se distinguent à la sortie du cornet d'émission (voir Figure 3.3) :

- la zone de Rayleigh : $z \leq z_{ray}$, où $z_{ray} = \frac{L^2}{2\lambda_0}$ est la distance de Rayleigh. Le front d'onde est localement plan et définit une surface équiphasse plane perpendiculaire au vecteur d'onde ;
- la zone de Fresnel qui définit une zone de transition : $z_{ray} \leq z \leq z_F$, où $z_F = 4z_{ray}$;
- la zone de Fraunhofer : $z \geq z_F$, le front d'onde est localement sphérique et définit une surface équiphasse sphérique.

Le faisceau reste gaussien après le passage dans les différents systèmes optiques comme les lentilles. Plus w_0 est petit et plus les ondes sont diffractées au fur et à mesure qu'elles s'éloignent. La première lentille permet donc de modifier le rayon de courbure du front d'onde et de focaliser le faisceau vers l'échantillon qui doit être placé au second minimum du rayon du faisceau $w(z)$, en w_{02} (voir Figure 3.3), là où le front d'onde est à nouveau plan. La deuxième lentille permet quant à elle de refocaliser le faisceau vers le cornet de réception. Les lentilles utilisées sont en PolyTetraFluoroEthylene (PTFE) et sont spécialement conçues pour le domaine millimétrique. Les pertes électromagnétiques dues aux

réflexions sur les surfaces sont fortement diminuées par la mise en place d'une couche adaptatrice sur la surface des lentilles. Des cannelures ont été usinées sur chaque face des lentilles pour constituer une couche d'épaisseur $\lambda/4$ d'indice intermédiaire. La distance focale f ($= 60$ mm) des lentilles est définie par

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{d_1 \left[1 + \left(\frac{z_{c1}}{d_1} \right)^2 \right]} + \frac{1}{d_2 \left[1 + \left(\frac{z_{c2}}{d_2} \right)^2 \right]}, \quad (3.6)$$

avec :

- z_{c1} , égal à $\pi w_{01}^2/\lambda$, est calculé pour w_0 à la sortie du cornet d'émission. Le faisceau passe d'une structure composée d'ondes planes à des ondes sphériques ;
- z_{c2} , égal à $\pi w_{02}^2/\lambda$, est calculé pour w_0 au niveau de l'échantillon. Le faisceau passe d'une structure composée d'ondes sphériques à des ondes planes ;
- d_1 est la distance entre le cornet d'émission et la première lentille ;
- d_2 est la distance entre la première lentille et là où la taille du faisceau est minimum.

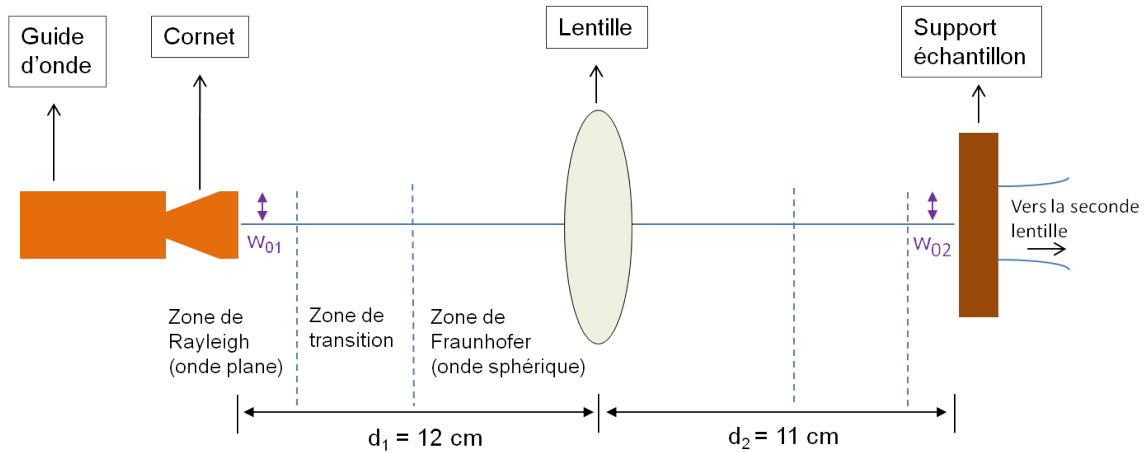


FIGURE 3.3 – Schéma des caractéristiques du banc de mesure et de l'onde millimétrique qui se propage.

Ce qui permet d'exprimer les distances entre les différents éléments optiques du montage en transmission pour lesquels les pertes électromagnétiques ne sont pas significatives, en connaissant la focale des lentilles et d_1 on peut calculer w_{02} et d_2 d'après les équations

$$w_{02} = \frac{w_{01}}{\sqrt{\left(\frac{d_1}{f} - 1 \right)^2 + \left(\frac{z_{c1}}{f} \right)^2}}, \quad (3.7)$$

$$d_2 = f \left(1 + \frac{\frac{d_1}{f} - 1}{\left(\frac{d_1}{f} - 1 \right)^2 + \left(\frac{z_{c1}}{f} \right)^2} \right). \quad (3.8)$$

3.1 Mesure de permittivité dans le domaine millimétrique

Le cornet d'émission génère un faisceau d'onde tel que w_{01} est égal à 3,30 mm sur une large bande de fréquences. En tenant compte des contraintes techniques du banc de mesure comme la taille des supports des éléments optiques, on choisit $d_1 = 12$ cm. D'après les formules précédentes, w_{02} est égal à 3,10 mm et il est situé à $d_2 = 11$ cm. En recherchant les réglages optimaux pour obtenir : un bon alignement du banc, une variation minimale du taux d'onde stationnaire (TOS, voir section 3.1.2), et un maximum de puissance transmise pour avoir la plus grande dynamique possible, on aboutit à des distances légèrement différentes (quelques centimètres au maximum) de celles calculées précédemment. Il est impératif de bien isoler le dispositif de mesure par rapport à tout signal parasite issu d'une réflexion sur les instruments environnants et les murs de la salle de mesure. Pour cela, des plaques de matériaux absorbant les ondes millimétriques (visibles sur la Figure 3.1) sont disposées tout autour du dispositif de mesure.

3.1.2 Méthode de mesure de la permittivité

Technique différentielle

Les mesures sont effectuées en transmission. La méthode consiste à analyser vectoriellement (en phase et en amplitude) le paramètre S complexe S_{21} . Une première mesure de référence est effectuée avec un support d'échantillon vide, le VNA enregistrant le signal reçu. Ensuite, une seconde mesure est réalisée avec la mise en place du même support contenant l'échantillon. En faisant la différence entre la deuxième et la première mesure, le VNA fournit la variation de phase et d'amplitude.

Soit $e_{ef}(\theta)$ l'épaisseur d'échantillon effective qui dépend de l'angle d'incidence θ du faisceau, voir Figure 3.4 ci-dessous.

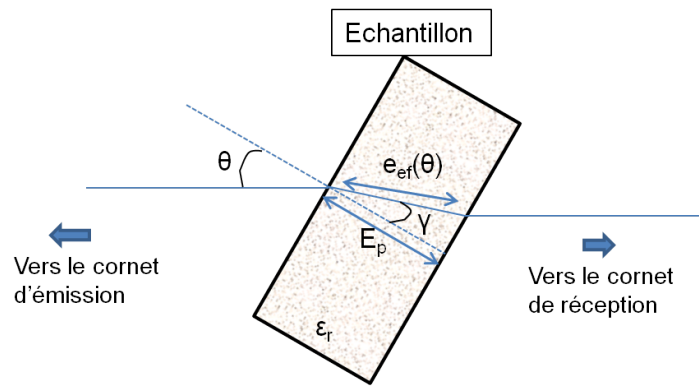


FIGURE 3.4 – Epaisseur effective $e_{ef}(\theta)$ de l'échantillon (d'épaisseur E_p) traversée par le faisceau. Elle dépend de l'angle d'incidence du faisceau θ .

Lors de la seconde mesure, le chemin électrique parcouru par l'onde est allongé de $n \times e_{ef}(\theta)$. La variation de chemin électrique entre la première mesure et la seconde est donc égale à $(n - 1) \times e_{ef}(\theta)$. Cette variation de chemin électrique a pour conséquence une rotation de phase $\Delta\varphi$ (en degré) du signal détecté par le VNA. L'indice de réfraction réel n de l'échantillon se déduit donc de la mesure de la rotation de phase du signal, ce qui donne pour une longueur d'onde λ donnée

$$e_{ef}(\theta) \times (n - 1) = \lambda \left(\frac{\Delta\varphi}{360} + K \right) , \quad (3.9)$$

où K est un nombre réel positif, correspondant au nombre de longueurs d'ondes nécessaires pour annuler la rotation de phase. Ce qui donne à une fréquence ν donnée la relation

$$\frac{1}{c} \times e_{ef}(\theta) \times (n - 1) = \frac{1}{\nu} \left(\frac{\Delta\varphi}{360} + K \right) . \quad (3.10)$$

Un balayage en fréquence de $\Delta\nu$, égal à $(\nu_2 - \nu_1)$, permet de mesurer une variation de la rotation de phase en fonction de la fréquence et de lever l'ambiguïté sur K . La détermination de la pente de cette courbe permet d'obtenir n , en le considérant constant sur la gamme de fréquence balayée (Goy *et al.*, 2006)

3.1 Mesure de permittivité dans le domaine millimétrique

$$360 \times e_{ef}(\theta) \times (n - 1)/c = \frac{(\Delta\varphi_2 - \Delta\varphi_1)}{\Delta\nu}, \quad (3.11)$$

où c la vitesse de la lumière (en mm/s), $\Delta\varphi_2$ et $\Delta\varphi_1$ les rotations de phase aux fréquences ν_2 et ν_1 , respectivement.

La tangente de perte diélectrique, $\tan \delta$, égale au rapport de ϵ'' à ϵ' , se déduit directement de la mesure de l'atténuation du signal marquée par une variation d'amplitude due à sa propagation dans l'échantillon (Fox, 2010)

$$\tan \delta = c\alpha/2\pi\nu_m n, \quad (3.12)$$

où c est la vitesse de la lumière (mm/s), α est le coefficient d'absorption (dB/mm), calculé comme le rapport de l'atténuation moyenne A_m à $e_{ef}(\theta)$ et ν_m est la fréquence moyenne de la gamme de fréquence balayée (Hz). Après un changement d'unité, la tangente de perte peut aussi s'écrire sous la forme suivante (Goy *et al.*, 2006)

$$\tan \delta = 1,1 \times \frac{\alpha}{n\nu_m}, \quad (3.13)$$

où α s'exprime en dB/cm et ν_m en GHz.

Finalement, en prenant en compte les équations (3.11) and (3.13), la partie réelle et la partie imaginaire de la permittivité sont déduites par :

$$\epsilon' = n^2 \quad (3.14)$$

et

$$\epsilon'' = \tan \delta \times \epsilon' \quad (3.15)$$

Pour une mesure à 190 GHz, le balayage de fréquence adopté est de 180 à 200 GHz avec un pas en fréquence de 20 MHz entre chaque point de mesure d'amplitude et de phase. Une mesure de la variation de la rotation de phase et de l'atténuation en fonction de la fréquence du sous-échantillon n°2, est présentée en exemple dans la Figure 3.5.

Nous avons opté pour des mesures avec un angle d'incidence non nul afin de gagner en précision pour la mesure de la rotation de phase et de l'atténuation (voir section 3.1.2). L'épaisseur effective $e_{ef}(\theta)$ dépend de l'épaisseur de l'échantillon E_p et de l'angle de réfraction γ (en degré) qui dépend lui-même de θ :

$$e_{ef}(\theta) = \frac{E_p}{\cos(\gamma)} \quad (3.16)$$

$$\gamma = \arcsin\left(\frac{1}{n} \sin\left(\frac{\theta\pi}{180}\right)\right) \quad (3.17)$$

Connaissant l'épaisseur de l'échantillon E_p , une première estimation de l'indice de réfraction est

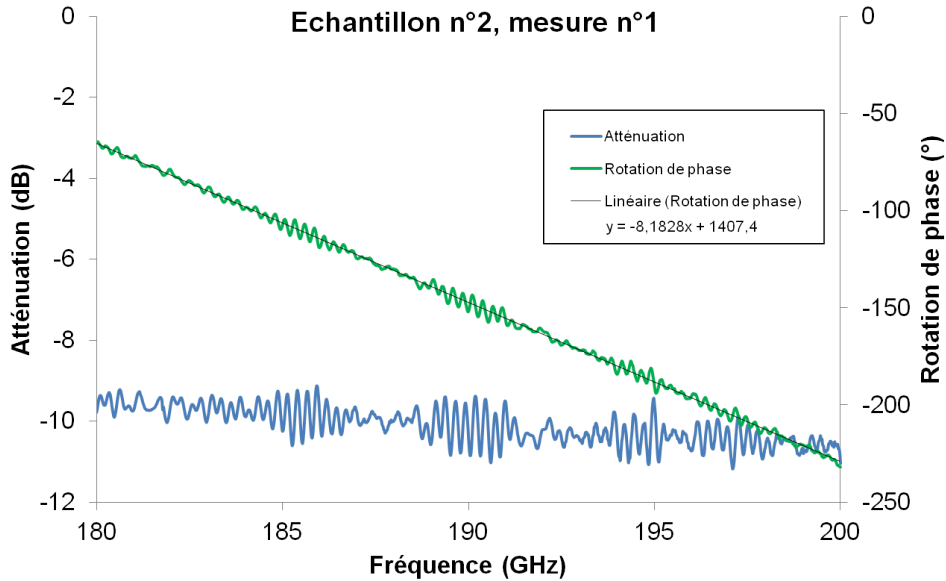


FIGURE 3.5 – Rotation de phase et atténuation en fonction de la fréquence pour la mesure de la permittivité du sous-échantillon n°2 (Etna) avec E_p égal à 9,8 mm et e_{ef} égal à 9,85 mm, avec un angle d’incidence de 10° . Le balayage en fréquence est centré sur 190 GHz.

obtenue par l’équation 3.11 sans prendre en compte l’angle d’incidence du faisceau sur l’échantillon. Ensuite γ et $e_{ef}(\theta)$ sont calculés. L’angle d’incidence étant petit, seulement deux ou trois itérations suffisent pour que n (et donc ϵ') converge avec une précision inférieure à 10^{-2} . La tangente de perte ($\tan\delta$) est alors calculée avec l’équation 3.12 en prenant en compte l’épaisseur effective obtenue par les itérations successives.

Matériaux standard utilisés pour la validation du banc

J. Thibieroz (Sisyphé/UPMC, Paris) nous a fourni du sable provenant de Nemours (ville située dans le département de la Seine-et-Marne) et commercialisé par la société Sobelco, présentant un haut degré de pureté (au moins à 95% de SiO_2). Un échantillon de ce sable avec une granulométrie contrôlée (entre 50 et 200 μm) a été obtenu par tamisage. Cet échantillon est appelé échantillon de sable témoin dans la suite du mémoire. Suivant le support d’échantillon utilisé pour les mesures avec les particules poreuses, sa masse volumique est de $\sim 1750 \text{ kg/m}^3$ avec le support n°1 et de $\sim 1450 \text{ kg/m}^3$ avec le support n°2 (voir partie 3.1.3 pour une description des supports d’échantillons). Le sable témoin est introduit dans le support d’échantillon sans tassement. Trois ou quatre vibrations horizontales durant une dizaine de secondes sont effectuées afin d’homogénéiser l’occupation de l’espace par les grains. Les résultats concernant la partie réelle ϵ' donnent des valeurs de l’ordre de 2,5 – 2,8 pour des masses volumiques comprises entre 1430 et 1490 kg/m^3 et de l’ordre de 2,7 – 2,9 pour des masses volumiques comprises entre 1530 et 1600 kg/m^3 (voir annexe A).

3.1 Mesure de permittivité dans le domaine millimétrique

Ces valeurs sont comparables aux résultats des travaux de [Sabouroux et Ba \(2011\)](#), déjà mentionnés en [1.5.6](#), réalisés pour des fréquences comprises entre 0,6 et 1 GHz avec une sonde coaxiale obtenus pour un échantillon de sable de Fontainebleau dont la taille des grains varie entre 100 et 300 μm , également très pur (composé à plus de 90% de silice). Pour une humidité volumique inférieure à 2% et pour une masse volumique proche (1750 – 1780 kg/m^3), [Sabouroux et Ba \(2011\)](#) obtiennent les résultats suivants : $\epsilon' \sim 3$ et $\tan \delta \sim 0,023$.

Des échantillons de PTFE sont également utilisés pour la validation du banc de mesure et comme échantillons témoins pour les matériaux solides. Les mesures que nous avons effectuées à 190 GHz sont répertoriées dans l'annexe A et sont en accord avec les valeurs obtenues dans le domaine millimétrique présentées dans le [Tableau 3.1](#).

Fréquence (GHz)	Température ($^{\circ}\text{C}$)	ϵ'	$\tan \delta \times 10^{-4}$	Référence
100	27	2,07	5,3	Afsar (1987)
150	17	2,05	2,9	Birch (1981)

TABLEAU 3.1 – Mesures de la partie réelle de la permittivité et de la tangente de perte du PTFE dans le domaine millimétrique (à 100 et 150 GHz).

Le banc de mesure est limité en précision pour la détermination de la tangente de perte de matériaux à très faibles pertes (de l'ordre de 10^{-4} ou 10^{-3}) comme le sable témoin et le PTFE (dont $\tan \delta$ est de l'ordre de grandeur de l'incertitude instrumentale, voir [section 3.1.5](#)). Cependant, la validation du fonctionnement du banc de mesure est effectuée à partir de la détermination de la partie réelle de la permittivité du sable témoin et du PTFE pour laquelle la précision du banc est suffisante.

Réduction du taux d'ondes stationnaires

En espace libre, comme en transmission guidée, une partie du rayonnement transmis se réfléchit à chaque rencontre d'une nouvelle interface. Le rayonnement réfléchi se propage dans un sens opposé à celui du rayonnement émis. Leur interférence provoque la formation d'ondes stationnaires : si l'onde réfléchie est en phase avec l'onde transmise, l'interférence est constructive et cela crée un ventre (un maximum d'amplitude), tandis que si elles sont en opposition de phase, l'interférence est destructive et cela crée un noeud (un minimum d'amplitude).

Il est possible d'ajouter des isolateurs qui atténuent l'onde dans un des sens de propagation. Dans notre montage, un tel isolateur en guide est placé derrière le cornet de réception. Une autre solution que nous avons aussi adoptée est d'appliquer un angle d'incidence non nul au faisceau qui arrive sur l'interface air/échantillon. De cette manière, les ondes réfléchies sont envoyées à l'extérieur du banc, sur les parois absorbantes. La [Figure 3.6](#) illustre la réduction du TOS par l'application d'un angle d'incidence du faisceau sur l'échantillon de sable témoin ($\theta = 10^{\circ}$).

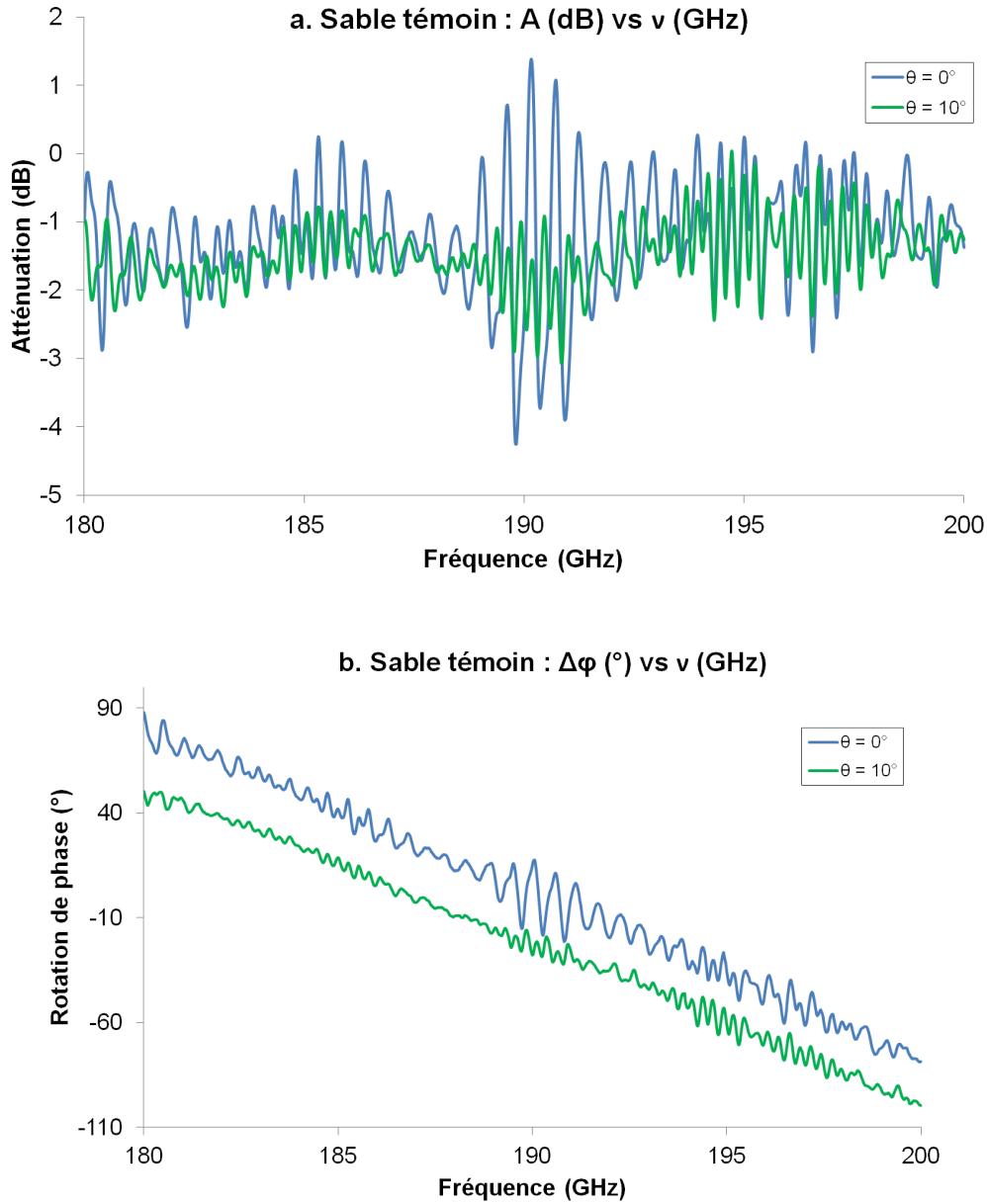


FIGURE 3.6 – Amplitude (a) et rotation de phase (b) en fonction de la fréquence pour l'échantillon de sable témoin avec une granulométrie contrôlée (entre 50 et 200 μm), pour un angle d'incidence du faisceau nul (en bleu) et égal à 10° (en vert). L'épaisseur de l'échantillon E_p est égale à 9,8 mm.

3.1 Mesure de permittivité dans le domaine millimétrique

3.1.3 Réalisation de supports d'échantillons adaptés aux mesures

Deux types de supports d'échantillons ont été réalisés, d'une part pour les échantillons composés de particules solides (voir Figure 3.7), et d'autre part pour les mesures de permittivité de matériaux compacts (voir Figure 3.8). La base des supports est en bois.

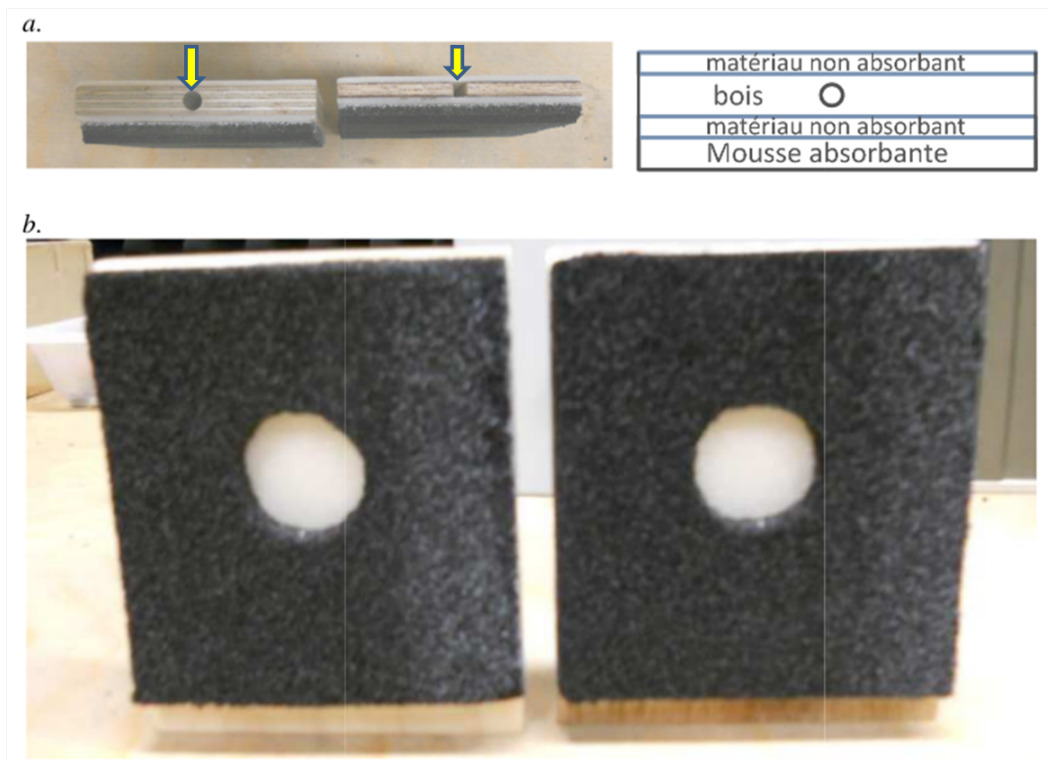


FIGURE 3.7 – Vue du dessus (a) et vue de face (b) de deux supports pour les échantillons composés de particules solides (n°1 à gauche et n°2 à droite, voir aussi Tableau 3.2) réalisés pour les mesures de permittivité avec le banc. Les particules sont introduites dans le support à l'aide d'un petit entonnoir en aluminium au niveau du trou cylindrique indiqué par les flèches pleines jaunes (a).

Nous avons réalisé deux supports pour les échantillons composés de particules. Le support n°1 dont le volume de remplissage est le plus grand ($5,54 \text{ cm}^3$) possède un trou cylindrique d'environ $7w_{02}$ en diamètre et son épaisseur est de 9,80 mm. Le support n°2, dont le volume de remplissage est le plus petit ($0,92 \text{ cm}^3$) possède un trou cylindrique d'environ $6w_{02}$ en diamètre et son épaisseur est de 3,10 mm. Un polystyrène avec une absorption négligeable dans le domaine des ondes millimétriques ($< 0,1 \text{ dB/mm}$) est utilisé pour maintenir l'échantillon dans le trou cylindrique. Pour éviter la propagation des lobes secondaires du signal millimétrique à travers le bois, une mousse absorbante (4 dB/mm) le couvre sans affecter le lobe primaire passant à travers l'échantillon, tout en réduisant le TOS. Finalement, la mousse absorbante peut être considérée comme un diaphragme qui empêche l'arrivée de signaux parasites au niveau du cornet de réception. Un autre diaphragme constitué de la même mousse absorbante et qui se présente sous la forme d'un disque percé circulairement au centre, d'un rayon de l'ordre de w_{02} , est

placé et calé au niveau du premier diaphragme précédemment décrit, c'est-à-dire devant le faisceau incident. Il permet de contrôler la puissance transmise lors de la mesure de référence et lors de la mesure avec l'échantillon. Le maximum d'amplitude détecté par le VNA est recherché pour les deux étapes, en ne modifiant que les degrés de liberté de l'échantillon (excepté celui lié à l'angle d'incidence du faisceau). La puissance perdue lors de l'introduction de ce diaphragme sur le chemin de propagation est d'environ 1 dB.

Le volume de remplissage des supports d'échantillons disponibles V et leur épaisseur respectives E_p sont définis dans le Tableau 3.2 :

Support	E_p (mm)	V (cm ³)
n°1	9,80	5,54
n°2	3,10	0,92

TABLEAU 3.2 – Epaisseurs et volumes de remplissage des deux supports d'échantillons réalisés spécialement pour les mesures de la permittivité de particules à 190 GHz.

La Figure 3.8 présentent les deux supports réalisés pour maintenir des échantillons compacts.

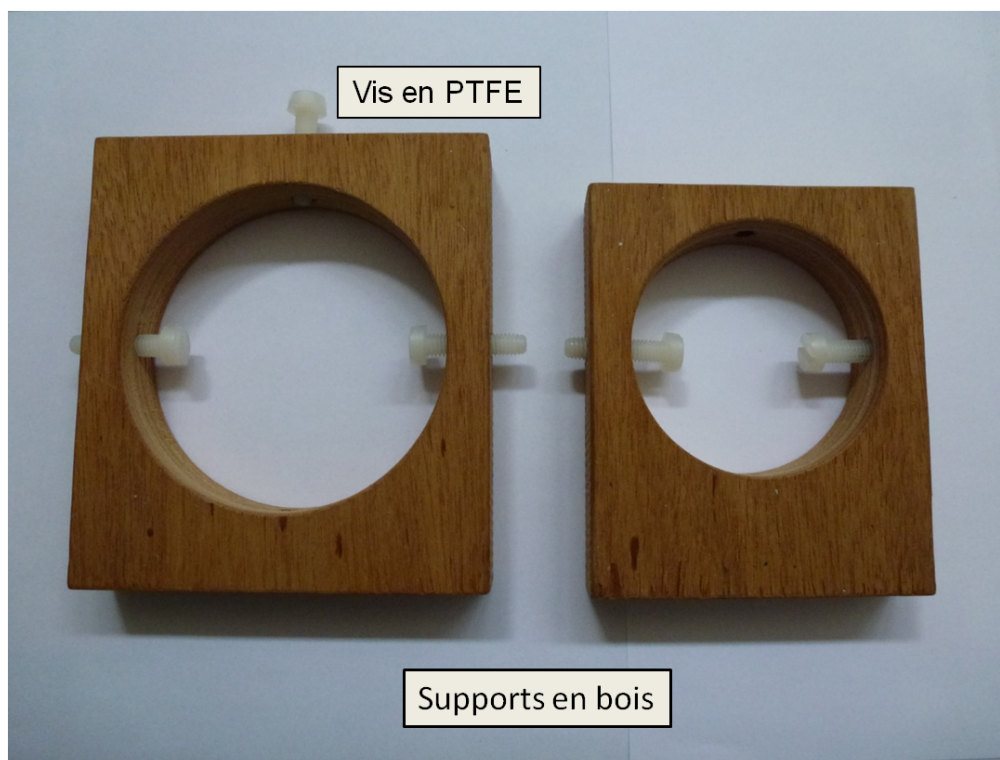


FIGURE 3.8 – Deux supports d'échantillon compact réalisés pour les mesures de permittivité avec le banc de mesure.

3.1 Mesure de permittivité dans le domaine millimétrique

3.1.4 Protocoles de mesures systématiques

La mise en place du banc de mesure dure environ une semaine. Elle comprend la vérification de tous les composants électroniques et de la bonne marche du récepteur, ainsi que la validation du banc de mesure avec les échantillons témoins, ce qui permet d'être confiant dans les résultats des mesures. Un alignement rigoureux des différents éléments du banc de mesure demande pratiquement une journée ; il est primordial pour permettre la détection du maximum de puissance du signal afin d'optimiser la précision de la mesure. Dans un souci de rendre ces mesures reproductibles, nous avons mis en place un protocole strict à la fois pour les échantillons poreux et les échantillons météoritiques (fragments compacts). Les mesures ont été réalisées dans les conditions du laboratoire. Dans les deux cas et pour chaque mesure effectuée, la température de la pièce et l'hygrométrie relative ont été relevées. En pratique, la température est de l'ordre de 23°C à 27°C et l'hygrométrie relative de l'ordre de 35 à 48%. Les variations de température pour les différentes mesures ne sont pas suffisantes pour faire varier la permittivité (vu en 1.5.6). En ce qui concerne les variations de l'humidité relative, celles-ci ne semblent pas significatives pour la permittivité, comme le montre les résultats des mesures effectuées sur les échantillons témoins (sable de Nemours et PTFE) répertoriées dans l'annexe A. Les variations des conditions de mesure en termes de température et d'hygrométrie relative ne semblent donc pas empêcher la comparaison des différentes mesures.

Protocole de mesure pour les échantillons de particules solides poreuses

Afin de minimiser la teneur en eau volumique des échantillons poreux (abordée en 1.5.6), supposés déjà secs d'après leur préparation (décrite dans le chapitre 2), nous les avons soumis à un séchage complémentaire avec un passage en étuve. Nous avons fait en sorte de les conserver au mieux en les mettant dans des récipients hermétiques. Les récipients ont été ensuite placés dans une armoire prévue à cet effet, c'est à dire hors humidité. Toutes ces précautions permettent de limiter la variation des conditions d'humidité de l'air dans l'espace de conservation des échantillons et de préserver au maximum leur état sec (après leur passage dans l'étude). Nous pouvons néanmoins supposer que les grains adsorbent tout de même une certaine quantité d'air pendant leur conservation ou pendant les mesures. Dans ce cas, nous pouvons supposer, d'après les résultats des mesures à 190 GHz décrits en 4.1 et d'après les études de Sabouroux et Ba (2011) décrits en 1.5.6, que leur teneur en eau volumique est inférieure à 3%.

Les sous-échantillons n°2, 3, 4, 6, 7, 9, 10, 11, 12 et 13 ont une masse suffisante pour remplir le support n°1 et les sous-échantillons n°1, 5 et 6 ne peuvent remplir que le support n°2.

Une fois l'alignement et la validation du banc achevés, le protocole de mesure comportant sept étapes est répété cinq fois pour chaque échantillon. Il se déroule de la manière suivante :

1. la masse du support d'échantillon vide est déterminée ;
2. le sous-échantillon est mélangé au préalable dans son récipient à l'aide d'une baguette en plas-

- tique puis le support est rempli à l'aide d'un petit entonnoir en aluminium ;
3. durant le remplissage, trois ou quatre séries de vibrations horizontales d'environ une dizaine de secondes sont effectuées à la main pour homogénéiser la masse volumique dans tout le volume disponible (voir Tableau 3.2) ;
 4. une fois le support d'échantillon complètement rempli, sa masse est une nouvelle fois déterminée et on en déduit la masse ajoutée du sous-échantillon. La masse volumique du sous-échantillon est alors déterminée par le rapport entre la masse ajoutée du sous-échantillon et le volume de remplissage du support utilisé qui est connu (voir Tableau 3.2) ;
 5. la mesure de référence avec un support d'échantillon vide est effectuée ;
 6. la mesure avec le support d'échantillon rempli est effectuée ;
 7. l'échantillon est reversé dans son contenant initial et l'ensemble de l'échantillon est une nouvelle fois mélangé afin de retrouver une distribution en taille de grain indépendante de la première mesure.

Il est important de noter qu'aucun tassement vertical n'est appliqué lors de la mise en place du sous-échantillon dans le support pour la mesure. La permittivité des sous-échantillons numérotés de 1 à 3 et de 5 à 12 est mesurée à 190 GHz en respectant scrupuleusement toutes les étapes de ce protocole (balayage de fréquences : 180 – 200 GHz). À chaque changement de sous-échantillon, une mesure avec le sable témoin est réalisée pour vérifier que tout fonctionne normalement et qu'il n'y a pas de dérive dans la mesure non expliquée par l'incertitude expérimentale, la variation de la masse volumique, l'orientation des grains ou encore la distribution en taille des grains.

Le même protocole est appliqué aux échantillons n°4 et n°13 pour lesquels la taille moyenne des grains peut dépasser $500\mu\text{m}$. L'atténuation mesurée en fonction de la fréquence lors du balayage entre 180 et 200 GHz est alors telle que le signal se noie dans le bruit du détecteur. Les conditions sont en effet extrêmes pour les longueurs d'ondes balayées car une partie du signal est diffusée. Les Figures 3.9(a) et 3.10(a) montrent la variation de l'amplitude du signal détecté par le VNA en fonction de la fréquence pour les sous-échantillons n°4 et 6, respectivement. Pour ne pas être sensible au bruit du détecteur, l'amplitude du signal détecté ne doit pas être inférieure à environ 40 dB (échelle interne au VNA). En effet, un ou plusieurs éléments de la chaîne de mesure ont des performances qui se dégradent vers le haut de la bande de fréquences. La solution retenue pour résoudre ce problème est de mesurer l'atténuation et la rotation de phase du signal pendant un balayage de fréquence de 175 à 185 GHz. Dans ce cas, l'amplitude détectée reste toujours supérieure à 40 dB lorsque l'échantillon est introduit sur le chemin de propagation du faisceau, ce qui est illustré par les Figures 3.9(b) et 3.10(b).

3.1 Mesure de permittivité dans le domaine millimétrique

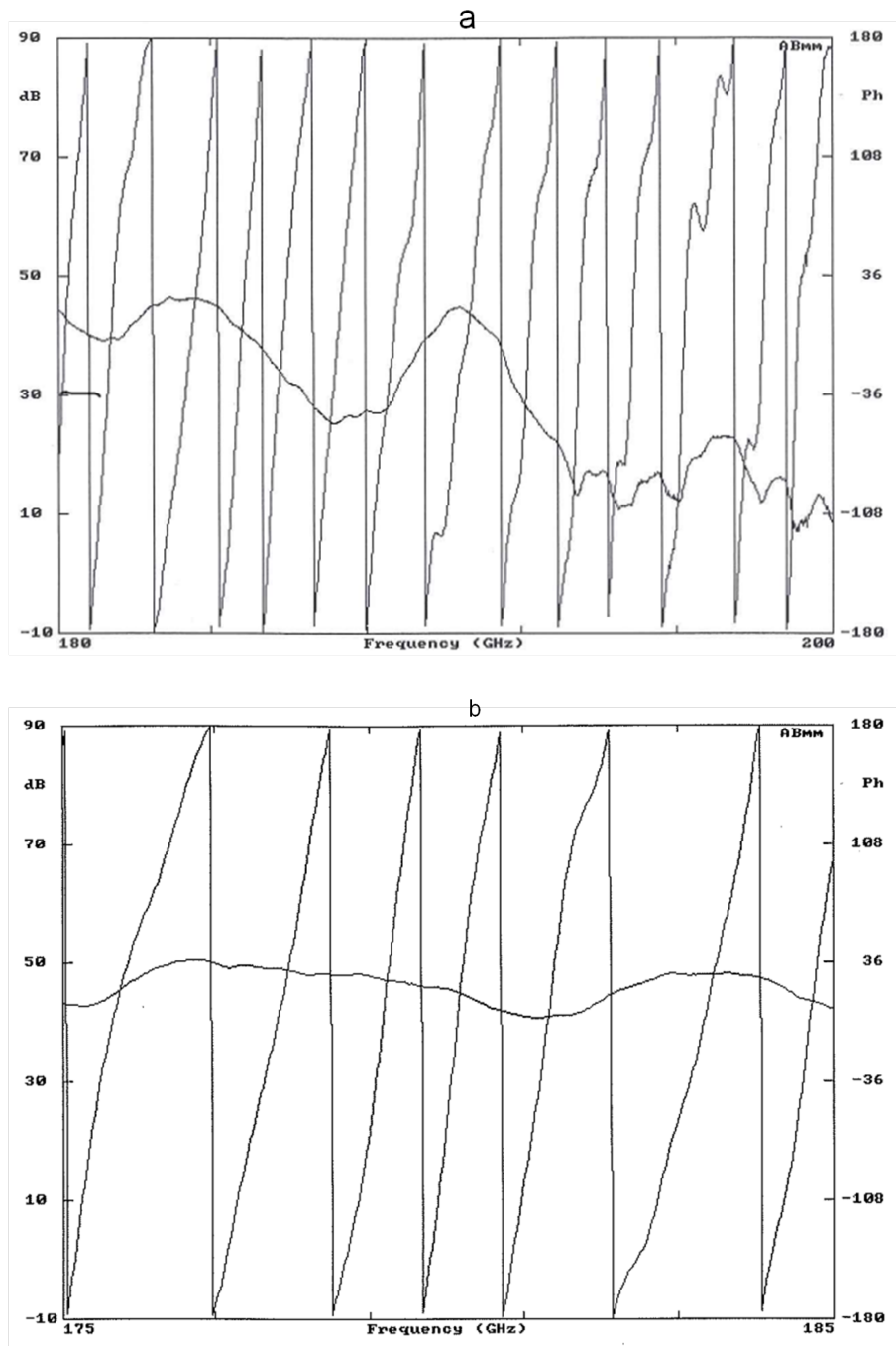


FIGURE 3.9 – Acquisition de la phase et de l’amplitude de l’onde transmise à travers le sous-échantillon n°4 pour deux balayages en fréquence différents. a : le balayage de fréquence est de 180 à 200 GHz ; l’amplitude reste généralement inférieure à 40 dB et rend la mesure sensible au bruit du détecteur. b : le balayage en fréquence est de 175 à 185 GHz ; l’amplitude reste toujours supérieure à 40 dB et la mesure peut être effectuée.

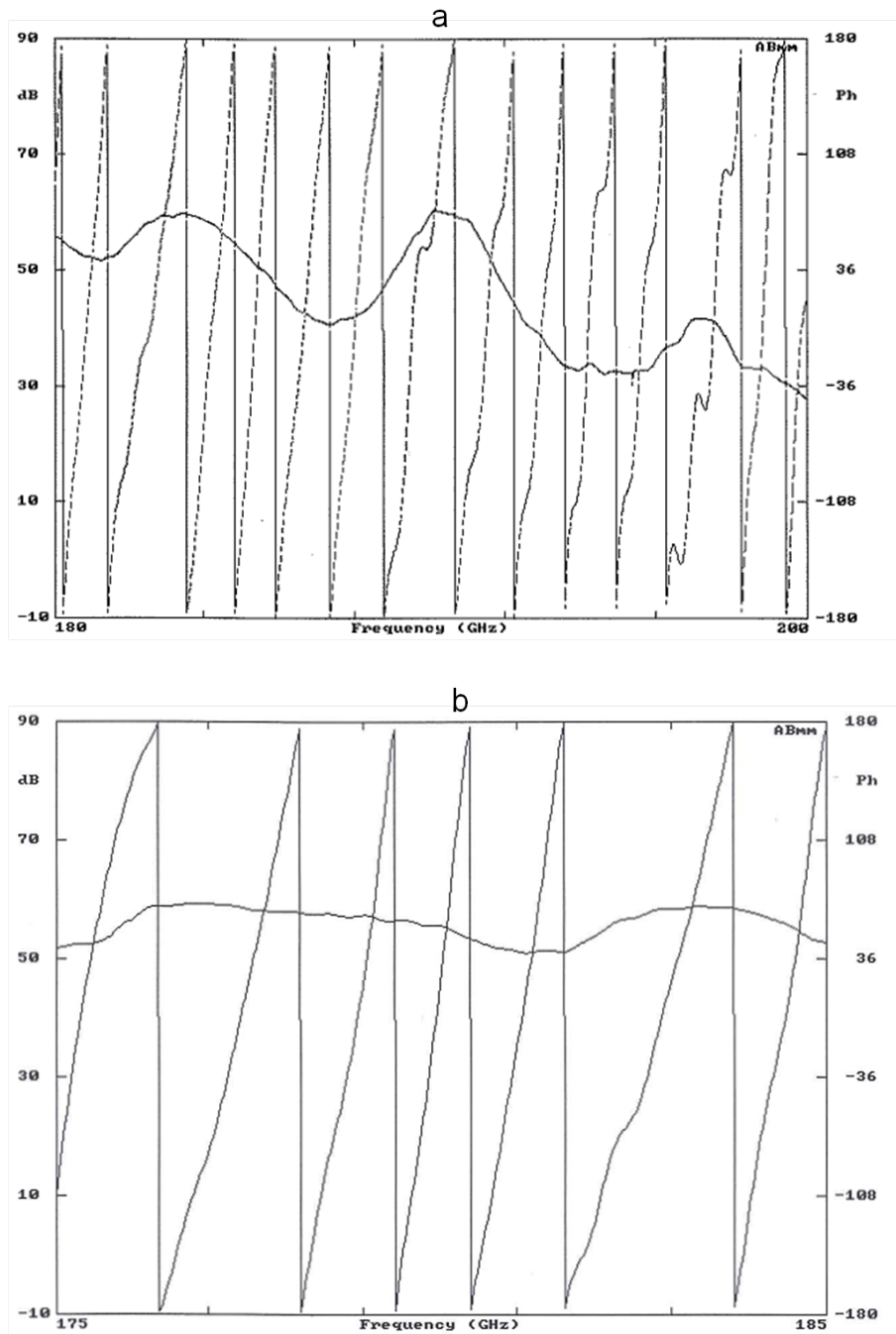


FIGURE 3.10 – Acquisition de la phase et de l’amplitude de l’onde transmise à travers le sous-échantillon n°6 pour deux balayages en fréquence différents. a : le balayage de fréquence est de 180 à 200 GHz. b : le balayage en fréquence est de 175 à 185 GHz ; l’amplitude reste toujours supérieure à 40 dB et la mesure peut être effectuée.

3.1 Mesure de permittivité dans le domaine millimétrique

Protocole de mesure pour l'aubrite et la diogénite

Des mesures sont possibles sur un échantillon compact dont l'épaisseur peut varier entre 2 mm et 2 cm, en fonction du coefficient d'absorption du matériau. Si le matériau absorbe beaucoup le signal radiométrique, on opte pour une épaisseur de 2 à 3 mm. Si, au contraire, il n'absorbe pas beaucoup le signal, une épaisseur de 1 à 2 cm permet de mesurer une atténuation significative. L'échantillon doit présenter deux faces planes, polies et parallèles.

Les échantillons initiaux comme indiqué en 2.5, arboraient une forme quelconque non adaptée pour réaliser des mesures avec le banc et ne présentaient pas de faces parallèles et planes. Il a finalement été possible de les usiner de façon appropriée au printemps 2013. L'épaisseur de la tranche d'aubrite obtenue est de 4,9 mm et l'épaisseur de la tranche de diogénite obtenue est de 7,1 mm.

Le protocole mis en place pour les deux échantillons comporte une série de cinq mesures sur la face avant de la tranche (définie arbitrairement) et une autre série de cinq mesures sur la face arrière. Pour chaque mesure, l'échantillon est retiré du support puis placé une nouvelle fois. Avant chaque série de mesure, le PTFE est utilisé comme échantillon témoin.

Pour une mesure optimale, le faisceau incident doit être perpendiculaire à la dimension verticale de l'échantillon compact tel qu'il est placé dans le support. L'échantillon doit également être placé de manière à ce que l'angle d'incidence du faisceau soit de 10° (comme pour les mesures avec les échantillons poreux). L'ajustement de la position de l'échantillon dans le support est effectué à la main et à l'oeil. Un mauvais placement fait varier l'angle d'incidence, l'épaisseur d'échantillon traversé et donc la partie de rayonnement transmise. L'erreur résultante sur la permittivité est prise en compte dans l'écart-type des mesures. Pour améliorer la précision, un système mécanique permettant des réglages inférieurs au dixième de millimètre devrait être développé par la suite. Durant les mesures, la température et l'hygrométrie relative de l'air sont restées respectivement comprises entre 24°C et 26°C et entre 33% et 44%.

L'aubrite et la diogénite possèdent des spécificités que nous avons prises en compte pour les mesures. L'échantillon d'aubrite se compose de phases sombres visibles à l'oeil nu qui pourraient être des inclusions chondritiques). Nous avons donc sélectionné une zone qui, sur l'une et l'autre des deux faces, ne comporte pas ou très peu de cette phase sombre. L'échantillon de diogénite est traversé par une grande fracture (voir Figure 2.20) et présente aussi des microfractures moins visibles; il a été mis en place de sorte que ces fractures ne sont pas présentes sur le chemin de propagation du faisceau. Les Figures 3.11 et 3.12 exposent respectivement les différentes étapes de la préparation pour les mesures de permittivité de la tranche d'aubrite et de la diogénite.

Etant donné que ces échantillons météoritiques précieux peuvent donner lieu à d'autres études scientifiques, un soin particulièrement appuyé a été apporté à leur conservation et leur mise en place pour l'expérience (gants de protection, nettoyage des faces avec de l'air comprimé, maintien des échantillons avec des vis en PTFE) pendant toutes les séries de mesure.

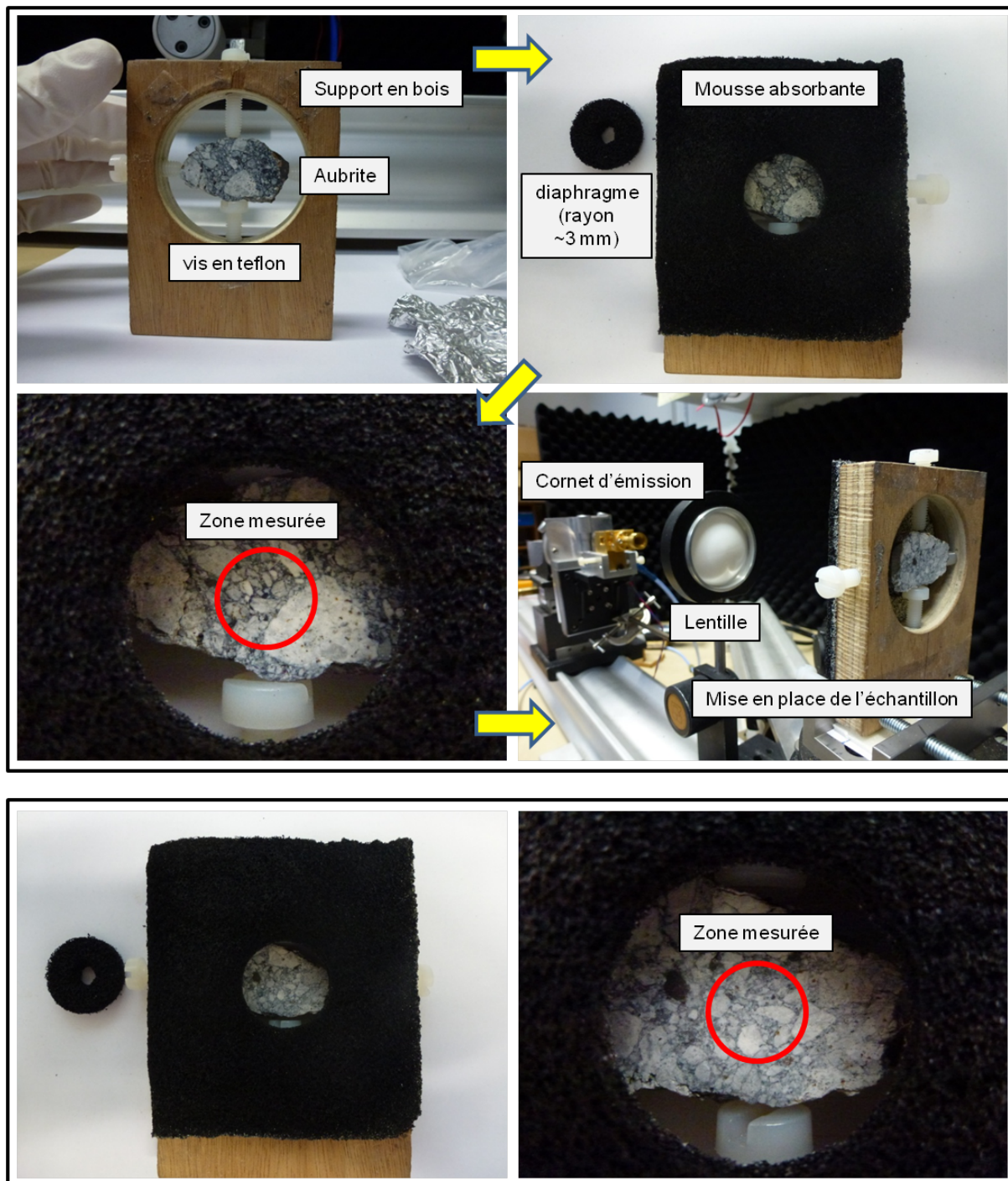


FIGURE 3.11 – Préparation de l'aubrite pour les mesures de permittivité. En haut : une première face intercepte le faisceau au niveau d'une zone sélectionnée (entourée par un trait rouge) d'un diamètre égal à celui du diaphragme (~ 6 mm). En bas : la deuxième face intercepte le faisceau au niveau de la zone opposée à celle sélectionnée sur la première face (entourée par un trait rouge). Une série de cinq mesures est effectuée au niveau des zones sélectionnées sur les deux faces.

3.1 Mesure de permittivité dans le domaine millimétrique

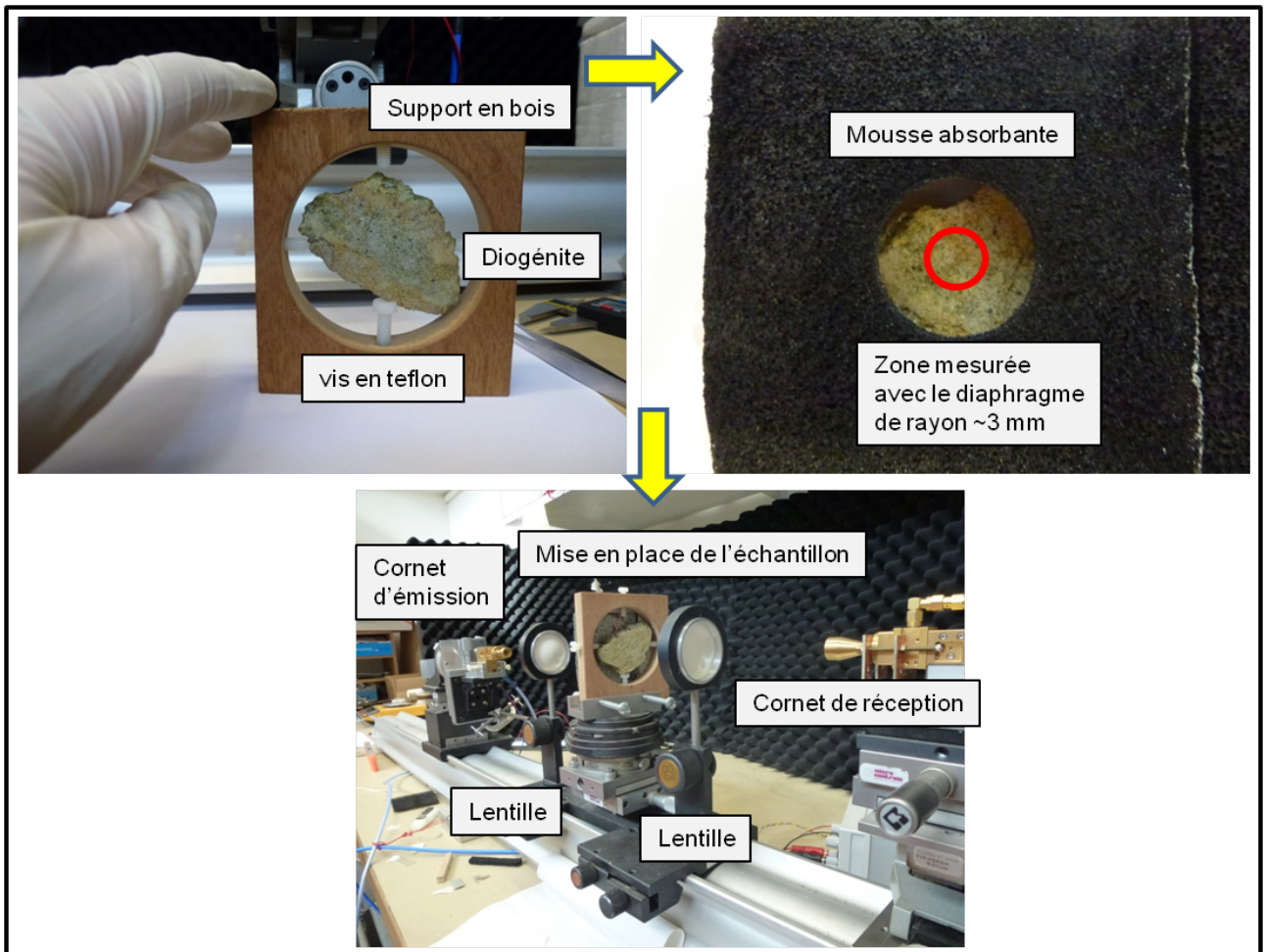


FIGURE 3.12 – Préparation de la diogénite pour les mesures de permittivité. Une série de cinq mesures est effectuée sur la zone sélectionnée d'une première face qui intercepte le faisceau (entourée d'un trait rouge) et une autre série de cinq mesures est effectuée sur la zone opposée.

3.1.5 Incertitudes instrumentales sur les mesures

Pour les deux types d'échantillons, les incertitudes des mesures de la partie réelle et de la partie imaginaire de la permittivité dépendent des incertitudes des mesures de l'indice de réfraction réel et de la tangente de perte. Pour n , l'incertitude de mesure dépend des erreurs commises sur la détermination de E_p et $\Delta\varphi$ (voir Tableau 3.3). L'incertitude de mesure sur la tangente de perte dépend de l'atténuation du signal A (dB), de E_p et de l'indice de réfraction réel. Concernant la fréquence de l'onde délivrée par le VNA, celle-ci est exacte à 10^{-5} près, ce qui est amplement suffisant.

Erreur	Valeur
σ_{E_p} (cm)	5×10^{-3}
$\sigma_{\Delta\varphi}$ (°)	0,5
σ_A (dB)	0,1

TABLEAU 3.3 – Incertitude sur l'épaisseur de l'échantillon E_p et les paramètres délivrés et mesurés par le VNA (la rotation de phase $\Delta\varphi$ et l'atténuation A).

La méthode de calcul utilisée pour déterminer l'incertitude instrumentale sur la partie réelle et la partie imaginaire de la permittivité est la méthode de propagation des incertitudes. Pour la mesure d'un paramètre M lié à plusieurs paramètres indépendants de la forme $M = g(u, v, q)$, la formule générale de calcul de la variance est

$$\sigma_M^2 = \left(\frac{\partial M}{\partial u}\right)^2 \sigma_u^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial v}\right)^2 \sigma_v^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial q}\right)^2 \sigma_q^2 . \quad (3.18)$$

D'après les équations 3.14 et 3.15, l'application de l'équation 3.18 donne

$$\sigma_{\epsilon'}^2 = \left(\frac{\partial \epsilon'}{\partial n}\right)^2 \sigma_n^2 = 2n\sigma_n^2 , \quad (3.19)$$

et

$$\sigma_{\epsilon''}^2 = \left(\frac{\partial \epsilon''}{\partial \tan \delta}\right)^2 \sigma_{\tan \delta}^2 + \left(\frac{\partial \epsilon''}{\partial \epsilon'}\right)^2 \sigma_{\epsilon'}^2 , \quad (3.20)$$

$$\sigma_{\epsilon''}^2 = (\epsilon')^2 \times \sigma_{\tan \delta}^2 + (\tan \delta)^2 \times \sigma_{\epsilon'}^2 . \quad (3.21)$$

D'après l'équation 3.11, l'incertitude expérimentale sur la détermination de l'indice de réfraction réel n se calcule selon l'équation

$$\sigma_n^2 = \left(\frac{\partial n}{\partial \nu}\right)^2 \sigma_\nu^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial \Delta\varphi}\right)^2 \sigma_{\Delta\varphi}^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial e_{ef}}\right)^2 \sigma_{E_p}^2 . \quad (3.22)$$

L'équation 3.16 donne la relation entre e_{ef} et E_p . L'incertitude sur la détermination de l'angle d'incidence est considérée négligeable pour ce calcul. L'erreur sur la fréquence de mesure est négligeable, donc l'équation précédente revient à

3.1 Mesure de permittivité dans le domaine millimétrique

$$\sigma_n^2 = \left(\frac{\partial n}{\partial \Delta\varphi} \right)^2 \sigma_{\Delta\varphi}^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial e_{ef}} \right)^2 \sigma_{E_p}^2, \quad (3.23)$$

avec $\frac{\partial n}{\partial \Delta\varphi} = \frac{\lambda}{360e}$, $\frac{\partial n}{\partial e_{ef}} = -\frac{\lambda}{e_{ef}^2} \left(\frac{\Delta\varphi}{360} + K \right)$.

D'après l'équation 3.13 et en négligeant le terme en fonction de l'incertitude sur la fréquence, l'incertitude expérimentale sur la détermination de la tangente de perte ($\tan \delta$) se calcule selon l'équation

$$\sigma_{\tan \delta}^2 = \left(\frac{\partial \tan \delta}{\partial \alpha} \right)^2 \sigma_{\alpha}^2 + \left(\frac{\partial \tan \delta}{\partial n} \right)^2 \sigma_n^2, \quad (3.24)$$

avec $\frac{\partial \tan \delta}{\partial \alpha} = 1,1 \times \frac{1}{n\nu_m}$, $\frac{\partial \tan \delta}{\partial n} = 1,1 \times \frac{\alpha}{\nu_m n^2}$ et $\sigma_{\alpha}^2 = \left(\frac{\partial \alpha}{\partial e_{ef}} \right)^2 \sigma_{E_p}^2 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial A} \right)^2 \sigma_A^2$.

Les résultats du calcul de l'incertitude instrumentale sont présentés à titre d'exemple pour les sous-échantillons n°2 et n°9. Les mesures ont été effectuées avec le support d'échantillon d'épaisseur n°1. Les paramètres mesurés (α , $\Delta\varphi$) et déterminés (n , K , $\tan \delta$) pour les sous-échantillon n°2 et n°9 sont respectivement indiqués dans les Tableaux 3.4 et 3.5.

Etna (n°2)	$\alpha \left(= \frac{A}{e_{ef}} \right)$ (dB/cm)	$\Delta\varphi$ (°)	n	K	$\tan \delta$
mesure n°1	10,3	163,70	1,69	3,9	0,035
mesure n°2	9,4	170,20	1,72	4,0	0,032
mesure n°3	9,2	166,20	1,70	3,9	0,031
mesure n°4	8,4	168,20	1,71	4,0	0,029
mesure n°5	8,7	169,10	1,71	4,0	0,029

TABLEAU 3.4 – Coefficient d'absorption (α) et rotation de phase ($\Delta\varphi$) mesurés à 190 GHz pour les cinq mesures du sous-échantillon n°2. La partie réelle de l'indice de réfraction (n), la tangente de perte ($\tan \delta$) et K sont déterminés à partir de ces mesures.

JSC-1A (n°9)	$\alpha \left(= \frac{A}{e_{ef}} \right)$ (dB/cm)	$\Delta\varphi$ (°)	n	K	$\tan \delta$
mesure n°1	6,1	8,84	1,79	4,9	0,020
mesure n°2	6,9	21,9	1,78	4,8	0,022
mesure n°3	6,5	11,1	1,77	4,8	0,021
mesure n°4	5,8	8,15	1,78	4,9	0,019
mesure n°5	6,6	14,3	1,77	4,8	0,021

TABLEAU 3.5 – Coefficient d'absorption (α) et rotation de phase ($\Delta\varphi$) mesurés à 190 GHz pour les cinq mesures du sous-échantillon n°9. La partie réelle de l'indice de réfraction (n), la tangente de perte ($\tan \delta$) et K sont déterminés à partir de ces mesures.

Pour chaque mesure les paramètres $\Delta\phi$, α , n , $\tan \delta$ et K sont différents, par conséquent l'écart-type du résultat d'une mesure varie légèrement de l'une à l'autre. Les variations des incertitudes instrumentales pour les séries de mesures des Tableaux 3.4 et 3.5 sont présentées dans le Tableau 3.6 :

Etna (n°2)	JSC-1A (n°9)
$10^{-3} < \sigma_n < 4 \times 10^{-3}$	$10^{-3} < \sigma_n < 4 \times 10^{-3}$
$10^{-3} < \sigma_{\tan \delta} < 2 \times 10^{-3}$	$6 \times 10^{-4} < \sigma_{\tan \delta} < 10^{-3}$
$6 \times 10^{-3} < \sigma_{\epsilon'} < 10^{-2}$	$7 \times 10^{-3} < \sigma_{\epsilon'} < 10^{-2}$
$10^{-3} < \sigma_{\epsilon''} < 5 \times 10^{-3}$	$10^{-3} < \sigma_{\epsilon''} < 3 \times 10^{-3}$

TABLEAU 3.6 – Incertitudes instrumentales sur n , $\tan \delta$, ϵ' et ϵ'' déterminées pour les sous-échantillons n°2 et 9.

Les incertitudes instrumentales calculées pour toutes les mesures sur les autres échantillons composés de particules poreuses ainsi que sur des fragments compacts de météorites donnent les mêmes ordres de grandeur pour $\sigma_{\epsilon'}$ et $\sigma_{\epsilon''}$. Les barres d'erreurs attachées aux mesures dont les résultats sont présentés dans le chapitre 4 prennent en compte ces incertitudes instrumentales en se basant sur la borne supérieure (point de vue pessimiste), avec : $\sigma_{\epsilon'}$ de l'ordre de 10^{-2} et $\sigma_{\epsilon''}$ de l'ordre de 10^{-2} .

3.2 Elargissement des mesures aux domaines centimétriques et métriques

Le laboratoire IMS situé à Bordeaux dispose de la technologie et de la maîtrise des mesures de permittivité sur divers matériaux. Nous avons engagé des mesures de permittivité des échantillons de particules poreuses à des fréquences allant de 12 à 0,05 GHz pour étudier l'évolution de la permittivité avec la fréquence sur une large bande jamais explorée pour un unique échantillon et pour obtenir des résultats susceptibles d'intérêt pour l'expérience CONSERT à bord de *Rosetta*. Deux méthodes de mesure différentes ont été utilisées pour couvrir deux gammes de fréquences différentes. Premièrement, des cavités résonantes connectées à un analyseur de réseau vectoriel ont été employées pour des mesures à 2,45 ; 5,6 ; 8 et 12 GHz. Deuxièmement, une cellule coaxiale connectée à un analyseur d'impédance a été employée à 50, 100 et 500 MHz.

3.2.1 Cavités résonantes : 2,45 ; 5,6 ; 8 et 12 GHz

La théorie de perturbation des cavités résonantes (Bethe et al. 1943) est utilisée pour effectuer des mesures de permittivité à 2,45 ; 5,6 ; 8 ; 12 et 15 GHz. Les cavités ont des sections rectangulaires. Le couplage avec l'analyseur de réseau vectoriel se fait par un petit orifice percé dans deux faces opposées. La recherche des fréquences de résonance de la cavité permet de définir les conditions de transmission entre ces deux faces réfléchissantes. Pour ces cavités le mode de propagation étudié est le $TE_{1,0,p}$ (où p est un entier positif). Une cavité résonante a des pertes diélectriques (dans les parois et par couplage avec les circuits extérieurs); son coefficient de surtension Q est défini comme le produit par 2π du rapport entre l'énergie emmagasinée W_a et l'énergie perdue W pendant une période :

$$Q = \frac{2\pi W_a}{W} . \quad (3.25)$$

Le coefficient de surtension donne une idée de la qualité de la cavité ; plus il est grand, moins il y a de pertes électromagnétiques. La méthode de mesure utilisée est celle de la faible perturbation du mode de résonance induite par l'introduction de l'échantillon dont la permittivité est recherchée (Boudouris, 1965; Pohl *et al.*, 1995). Une fois le matériau introduit au centre de la cavité, où le champ électrique des ondes stationnaires est maximum, la fréquence de résonance ν_0 est décalée de $\Delta\nu$ jusqu'à la fréquence ν_1 et le facteur de qualité de la cavité est réduit de la valeur Q_0 à Q_1 . La partie réelle et la partie imaginaire de la permittivité sont obtenues en mesurant ces modifications avec un analyseur de réseau vectoriel connecté à la cavité. Les courbes de résonances sont visibles en temps réel sur ordinateur (voir Figure 3.13).

Sous l'hypothèse que le champ électromagnétique est uniforme à l'intérieur de l'échantillon et faiblement perturbé par l'insertion de l'échantillon V_{ech} , la partie réelle et la partie imaginaire de la permittivité sont déterminées par les équations (Pohl *et al.*, 1995) :

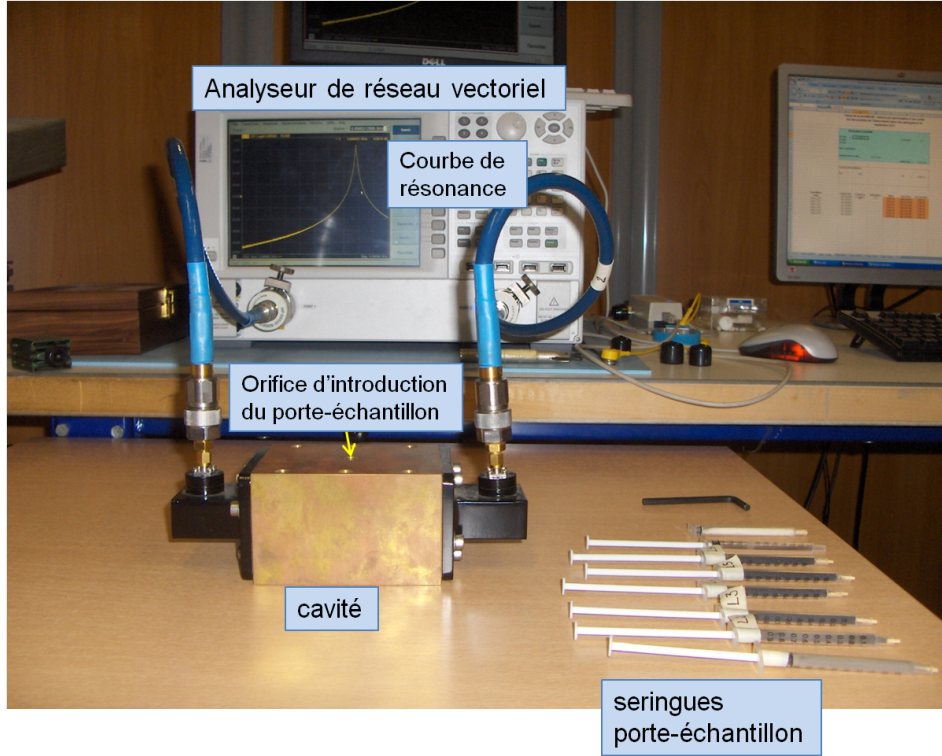


FIGURE 3.13 – Mise en place des mesures en cavité résonante. Les cavités sont connectées à l’analyseur de réseau vectoriel de référence N5242A.

$$\epsilon' = 1 + (2/\tau) \times (\Delta\nu)/\nu_0 , \quad (3.26)$$

$$\epsilon'' = (1/\tau) \times [(1/Q_1) - (1/Q_0)] , \quad (3.27)$$

avec $\tau = \frac{\int_{V_{ech}} |\mathbf{E}|^2 dv}{\int_{V_C} |\mathbf{E}|^2 dv}$ coefficient de remplissage qui se calcule en fonction de la distribution de la puissance du champ électrique $|\mathbf{E}|^2$ dans le volume de l’échantillon V_{ech} et celui de la cavité V_C .

La vérification du dispositif de mesure s’effectue avec des matériaux standards comme le PTFE.

Chaque sous-échantillon a été introduit dans une petite seringue, préalablement nettoyée, de 10 cm de long et 8 mm de diamètre (voir Figure 3.13). Une seringue vide est utilisée pour déterminer la fréquence de résonance ν_0 de la cavité.

Lors de la mesure, l’échantillon est centré et calé dans chaque cavité ; l’erreur liée à la mise en place de l’échantillon est négligeable. Le champ électromagnétique est perturbé de la même manière si plusieurs mesures sont effectuées avec le même échantillon laissé dans le même support comme le montre une série de mesure réalisée avec un sable fin de la dune du Pilat (bassin d’Arcachon, France). Les résultats sont donnés dans le Tableau 3.7. Ce test indique que sur une large série de mesures, le résultat de la mesure ne varie pas plus que 2% pour ϵ' et 6% pour ϵ'' .

3.2 Elargissement des mesures aux domaines centimétriques et métriques

n°	ϵ'	$\epsilon'' \times 10^{-3}$
1	2,90	8,52
2	2,90	8,61
3	2,89	8,61
4	2,92	8,75
5	2,93	8,84
6	2,90	8,76
7	2,93	8,80
8	2,93	9,00
9	2,90	8,83
10	2,92	8,84
11	2,91	8,65
12	2,91	8,70
13	2,91	8,58
14	2,92	8,76
15	2,91	8,59
16	2,91	8,69

TABLEAU 3.7 – Test de répétitivité de la mesure en cavité résonante avec un échantillon de sable de la dune du Pilat (effectué en octobre 2012 à l’IMS de Bordeaux.)

3.2.2 Cellule coaxiale : 50, 100 et 500 MHz

Cette méthode emploie un conducteur central rigide connectée à l’une de ses extrémités à un analyseur d’impédance. Les échantillons sont introduits dans la cellule (son diamètre est de 5 mm et sa longueur est de 15 mm) de la sonde coaxiale qui se termine par un court-circuit vissé (voir Figure 3.14). Après un étalonnage de l’analyseur d’impédance, celui-ci est connecté à la cellule contenant l’échantillon pour mesurer l’admittance complexe Y égale à l’inverse de l’impédance et mesurée en siemens (composée d’une partie réelle G , la conductance, et d’une partie imaginaire B , la susceptance) au niveau du plan de mesure (défini comme le plan de connexion de la sonde avec l’analyseur d’impédance).

L’ensemble peut être modélisé par un schéma électrique équivalent formé de deux capacités en parallèle (voir Figure 3.15) : la capacité résiduelle C_0 due à la longueur de la ligne de transmission entre le plan de mesure et l’échantillon et la capacité à vide de la cellule C_a . Les paramètres C_0 et C_a sont propres à la sonde coaxiale utilisée et sont déterminées par des mesures sur des matériaux standards comme le PTFE. La capacité à vide de la cellule devient égale à $C_a(\epsilon'' + i\epsilon')$ lorsque l’échantillon est introduit dans le système. L’admittance complexe Y d’un tel circuit électrique équivalent s’exprime en fonction de la capacité totale C_{tot} ($C_0 + C_a(\epsilon'' + i\epsilon')$) sous la forme suivante : $Y = i\omega C_{tot}$. Par identification des parties réelles et imaginaires, la conductance G s’exprime en fonction de ϵ'' comme $\omega\epsilon''C_a$. La susceptance B s’exprime en fonction de ϵ' et est égale à $\omega(C_a\epsilon' + C_0)$. La partie réelle et la partie imaginaire de l’échantillon sont donc obtenues par les équations

$$\epsilon' = \left(\frac{B}{\omega} - C_0 \right) \times \frac{1}{C_a}, \quad (3.28)$$

et

$$\epsilon'' = \frac{G}{\omega C_a} . \quad (3.29)$$

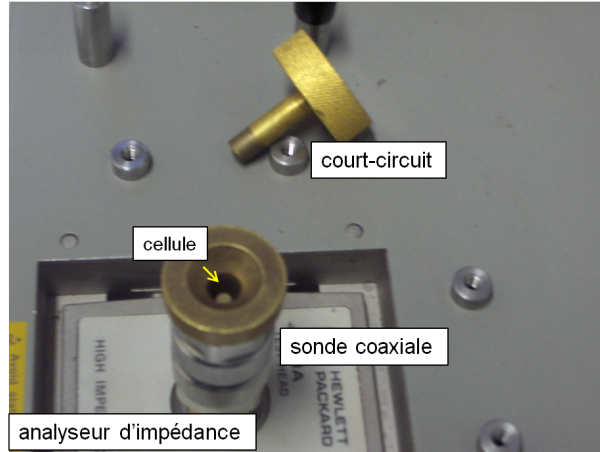


FIGURE 3.14 – Sonde coaxiale connectée à l'analyseur d'impédance de référence HP 4291A.

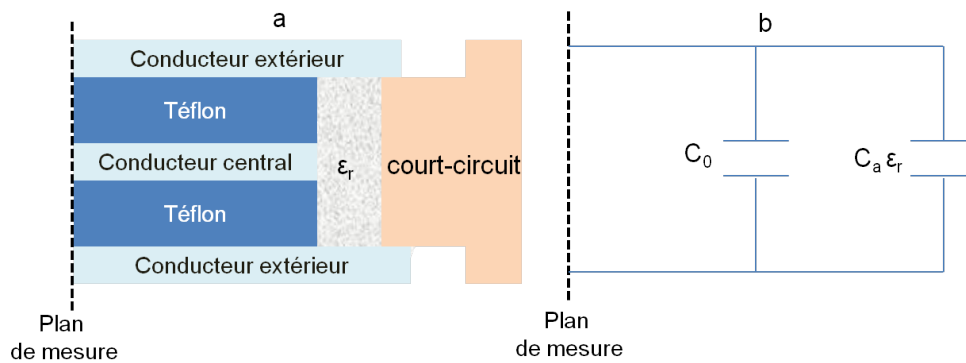


FIGURE 3.15 – a : Schéma de la sonde coaxiale avec l'échantillon introduit dans la cellule fermée par un court-circuit. b : Circuit électrique équivalent formé de deux capacités en parallèle, C_0 est la capacité résiduelle de la ligne de transmission et C_a est la capacité à vide de la cellule.

L'incertitude absolue sur la mesure de la permittivité (partie réelle et imaginaire) avec les cavités résonantes et la sonde coaxiale, est estimée à 5% au maximum (communication de G. Ruffié, IMS).

3.3 Synthèse

Dans la section 3.1 nous avons présenté le banc mis en place au LERMA afin d'effectuer des mesures de permittivité dans le domaine millimétrique englobant la bande de réception millimétrique de MIRO. Le banc est monté en transmission et les mesures sont réalisées en espace libre dans les conditions du laboratoire. Nous estimons la permittivité de chaque sous-échantillon poreux par une moyenne obtenue à partir d'une série de cinq mesures pour lesquelles la masse volumique du sous-échantillon est déterminée. Concernant les fragments d'aubrite et de diogénite, un usinage des échantillons a été nécessaire pour tenir compte des contraintes instrumentales. Une série de cinq mesures a été effectuée sur chacune des faces des deux tranches d'échantillons obtenues en ciblant une zone spécifique. Avec les protocoles mis en place pour les mesures sur les échantillons poreux et les deux fragments de météorites, la précision atteinte des mesures à 190 GHz (et 180 GHz pour les sous-échantillons n°4 et 13) est inférieure ou égale à 10% à la fois pour ϵ' et pour ϵ'' , en tenant compte à la fois de l'écart-type des mesures (qui tient compte de l'erreur sur l'orientation des grains, de la masse volumique et de la distribution en taille des grains) et de l'incertitude instrumentale.

Dans la section 3.2 nous avons décrit les méthodes de mesures utilisées au laboratoire IMS de Bordeaux pour effectuer les mesures de permittivité sur les échantillons poreux. Quatre cavités résonantes connectées à un analyseur de réseau vectoriel ont été utilisées pour faire une mesure sur chaque sous-échantillon à 2,45 ; 5,6 ; 8 et 12 GHz. Une sonde coaxiale connectée à un analyseur d'impédance nous a permis de faire une mesure pour chaque sous-échantillon à 0,05 ; 0,10 et 0,50 GHz. La précision des mesures à ces fréquences est inférieure ou égale à 5%, en ne tenant compte que de l'incertitude instrumentale. Avec ces mesures nous obtenons un balayage en fréquence de la permittivité qui s'étale sur plus de trois ordre de grandeur et effectué avec trois échantillons différents. Cela constitue une première en la matière.

CHAPITRE 3 : *Mise en place de mesure de permittivité entre 190 et 0,05 GHz*

Chapitre 4

Mesures de permittivité et implications

Les résultats des mesures sur les cendres volcaniques naturellement poreuses (porosité de 30 à 60%) et sur les fragments compacts de météorites présentées dans le chapitre 2 sont détaillés dans ce chapitre. La première section concerne les résultats des mesures de permittivité sur les échantillons poreux en fonction de la distribution en taille des grains et de la fréquence sur toute la gamme explorée ([0.05 – 190] GHz). Nous présenterons également l'effet de la masse volumique (liée à la porosité) sur la permittivité mesurée à 190 GHz.

Dans la deuxième section ces résultats sont interprétés dans le cadre de la préparation des observations du noyau de la comète 67P/C-G par MIRO et nous proposons une première estimation de la permittivité de la surface et de la sous-surface.

Dans la troisième section nous présentons les résultats obtenus sur les fragments d'aubrite et de diogénite, puis nous les comparons avec ceux obtenus sur les échantillons poreux.

4.1 Permittivité de matériaux poreux, représentatifs de poussières cométaires floconneuses et de régolite astéroïdal

Les mesures de permittivité dans le domaine millimétrique ont été effectuées au LERMA en 2012 – 2013. La partie réelle (ϵ') et la partie imaginaire (ϵ'') d'un sous-échantillon sont estimées en moyennant les résultats d'une série de cinq mesures. Les barres d'erreur tiennent compte de l'incertitude instrumentale (voir 3.1.5) et de la dispersion des mesures qui dépend de la distribution en taille des grains traversés par le faisceau, de leur assemblage et de la masse volumique. L'intégralité des mesures obtenues est présentée dans l'annexe A. Comme illustré en 4.2.2, les mesures ont été effectuées avec un balayage en fréquence de 180 à 200 GHz pour une mesure centrée sur 190 GHz. Pour les échantillons n°4 et n°13 (de plus grande taille, voir Tableau 2.9), nous avons utilisé un balayage de fréquence différent. Ces sous-échantillons atténuent le signal de 20 à 30 dB et comme les performances du dispositif de mesure sont dégradées à plus haute fréquence, le balayage en fréquence va de 175 à 185 GHz avec une mesure centrée sur 180 GHz.

Les mesures dans les gammes de fréquences [0,05 – 0,50] GHz et [2,45 – 12] GHz ont été réalisées à l'IMS de Bordeaux en 2012 avec des techniques classiques de détermination de la permittivité pour ces fréquences (respectivement avec une sonde coaxiale et des cavités résonantes). Les résultats présentés ne sont représentatifs que d'un seul état de l'échantillon en terme d'orientation des grains, de distribution en taille des grains et de masse volumique. La permittivité des sous-échantillons n°1 et 5 n'a pas pu être mesurée avec les cavités résonantes à cause de la faible masse disponible pour chacun d'eux (< 4 g).

La température et l'hygrométrie relative de l'air ambiant ont été relevées pour chaque mesure : la température varie entre 23°C et 27°C pour les mesures au LERMA et entre 20 et 21°C à l'IMS ; l'hygrométrie relative varie entre 35% et 48% au LERMA et entre 53% et 54% à l'IMS.

Dans la suite du mémoire, les fréquences de mesure de 180 et 190 GHz, de 2,45 à 12 GHz et de 0,05 à 0,50 GHz seront respectivement appelées "haute fréquence", "fréquences intermédiaires" et "basses fréquences".

4.1.1 Résultats pour les échantillons de l'Etna

Les résultats des mesures pour les sous-échantillons provenant de l'Etna à haute fréquence sont répertoriés dans le Tableau 4.1 tandis que les mesures aux fréquences intermédiaires et à basses fréquences sont répertoriées dans le Tableaux 4.2. La Figure 4.1 montre respectivement la partie réelle ϵ' et la partie imaginaire ϵ'' de la permittivité pour les sous-échantillons de l'Etna en fonction de la granulométrie moyenne des sous-échantillons (représentée par la taille moyenne des grains Φ estimée en 2.4) pour les trois domaines de fréquences étudiés.

La partie réelle de la permittivité (ϵ') a des valeurs comprises entre 2,60 et 4,00. À haute fréquence, ϵ' augmente avec la taille moyenne des grains de 2,66 (sous-échantillon n°1) à 3,92 (sous-échantillon n°4). Aucune variation significative en fonction de Φ n'est notée pour les fréquences intermédiaires

4.1 Permittivité de matériaux poreux, représentatifs de poussières cométaires floconneuses et de régolite astéroïdal

où les valeurs restent proches de 3,10. En ce qui concerne les fréquences les plus basses, ϵ' décroît lentement de 3,60 à 3,10 lorsque la taille moyenne des grains augmente.

La partie imaginaire ϵ'' de la permittivité reste comprise entre environ 0,05 et 0,30. Elle reste relativement stable en fonction de la taille moyenne des grains pour toutes les fréquences, excepté à 190 GHz où une augmentation est à noter. En effet, de 0,05 à 12 GHz, ϵ'' est resté comprise entre 0,07 et 0,10 tandis qu'à 190 GHz les valeurs augmentent de environ 0,05 à 0,30.

ν (GHz)	Echantillon	$\bar{\epsilon}' \pm \sigma_{\bar{\epsilon}'}$	$\bar{\epsilon}'' \pm \sigma_{\bar{\epsilon}''}$	$\Phi \pm \sigma_{\Phi} (\mu\text{m})$	$\bar{\rho} \pm \sigma_{\bar{\rho}} (\text{kg/m}^3)$	\bar{T}_a (°C)	\bar{H}_a (%)
190	n°1	2,66 ± 0,05	0,051 ± 0,010	36 ± 15	1085 ± 14	24	35
190	n°2	2,92 ± 0,04	0,091 ± 0,007	115 ± 35	1236 ± 10	25	38
190	n°3	3,15 ± 0,06	0,144 ± 0,010	283 ± 67	1190 ± 15	25	38
180	n°4	3,92 ± 0,10	0,305 ± 0,013	506 ± 60	1207 ± 13	25	48

TABLEAU 4.1 – Mesures de permittivité à haute fréquence pour les sous-échantillons n°1, 2 et 3, et 4 provenant de l'Etna. \bar{T}_a et \bar{H}_a sont respectivement la température moyenne et l'hygrométrie relative moyenne calculées à partir des températures et hygrométries relatives relevées pendant les mesures.

Echantillon	$\nu = 12$ GHz		8 GHz		5,6 GHz		2,45 GHz		0,50 GHz		0,10 GHz		0,05 GHz	
	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''
n°1	n.m.	n.m.	n.m.	n.m.	n.m.	n.m.	n.m.	n.m.	3,56	0,09	3,58	0,09	3,60	0,09
n°2	3,05	0,09	3,05	0,09	3,05	0,08	3,10	0,07	3,50	0,09	3,51	0,08	3,54	0,08
n°3	3,05	0,09	3,05	0,09	3,05	0,09	3,10	0,08	3,48	0,10	3,49	0,10	3,52	0,10
n°4	3,05	0,10	3,05	0,10	3,05	0,09	3,10	0,08	3,14	0,09	3,15	0,09	3,20	0,09

TABLEAU 4.2 – Mesures de permittivité pour les sous-échantillons n°1, 2, 3, et 4 (Etna) à 12 ; 8 ; 5,6 et 2,45 GHz (température = 21°C ; hygrométrie relative = 53%) et à 0,50 ; 0,10 et 0,05 GHz (température = 20°C ; hygrométrie relative = 54%). n.m. (non mesuré) indique que les mesures n'ont pas pu être réalisées pour l'échantillon n°1 (à cause de la faible masse disponible).

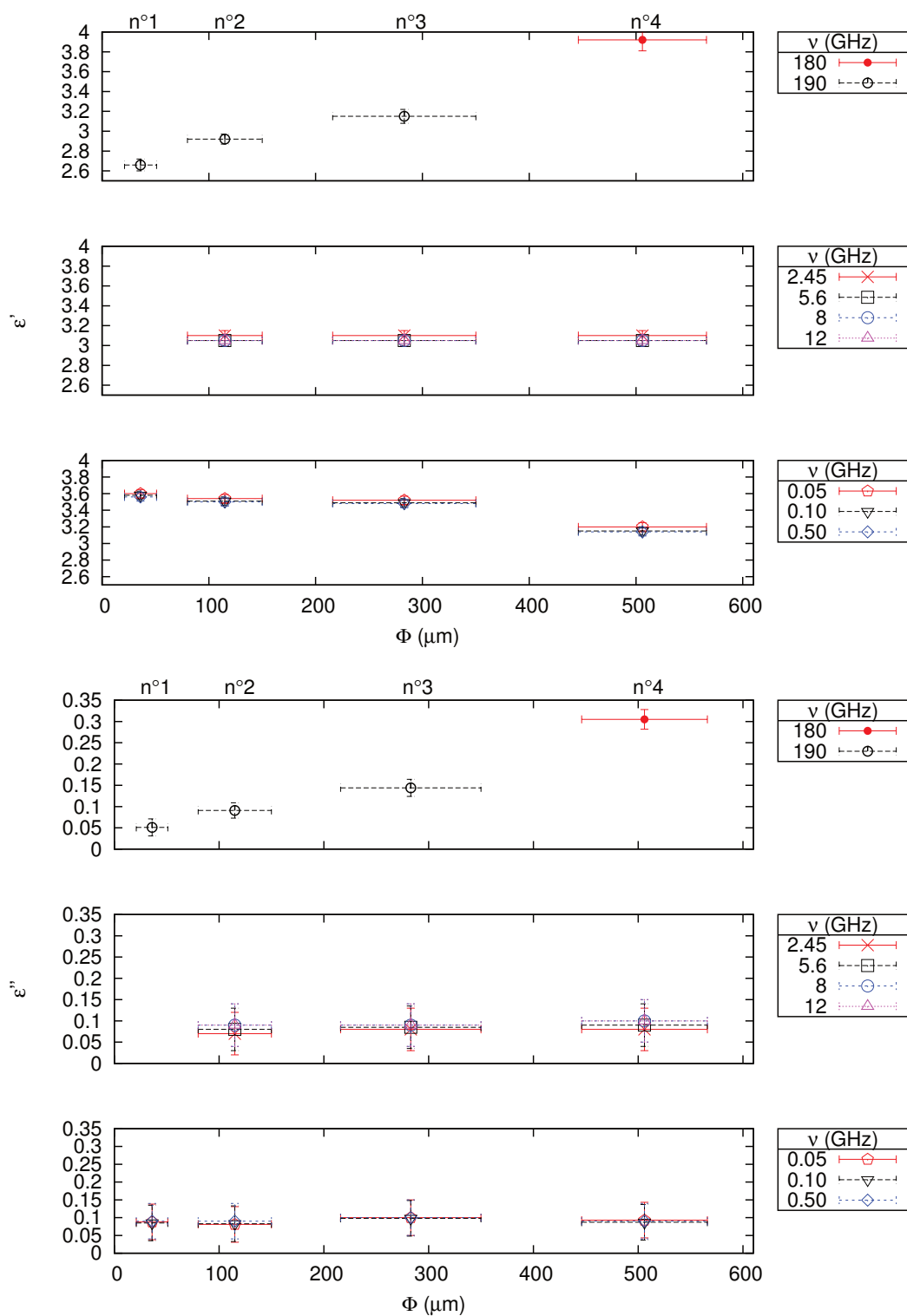


FIGURE 4.1 – Partie réelle ϵ' (en haut) et partie imaginaire ϵ'' (en bas) de la permittivité des sous-échantillons n°1, 2, 3 et 4 (Etna) en fonction de la granulométrie moyenne (Φ) pour toute la gamme de fréquence.

4.1 Permittivité de matériaux poreux, représentatifs de poussières cométaires floconneuses et de régolite astéroïdal

4.1.2 Résultats pour le simulant du régolite martien JSC Mars-1

Les résultats des mesures pour le simulant JSC Mars-1 à haute fréquence sont répertoriés dans le Tableau 4.3 tandis que les mesures aux fréquences intermédiaires et à basses fréquences sont répertoriées dans le Tableau 4.4. La Figure 4.2 montre respectivement la partie réelle ϵ' et la partie imaginaire ϵ'' de la permittivité en fonction de la taille moyenne des grains pour les trois domaines de fréquence étudiés.

Les valeurs de ϵ' sont comprises entre 2,10 et 3,90. À 190 GHz, on note une augmentation similaire à celle obtenue pour les dépôts pyroclastiques de l'Etna (voir Tableau 4.1). Plus précisément, ϵ' est égal à 2,13 pour le sous-échantillon n°1 et 2,42 pour les sous-échantillons n°2 et 3. Aux fréquences intermédiaires et aux basses fréquences, les tendances semblent être différentes. On observe une faible décroissance de ϵ' en fonction de la taille moyenne des grains. Aux fréquences intermédiaires, ϵ' varie entre 2,70 et 3,10 tandis qu'aux basses fréquences ϵ' varie entre 3,30 et 3,90.

Aussi, ϵ'' varie entre 0,10 et 0,30 en fonction des sous-échantillons. À haute et basses fréquences, ϵ'' reste relativement constante en fonction de la taille moyenne des grains, alors qu'aux fréquences intermédiaires ϵ'' décroît avec la taille moyenne des grains. Plus précisément, à 190 GHz, ϵ'' reste proche de 0,17. Pour les fréquences de 0,05 ; 0,10 et 0,50 GHz, ϵ'' reste respectivement proche de 0,20 ; 0,25 et 0,30 lorsque la taille moyenne des grains augmente. Aux fréquences de 5,6 ; 8 et 12 GHz, ϵ'' décroît entre 0,30 et 0,20 lorsque la taille moyenne des grains augmente. À 2,45 GHz, la partie imaginaire de la permittivité décroît de 0,22 à 0,18 lorsque la taille moyenne des grains augmente.

ν (GHz)	Echantillon	$\bar{\epsilon}' \pm \sigma_{\bar{\epsilon}'}$	$\bar{\epsilon}'' \pm \sigma_{\bar{\epsilon}''}$	$\Phi \pm \sigma_{\Phi} (\mu\text{m})$	$\bar{\rho} \pm \sigma_{\bar{\rho}} (\text{kg/m}^3)$	\bar{T}_a (°C)	\bar{H}_a (%)
190	n°5	2,13 \pm 0,04	0,174 \pm 0,016	42 \pm 21	804 \pm 22	24	37
190	n°6	2,42 \pm 0,01	0,167 \pm 0,005	157 \pm 36	864 \pm 8	25	38
190	n°7	2,42 \pm 0,04	0,165 \pm 0,004	272 \pm 46	849 \pm 9	25	38

TABLEAU 4.3 – Mesures de permittivité à haute fréquence pour les sous-échantillons n°5, 6 et 7 du simulant de régolite martien JSC Mars-1. \bar{T}_a et \bar{H}_a sont respectivement la température moyenne et l'hygrométrie relative moyenne calculées à partir des températures et hygrométries relatives relevées pendant les mesures.

Echantillon	$\nu = 12$ GHz		8 GHz		5,6 GHz		2,45 GHz		0,50 GHz		0,10 GHz		0,05 GHz	
	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''
n°5	n.m.	n.m.	n.m.	n.m.	n.m.	n.m.	n.m.	n.m.	3,66	0,23	3,75	0,25	3,86	0,30
n°6	2,85	0,29	2,90	0,28	3,00	0,26	3,10	0,22	3,50	0,21	3,60	0,24	3,70	0,28
n°7	2,70	0,26	2,70	0,23	2,80	0,21	2,90	0,18	3,30	0,21	3,40	0,24	3,50	0,28

TABLEAU 4.4 – Mesures de permittivité à 12 ; 8 ; 5,6 et 2,45 GHz (température = 21°C ; hygrométrie relative = 53%) et à 0,50 ; 0,10 et 0,05 GHz (température = 20°C ; hygrométrie relative = 54%) pour les sous-échantillons n°5, 6 et 7 du simulant de régolite martien JSC Mars-1. n.m. (non mesuré) indique que les mesures n'ont pas pu être réalisées pour l'échantillon n°5 (à cause de la faible masse disponible).

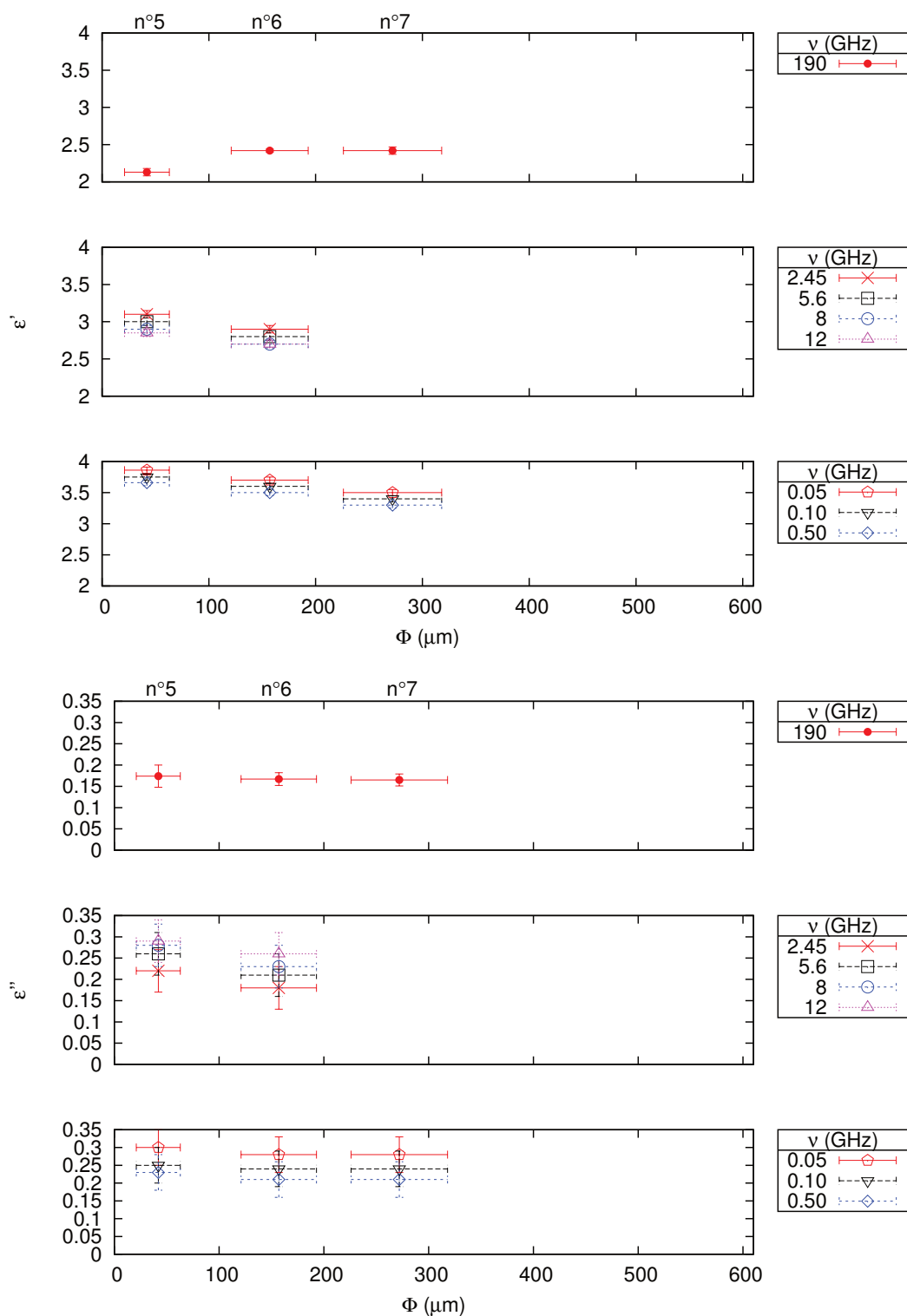


FIGURE 4.2 – Partie réelle ϵ' (en haut) et partie imaginaire ϵ'' (en bas) de la permittivité des sous-échantillons n°5, 6 et 7 du simulant de régolite martien JSC Mars-1 en fonction de la granulométrie moyenne (Φ) pour toute la gamme de fréquence.

4.1 Permittivité de matériaux poreux, représentatifs de poussières cométaires floconneuses et de régolite astéroïdal

4.1.3 Résultats pour le simulant du régolite lunaire JSC-1A

Les résultats des mesures pour le simulant JSC-1A à haute fréquence sont répertoriés dans le Tableau 4.5 tandis que les mesures aux fréquences intermédiaires et à basses fréquences sont répertoriées dans le Tableau 4.6. La Figure 4.3 montre respectivement la partie réelle ϵ' et la partie imaginaire ϵ'' de la permittivité en fonction de la taille moyenne des grains pour les trois domaines de fréquence étudiés. Les valeurs de ϵ' sont comprises entre 2,89 et 3,55. À haute fréquence, ϵ' varie entre 2,89 et 3,20 pour les sous-échantillons n°8, 9 et 10, puis augmente jusqu'à 3,55 (n°13). Aux fréquences intermédiaires la tendance générale est une décroissance de ϵ' entre 3,50 et 2,90 lorsque la taille moyenne des grains augmente. La même tendance est observée pour les mesures à basse fréquence où ϵ' décroît entre 3,40 et 3,00 lorsque la taille moyenne des grains augmente.

Toutes fréquences confondues, ϵ'' est comprise entre 0,04 et 0,17. À haute fréquence on note que ϵ'' augmente d'environ 0,05 à 0,17 lorsque la taille moyenne des grains augmente. Aux fréquences intermédiaires et aux basses fréquences, les valeurs sont quasiment constantes et sont comprises entre 0,04 et 0,09 pour les différents sous-échantillons.

ν (GHz)	Echantillon	$\bar{\epsilon}' \pm \sigma_{\bar{\epsilon}'}$	$\bar{\epsilon}'' \pm \sigma_{\bar{\epsilon}''}$	$\Phi \pm \sigma_{\Phi} (\mu\text{m})$	$\bar{\rho} \pm \sigma_{\bar{\rho}} (\text{kg/m}^3)$	\bar{T}_a (°C)	\bar{H}_a (%)
190	n°8	2,89 ± 0,02	0,051 ± 0,006	24 ± 9	1285 ± 8	25	37
190	n°9	3,17 ± 0,03	0,065 ± 0,003	74 ± 28	1395 ± 6	24	40
190	n°10	2,93 ± 0,03	0,065 ± 0,002	164 ± 21	1237 ± 22	27	42
190	n°11	2,99 ± 0,05	0,067 ± 0,006	248 ± 39	1228 ± 11	25	43
190	n°12	3,16 ± 0,03	0,102 ± 0,004	347 ± 43	1166 ± 8	26	37
180	n°13	3,55 ± 0,06	0,167 ± 0,004	544 ± 59	1103 ± 27	26	48

TABLEAU 4.5 – Mesures de permittivité à haute fréquence pour les sous-échantillons n°8, 9, 10, 11 et 12, et 13 du simulant JSC-1A. \bar{T}_a et \bar{H}_a sont respectivement la température moyenne et l'hygrométrie relative moyenne calculées à partir des températures et hygrométries relatives relevées pendant les mesures.

Echantillon	$\nu = 12$ GHz		8 GHz		5,6 GHz		2,45 GHz		0,50 GHz		0,10 GHz		0,05 GHz	
	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''
n°8	3,35	0,09	3,32	0,05	3,30	0,05	3,12	0,04	3,25	0,05	3,25	0,07	3,25	0,08
n°9	3,37	0,09	3,54	0,07	3,50	0,07	3,36	0,06	3,40	0,05	3,40	0,07	3,40	0,08
n°10	3,18	0,08	3,30	0,06	3,30	0,06	3,32	0,06	3,30	0,05	3,30	0,07	3,30	0,08
n°11	3,12	0,08	3,21	0,06	3,18	0,06	3,11	0,05	3,15	0,05	3,15	0,07	3,15	0,08
n°12	3,10	0,08	3,08	0,06	3,09	0,06	3,10	0,05	3,10	0,05	3,10	0,07	3,10	0,08
n°13	2,90	0,07	2,90	0,06	2,90	0,06	2,90	0,05	3,00	0,05	3,00	0,07	3,00	0,08

TABLEAU 4.6 – Mesures de permittivité à 12 ; 8 ; 5,6 et 2,45 GHz (température = 21°C ; hygrométrie relative = 53%) et à 0,50 ; 0,10 et 0,05 GHz (température = 21°C ; hygrométrie relative = 54%) pour les sous-échantillons n°8, 9, 10, 11, 12 et 13 du simulant JSC-1A.

4.1 Permittivité de matériaux poreux, représentatifs de poussières cométaires floconneuses et de régolite astéroïdal

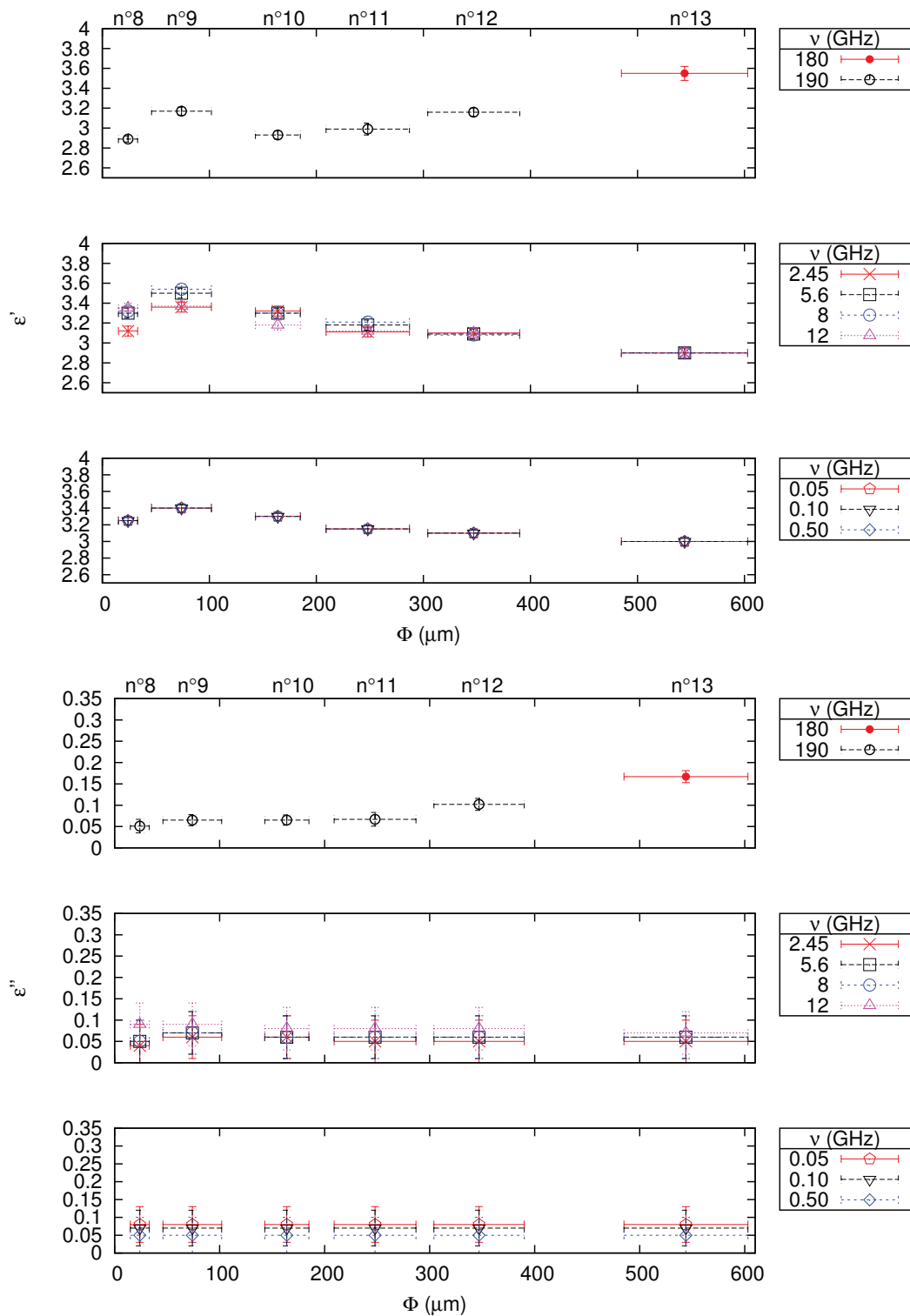


FIGURE 4.3 – Partie réelle ϵ' (en haut) et partie imaginaire ϵ'' (en bas) de la permittivité des sous-échantillon n°8, 9, 10, 11, 12 et 13 du simulant JSC-1A en fonction de la granulométrie moyenne mesurées pour toute la gamme de fréquence.

4.1.4 Effet de la diffusion à hautes fréquences

Les résultats montrent une augmentation systématique de la permittivité des sous-échantillons provenant de l'Etna et du simulant JSC-1A en fonction de la taille moyenne des grains quand celle-ci est supérieure à environ $200 \mu\text{m}$. Cette tendance n'est pas mise en évidence pour le simulant JSC Mars-1 puisqu'il n'a pas été possible d'obtenir des sous-échantillons avec une taille moyenne des grains dépassant $315 \mu\text{m}$. La Figure 4.4 représente l'évolution de ϵ' corrigé de la masse volumique (ϵ'/ρ) en fonction du rapport λ/Φ pour les sous-échantillons provenant de l'Etna et du simulant JSC-1A ; elle met en évidence une croissance exponentielle de la partie réelle de la permittivité lorsque λ/Φ diminue à partir de $\lambda/\Phi = 8$ (et donc $\Phi = 200 \mu\text{m}$). La diffusion de l'onde millimétrique par les grains (voir section 1.4.3) deviendrait suffisamment importante pour $\Phi = 200 \mu\text{m}$ et les mesures en seraient affectées. Tout se passe comme si le détecteur avait en face de lui un milieu plus dense puisque les pertes mesurées sont plus importantes et donc $\tan \delta$, ϵ'' et ϵ' augmentent. Cet effet n'est pas observé vers les basses fréquences.

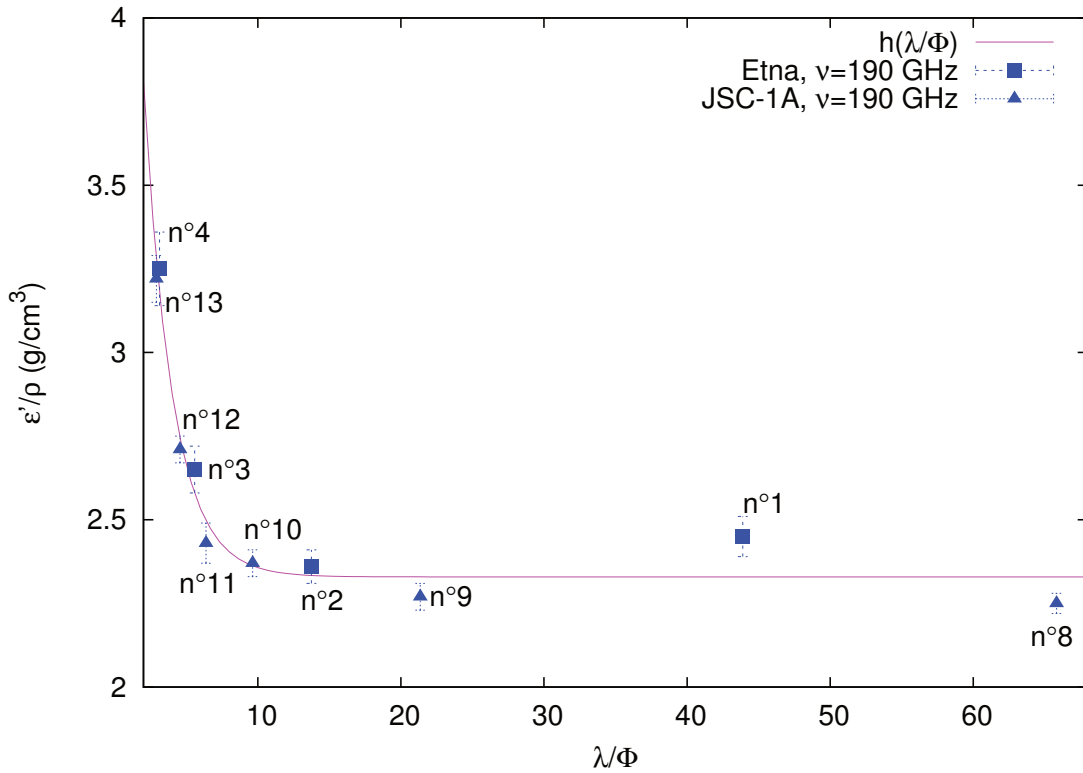


FIGURE 4.4 – Partie réelle de la permittivité corrigée de la masse volumique (ϵ'/ρ) en fonction du rapport (longueur d'onde/taille moyenne des grains, λ/Φ) d'après les mesures à hautes fréquences sur les échantillons représentatifs de poussières cométaires et astéroïdales.

$h(\lambda/\Phi) = A \times e^{(\lambda/\Phi) \times B} + C$. Paramètres d'ajustement de la fonction exponentielle $h(\lambda/\Phi)$: $A = 4,01 \pm 1,12$; $B = -0,50 \pm 0,09$; $C = 2,33 \pm 0,04$.

4.1.5 Dépendance de la permittivité avec la masse volumique à hautes fréquences

Dans le cadre des mesures de permittivité à hautes fréquences, nous allons maintenant détailler les relations entre la permittivité, la masse volumique moyenne $\bar{\rho}$ et la taille moyenne des grains Φ pour les sous-échantillons étudiés (voir Figure 4.5).

Pour les sous-échantillons provenant de l'Etna, $\bar{\rho}$ augmente de 14% entre les sous-échantillons n°1 et 2, diminue de 4% entre les sous-échantillons n°2 et 3, puis augmente d'environ 1,5% entre les sous-échantillons n°3 et 4 (voir Figure 4.5). Pour le simulant du régolite martien, $\bar{\rho}$ augmente d'environ 7% entre les sous-échantillons n°5 et 6 puis diminue d'environ 2% entre les sous-échantillons n°6 et 7. Enfin, $\bar{\rho}$ augmente d'environ 100 kg/m³ entre les deux premiers sous-échantillons du simulant JSC-1A ; $\bar{\rho}$ diminue ensuite jusqu'à atteindre environ 1100 kg/m³ (voir Figure 4.5).

Quand on compare les variations de la permittivité avec les variations de la masse volumique pour les trois échantillons étudiés, on note de manière systématique que ϵ' évolue suivant les variations de $\bar{\rho}$ jusqu'à $\Phi = 200 \mu\text{m}$. Au-delà, l'effet de la diffusion par les grains (vu en 4.1.4) contrôle l'évolution de la permittivité.

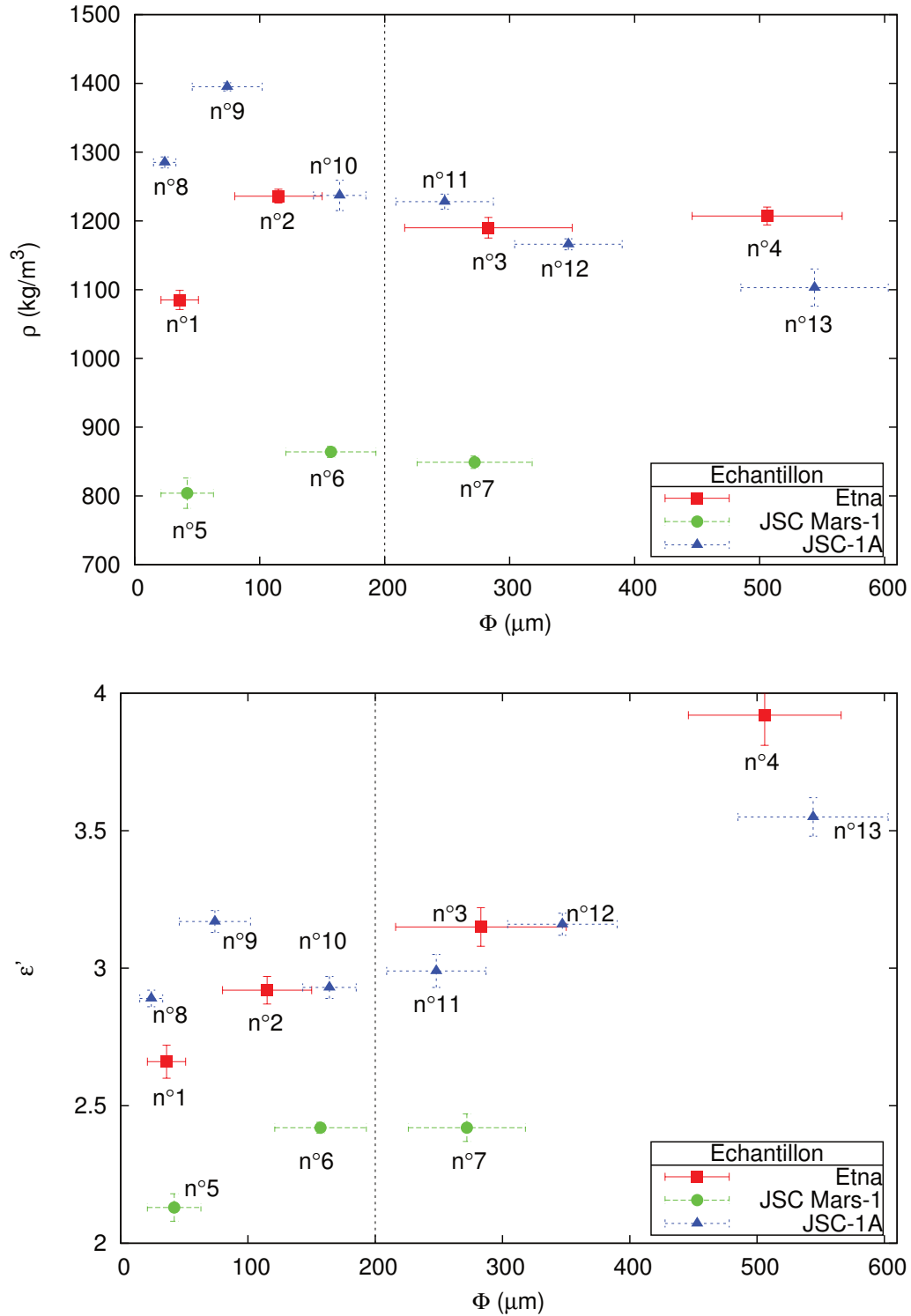


FIGURE 4.5 – Masse volumique $\bar{\rho}$ (en haut) et ϵ' (en bas) en fonction de la granulométrie à partir des mesures à 180 GHz pour les sous-échantillons n°4 et 13 et à 190 GHz pour tous les autres sous-échantillons. L'effet de la diffusion devient suffisamment important à partir de $\Phi = 200 \mu\text{m}$, par conséquent ϵ' ne suit plus l'évolution de la masse volumique.

4.1.6 Dépendance de la permittivité avec la fréquence

Pour les mêmes raisons que nous avons évoqué en 4.2.2, nous supposons que les variations des conditions de mesure, en termes de température et d'hygrométrie relative entre les différentes expériences, n'influencent pas les résultats concernant les mesures de permittivité. Ce qui nous permet de comparer les résultats des mesures en fonction des différentes fréquences explorées.

Les Figures 4.6, 4.7 et 4.8 présentent respectivement la partie réelle et la partie imaginaire de la permittivité en fonction de la fréquence en échelle logarithmique pour les sous-échantillons provenant de l'Etna, du simulant JSC Mars-1 et du simulant JSC-1A. À hautes fréquences, les résultats obtenus concernant les sous-échantillons n°3, 4, 11, 12 et 13, dont les mesures sont affectées par la diffusion (vu en 4.1.4), n'apparaissent pas.

Pour les sous-échantillons de l'Etna la partie réelle de la permittivité décroît quand la fréquence augmente. Pour chaque sous-échantillon, la partie imaginaire ne varie pas de manière significative le long de la bande des basses fréquences et celle des fréquences intermédiaires.

On observe une décroissance systématique de ϵ' quand la fréquence augmente pour tous les sous-échantillons du simulant JSC Mars-1. La partie imaginaire de la permittivité diminue avec la fréquence dans la bande des basses fréquences puis semble augmenter dans la bande des fréquences intermédiaires. Les valeurs de ϵ'' sont les plus basses à 190 GHz.

En ce qui concerne le simulant JSC-1A, lorsque la fréquence augmente, ϵ' diminue pour les sous-échantillons n°12 et 13 entre la bande des basses fréquences et la bande des fréquences intermédiaires. Pour le sous-échantillon n°13, ϵ' reste constante pour chacune de ces bandes. Pour les sous-échantillons n°8, 9, 10 et 11, ϵ' reste constante le long de la bande des basses fréquences tandis qu'elle varie doucement dans la bande des fréquences intermédiaires. On observe donc un comportement différent aux basses fréquences et aux fréquences intermédiaires (sauf pour le sous-échantillon n°13). ϵ' diminue entre 12 et 190 GHz pour les sous-échantillons n°8, 9 et 10. En ce qui concerne la partie imaginaire, celle-ci ne varie pas de manière significative le long de la bande des basses fréquences et de la bande des fréquences intermédiaires.

Globalement la partie réelle de la permittivité décroît quand la fréquence augmente pour les trois types d'échantillons et la partie imaginaire ne varie pas de manière significative le long de la bande de fréquence pour les sous-échantillons provenant de l'Etna et le simulant JSC-1A ; les variations de ϵ'' sont plus marquées pour le simulant JSC Mars-1. Les résultats observés en fonction de la fréquence sont donc cohérents avec la dépendance en fréquence théorique de la permittivité (voir 1.5.4), bien que trois instruments différents aient été nécessaires pour mener à bien les mesures sur une telle gamme de fréquence, entre 0.05 et 190 GHz (voir Figures 4.6, 4.7 et 4.8). La bonne cohérence des mesures le long de la gamme de fréquence suggère que l'interpolation des mesures est possible pour estimer la permittivité de ces échantillons à des fréquences d'intérêt pour d'autres expériences utilisant le domaine radio que MIRO à bord de Rosetta (comme par exemple l'expérience CONSERT fonctionnant à 90 MHz), après avoir tenu compte des spécificités du noyau.

Aux basses fréquences et aux fréquences intermédiaires nous avons décrit précédemment des comportements assez différents de la partie réelle de la permittivité pour les trois types d'échantillons. L'information sur la masse volumique des échantillons n'était pas disponible au moment des mesures, ce qui limite l'interprétation. En revanche, nous savons que les supports d'échantillons n'étaient pas les mêmes : des seringues pour les mesures avec les cavités résonantes et une cellule pour la sonde coaxiale. Il est possible que les deux supports d'échantillons causent des effets de bords différents qui influent sur la masse volumique des sous-échantillons et donc sur la permittivité. Pour cette raison, les mesures à basses fréquences et aux fréquences intermédiaires doivent être considérées comme des mesures préliminaires et la masse volumique devra être déterminée lors de mesures ultérieures.

4.1 Permittivité de matériaux poreux, représentatifs de poussières cométaires floconneuses et de régolite astéroïdal

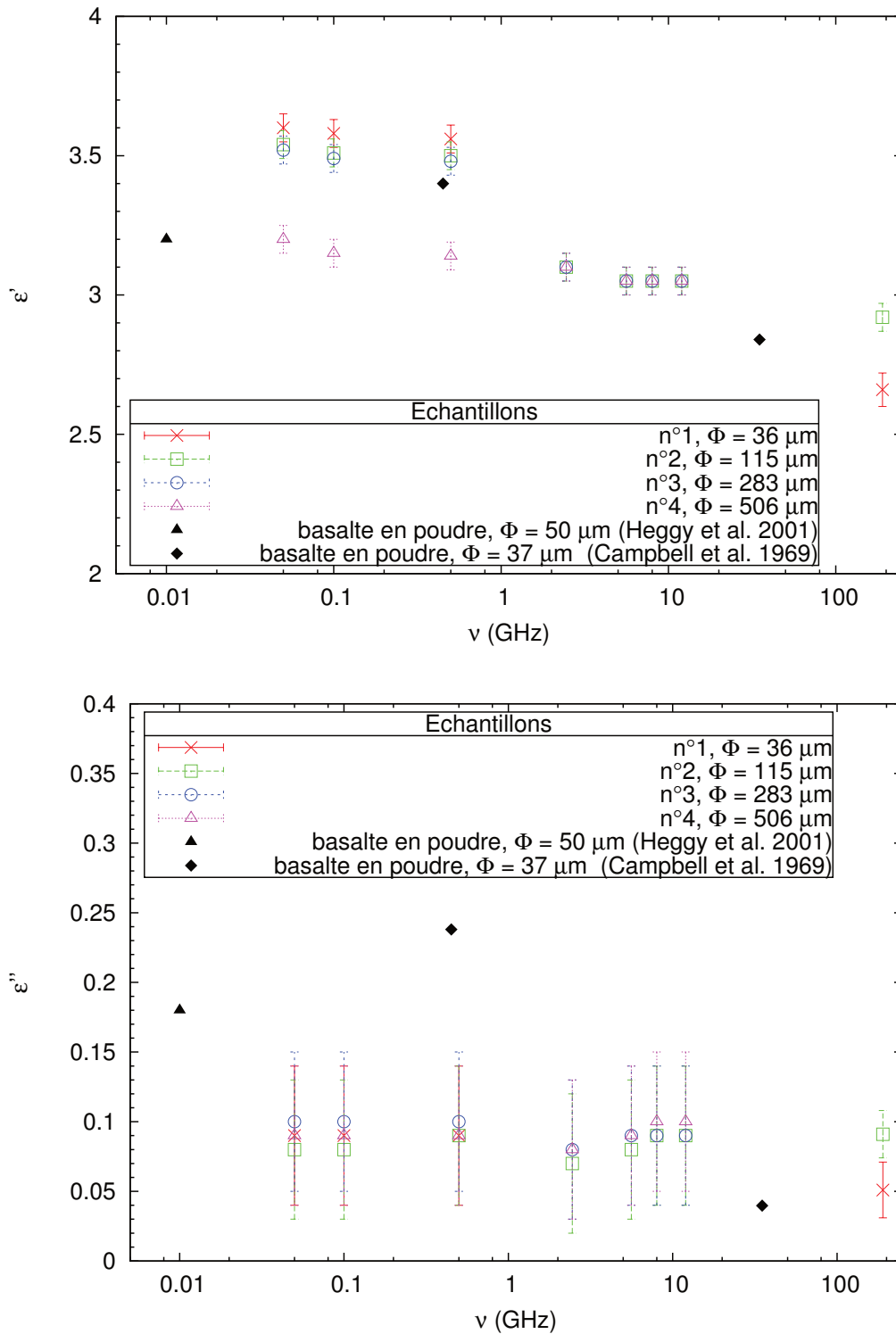


FIGURE 4.6 – Partie réelle ϵ' (en haut) et partie imaginaire ϵ'' (en bas) de la permittivité en fonction de la fréquence pour les quatre sous-échantillons provenant de l'Etna. Les mesures affectées par la diffusion à hautes fréquences ne sont pas présentées.

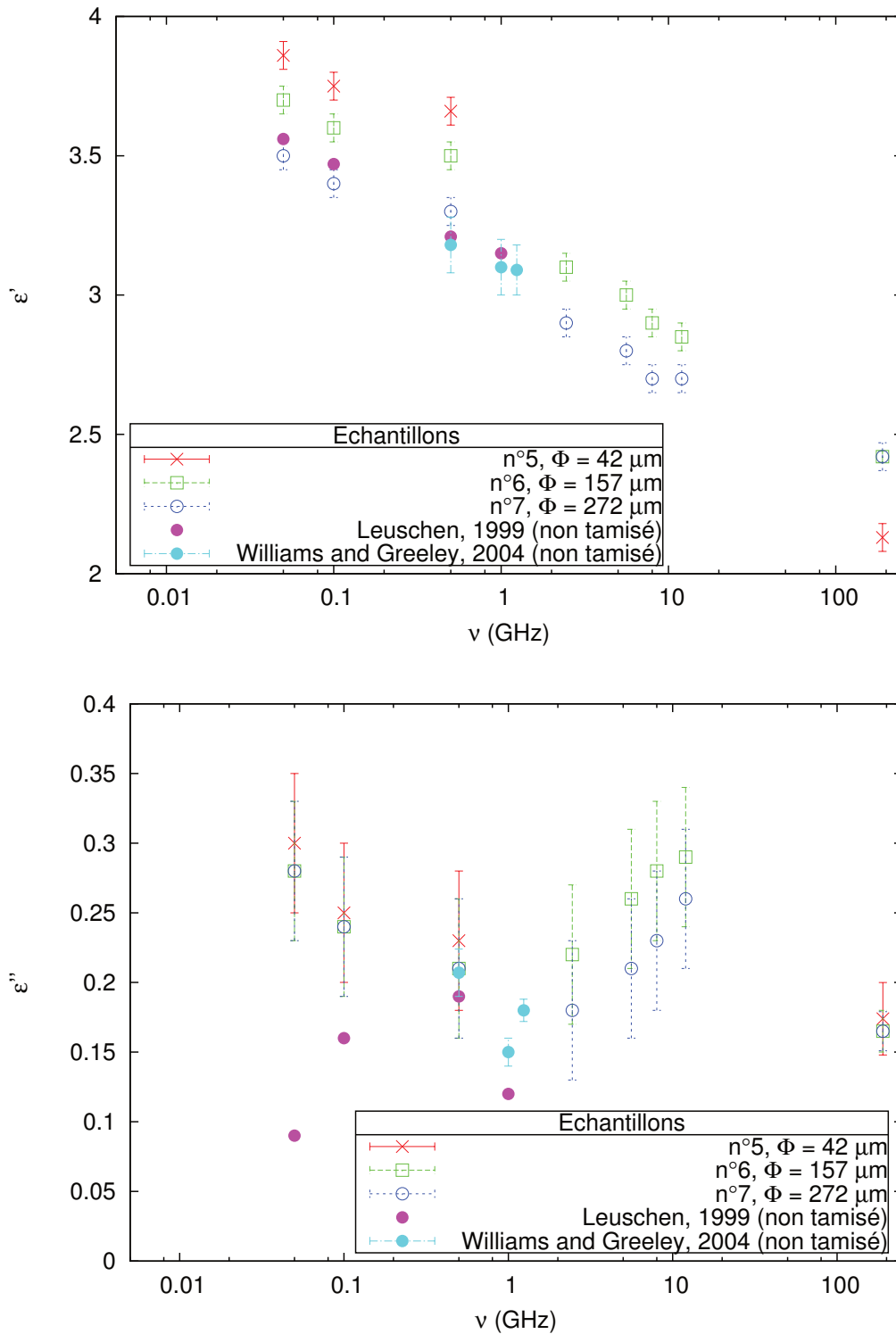


FIGURE 4.7 – Partie réelle ϵ' (en haut) et partie imaginaire ϵ'' (en bas) de la permittivité en fonction de la fréquence pour les trois sous-échantillons du simulant JSC Mars-1.

4.1 Permittivité de matériaux poreux, représentatifs de poussières cométaires floconneuses et de régolite astéroïdal

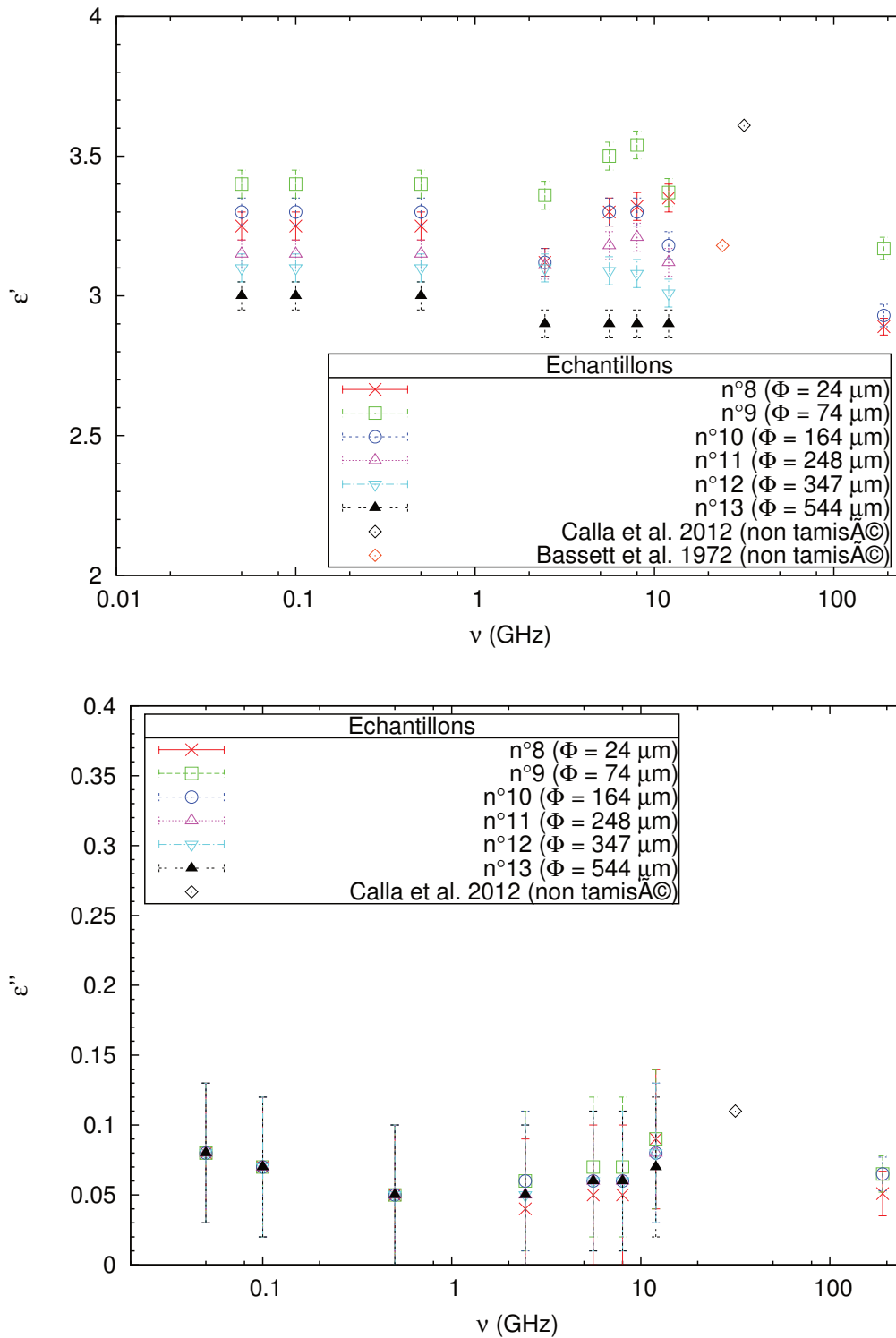


FIGURE 4.8 – Partie réelle ϵ' (en haut) et partie imaginaire ϵ'' (en bas) de la permittivité en fonction de la fréquence pour les six sous-échantillons du simulant JSC-1A. Les mesures affectées par la diffusion à hautes fréquences ne sont pas présentées.

4.1.7 Comparaison avec des travaux antérieurs

Bien que nos échantillons soient divisés en plusieurs sous-échantillons avec des distributions en taille de grains différentes, nos résultats peuvent être comparés à des résultats antérieurs obtenus à des fréquences proches de certaines explorées ici, sur de la roche basaltique réduite en poudre, sur d'autres cendres volcaniques, sur des échantillons de simulants NASA (non fractionnés en plusieurs sous-échantillons), et enfin sur des échantillons de sol lunaire. Le Tableau 4.7 dresse une liste des mesures antérieures.

Roches basaltiques réduites en poudre

Les résultats de [Heggy et al. \(2001\)](#) obtenus à une fréquence de mesure de 0,002 GHz pour un basalte réduit en poudre (avec une granulométrie contrôlée à 50 μm) non-compactée et avec une porosité proche de 50% ($\epsilon' = 3,20 \pm 0,03$; $\epsilon'' = 0,18 \pm 0,03$) sont en accord avec la partie réelle du sous-échantillon n°8 (<50 μm) aux basses fréquences (voir Tableau 4.6) mais ϵ' est environ 13% plus grand pour le sous-échantillon n°1 (<50 μm), voir Tableau 4.2. La partie imaginaire obtenue par [Heggy et al. \(2001\)](#) est deux fois plus grande que pour nos sous-échantillons n°1 et 8 (<50 μm).

Cendres volcaniques

Comparons nos résultats obtenus pour les sous-échantillons de l'Etna (voir Tableaux 4.1 et 4.2, ainsi que la Figure 4.1) et du simulant JSC-1A (voir Tableaux 4.5 et 4.6, ainsi que la Figure 4.3) avec ceux de [Adams et al. \(1996\)](#) obtenus pour des cendres volcaniques de composition basaltique à des fréquences de mesure entre 4 et 19 GHz : ϵ' est comprise entre 3,45 et 3,70 et ϵ'' est comprise entre 0,06 et 0,11 pour une porosité égale à environ 56%. Ces résultats sont en bon accord en ce qui concerne la partie imaginaire, en revanche nous trouvons des valeurs légèrement inférieures pour la partie réelle.

Simulants de régolites JSC-1A et JSC Mars-1

Les résultats obtenus pour les sous-échantillons du simulant JSC-1A sont en accord avec les mesures effectuées par [Calla et Rathore \(2012\)](#) sur le même échantillon JSC-1A non trié par taille de grain (voir Figure 4.8) pour lequel ils obtiennent $\epsilon' = 3,61 \pm 0,05$ et $\epsilon'' = 0,11 \pm 0,01$ à 30°C. Les travaux de [Calla et Rathore \(2012\)](#) ont porté sur des mesures aux fréquences de 1,7 ; 2,5 ; 6,6 et 31,6 GHz pour des températures variant de -190°C à 200°C.

D'autres mesures ont été effectuées par [Leuschen \(1999\)](#) sur le simulant JSC Mars-1 original pour des fréquences comprises entre 0,01 et 1 GHz en utilisant une sonde coaxiale. À 0,05 ; 0,10 et 0,50 GHz, ϵ' est respectivement égale à 3,55 ; 3,50 et 3,20 et ϵ'' est respectivement égal à 0,09 ; 0,16 et 0,19. Nos résultats concernant la partie réelle de la permittivité pour le sous-échantillon n°7 ($\Phi = 272 \mu\text{m}$) du simulant JSC Mars-1 sont cohérents avec les mesures précédemment citées (voir Figure 4.7) alors que nous obtenons des valeurs de ϵ'' supérieures, en particulier aux plus basses fréquences. Des mesures ont aussi été menées entre 0,20 et 1,30 GHz en utilisant trois expériences de radars

4.1 Permittivité de matériaux poreux, représentatifs de poussières cométaires floconneuses et de régolite astéroïdal

(émetteur/récepteur) montés en transmission Williams et Greeley (2004). Celles-ci sont en accord avec nos mesures (voir Tableau 4.4 et Figure 4.7) : ϵ' égale à environ 3,18 à 0,50 GHz et 3,09 à 1,24 GHz et ϵ'' varie autour de 0,20. Nous remarquons que d'une façon générale les valeurs de ϵ'' sont bien supérieures pour les sous-échantillons du simulant JSC Mars-1 que pour les sous-échantillons de l'Etna et du simulant JSC-1A. Comme le propose Williams et Greeley (2004) cela pourrait provenir de la présence en forte quantité d'oxyde de fer dans la composition chimique du simulant martien (15,6% Fe_2O_3 , vu en 2.2). En effet, une teneur importante en oxyde de fer a tendance à augmenter les pertes par dissipation (Heggy *et al.*, 2001).

On ne peut pas conclure précisément sur les causes des différences entre les mesures de ϵ' et ϵ'' car on ne dispose pas à l'heure actuelle des masses volumiques des sous-échantillons aux fréquences intermédiaires et aux basses fréquences. Nous supposons néanmoins qu'une partie des variations des résultats entre les différents auteurs est due à l'emploi de méthodes de mesures distinctes et/ou avec des échantillons dont la composition chimique et la porosité changent. Cela souligne l'importance d'effectuer des mesures avec le même échantillon si l'on veut explorer différentes gammes de fréquences et que les méthodes varient pour y parvenir.

Auteurs	Echantillons	ρ (kg/m ³)	ν (GHz)	ϵ'	ϵ''	T_a (°C)
Campbell et Ulrichs (1969)	basalte à olivine réduit en poudre	740 – 1520	0,45	1,75 – 3,00	0,005 – 0,015	
	basalte à olivine	n.d.	0,45 – 35	8,1 – 8,0	0,138 – 0,720	
	basalte tholéitique	n.d.	0,45 – 35	8,0 – 9,6	0,864 – 0,896	c.l.
	basalte vésiculaire	n.d.	0,45 – 35	5,53 – 7,00	0,119 – 0,212	
Bassett et Shackelford (1972)	endre volcanique	n.d.	0,45 – 35	2,84 – 3,40	0,039 – 0,238	
	Apollo 14/14163,164	1710 – 1493	9,375 – 24	3,18 – 3,59	n.d.	n.d.
Olhoeft et Strangway (1975)	régolite lunaire	1200 – 2080	0,01	2,3 – 3,5	n.d.	n.d.
	régolite lunaire	900 – 1950	0,450	1,6 – 3,3	n.d.	n.d.
Bussey (1978)	Apollo 17/70051,20	1853	2 – 18	3,71 – 3,78	n.d.	n.d.
Adams <i>et al.</i> (1996)	endre volcanique	$0,44 \times \rho_s$	4 – 19	3,45 – 3,70	0,062 – 0,105	c.l.
Leuschen (1999)	JSC Mars-1	870 – 1700	0,01 – 1	3,15 – 3,60	0,01 – 0,23	c.l.
Heggy <i>et al.</i> (2001)	basalte réduit en poudre	1350	0,001 – 0,01	2,9 – 3,1	0,05 – 0,20	-43
		1350	0,002	3,2	0,18	27
Williams et Greeley (2004)	JSC Mars-1	870 – 1070	0,2 – 1,3	3,05 – 3,40	0,10 – 0,24	c.l.
Calla et Rathore (2012)	JSC-1A	1500 – 2180	1,7 – 31,6	3,61 – 4,22	0,11 – 0,29	30
Barmatz <i>et al.</i> (2012)	régolites lunaires et simulants	1450 – 1700	1,8 – 3,5	3,12 – 3,70	n.d.	c.l.
		JSC-1A	1390	2,9	n.d.	n.d.

TABLEAU 4.7 – Données de comparaisons obtenues entre 1969 et 2012 par différents auteurs. c.l. : condition du laboratoire. n.d. : non disponible. ρ est la masse volumique et ρ_s est la masse volumique intrinsèque. Les auteurs cités ont effectué des mesures pour des fréquences proches ou comprises dans la gamme de fréquence de nos mesures.

4.2 Implications pour les observations de 67P/C-G par MIRO

4.2.1 Estimation de la permittivité du noyau cométaire 67P/C-G

Comme déjà mentionné, l'estimation de la permittivité de la surface et de la sous-surface du noyau de la comète 67P/C-G est nécessaire pour le traitement des données de l'expérience MIRO à bord de la sonde Rosetta et leur interprétation. Nos mesures à hautes fréquences sur des échantillons poreux devraient nous permettre d'effectuer cette estimation pour le récepteur millimétrique de MIRO en tenant compte de la masse volumique (liée à la porosité) attendue pour la surface et sous-surface du noyau, puis en discutant les effets de la température et de la composition. Les mesures effectuées sur le simulant martien, même si elles dépendent fortement de la teneur en oxyde fer, vont nous permettre de mieux cerner l'effet de la masse volumique (liée à la porosité) sur la permittivité.

En ne prenant en compte que les données pour lesquelles la diffusion n'intervient pas à 190 GHz (taille moyenne des grains inférieure à 200 μm), la variation de ϵ' en fonction de la masse volumique est illustrée dans la Figure 4.9. Nos données sont bien représentées par une loi linéaire $\epsilon' = A\rho + B$, tandis que les mesures de [Olhoef et Strangway \(1975\)](#) et [Barmatz et al. \(2012\)](#), effectuées respectivement sur 92 échantillons de sol lunaire et sur un ensemble de 18 simulants de régolite lunaire (ainsi que quatre échantillons lunaires), sont bien représentées par un modèle de la forme $\epsilon' = \eta\rho$ (avec η égale à 1,00077 et 1,00066, respectivement, et ρ est exprimé en kg/m^3). Cette dernière formule dérive de la formule de Lichtenecker (vu en 1.5.5) et serait applicable de façon générale aux surfaces planétaires sèches (roches et régolites) ([Olhoef et Strangway, 1975](#)). Il n'est pas évident que cette loi rende compte de nos données ($\eta = 1,00086$, voir Figure 4.9). Cependant, comme notre étude comporte moins de données que les deux précédentes, il serait nécessaire de la compléter pour des masses volumiques inférieures à 800 kg/m^3 et supérieures à 1400 kg/m^3 afin de préciser l'ajustement des données. La Figure 4.10 représente l'évolution de la partie imaginaire de la permittivité en fonction de la masse volumique d'après nos mesures, sans tenir compte des valeurs pour le simulant martien à cause de la teneur en oxyde de fer élevée de l'échantillon qui affecte les mesures en augmentant ϵ'' . On obtient globalement un nuage de point dont les valeurs de ϵ'' tendent à décroître quand la masse volumique diminue, ce qui est en accord avec les travaux de [Heggy et al. \(2001\)](#) effectués à la fréquence de 2 MHz (vu en 1.5.5), qui ont mesuré une décroissance de ϵ'' lorsque la porosité augmente (ϵ' diminue d'environ 60% quand la porosité varie de 31 à 50%). Cependant, des mesures complémentaires seraient nécessaires afin de mieux contraindre l'ajustement de ces données par une fonction linéaire. Nous considérons donc que les valeurs représentées dans la Figure 4.10 nous donnent une estimation de la limite supérieure de ϵ'' à 190 GHz en tenant compte de la masse volumique ; celle-ci est de l'ordre de 0,05.

La masse volumique du noyau de la comète 67P/C-G serait comprise entre 100 et 370 kg/m^3 ([Davidsson et Gutiérrez \(2005\)](#), vu en 1.4.2), menant à une estimation de la porosité de l'ordre de 80%. D'après la Figure 4.9, pour une masse volumique comprise entre 100 et 370 kg/m^3 , ϵ' devrait se trouver dans la gamme [1,12 – 1,54] à 190 GHz (voir Tableau 4.8).

Nos mesures ont été effectuées avec une température moyenne d'environ 25°C. Les températures

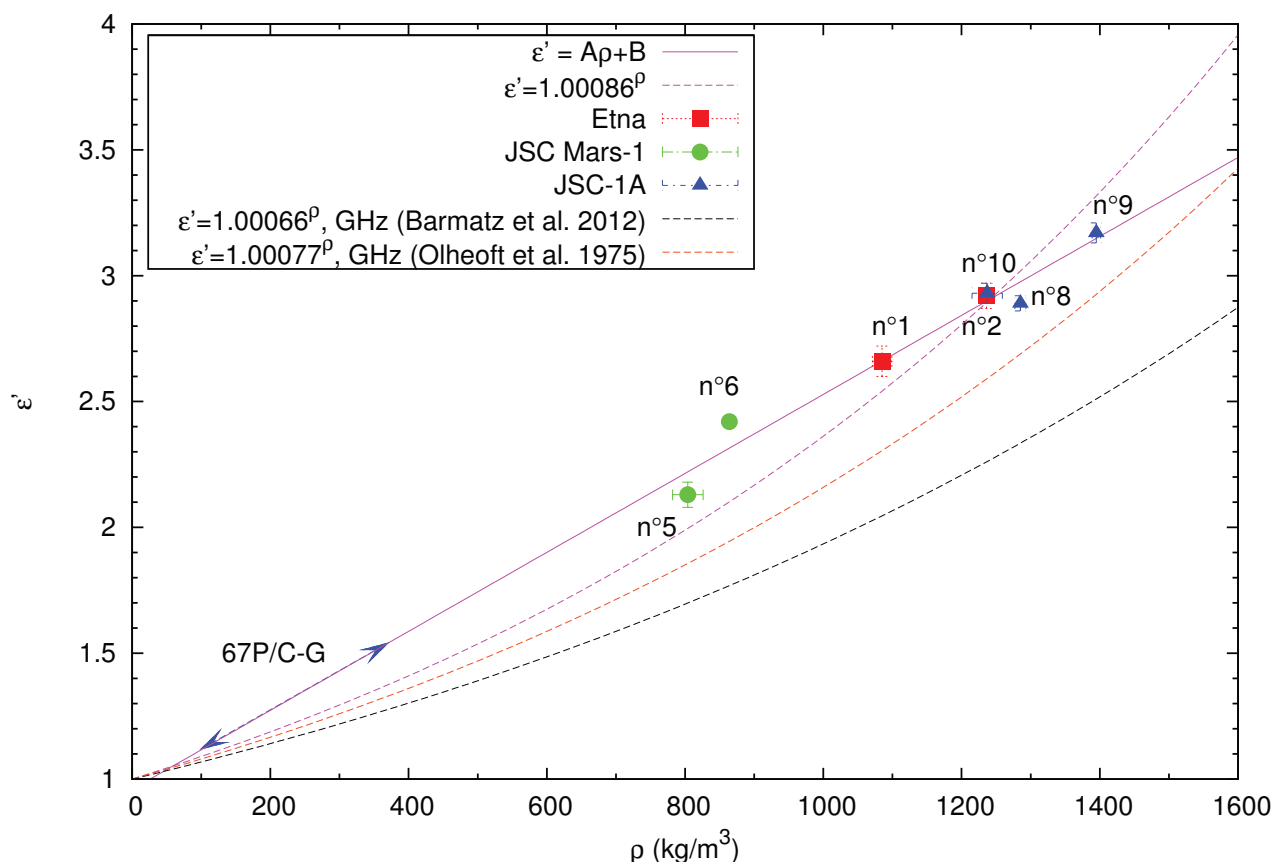


FIGURE 4.9 – ϵ' en fonction de la masse volumique ρ (kg/m^3). Nos mesures à haute fréquence sont indiquées. Les mesures affectées par la diffusion ($\Phi > 200 \mu\text{m}$) ne sont pas présentées. Des modèles d'évolution de ϵ' en fonction de ρ , obtenus par [Olhoeft et Strangway \(1975\)](#) à partir de mesures sur 92 échantillons de sol lunaire issus des missions Apollo et par [Barmatz et al. \(2012\)](#) à partir de 18 simulants de régolite lunaire et quatre échantillons de sol lunaire, sont présentés (ici la masse volumique est en kg/m^3 alors que leurs résultats sont exprimés en g/cm^3 , vu en 1.5.5). Paramètres de régression linéaire : $A = 1,57 \pm 0,14$; $B = 0,96 \pm 0,16$.

$\epsilon' = 1,56815 \times \rho + 0,960317$	ϵ'
$\rho = 100 \text{ kg/m}^3$	$1,12 \pm 0,10$
$\rho = 370 \text{ kg/m}^3$	$1,54 \pm 0,10$

TABLEAU 4.8 – Estimation de la partie réelle ϵ' de la permittivité de la surface et de la sous-surface du noyau de la comète 67P/C-G pour une masse volumique de 100 et 370 kg/m^3 à 190 GHz.

de la surface du noyau sont estimées entre -213 et 27°C (voir section 1.4.2). La Figure 4.11 présente différents travaux concernant la variation de la permittivité avec la température : pour le simulant JSC-1A ([Calla et Rathore, 2012](#)), pour une chondrite réduite en poudre ([Heggy et al., 2012](#)), et pour

4.2 Implications pour les observations de 67P/C-G par MIRO

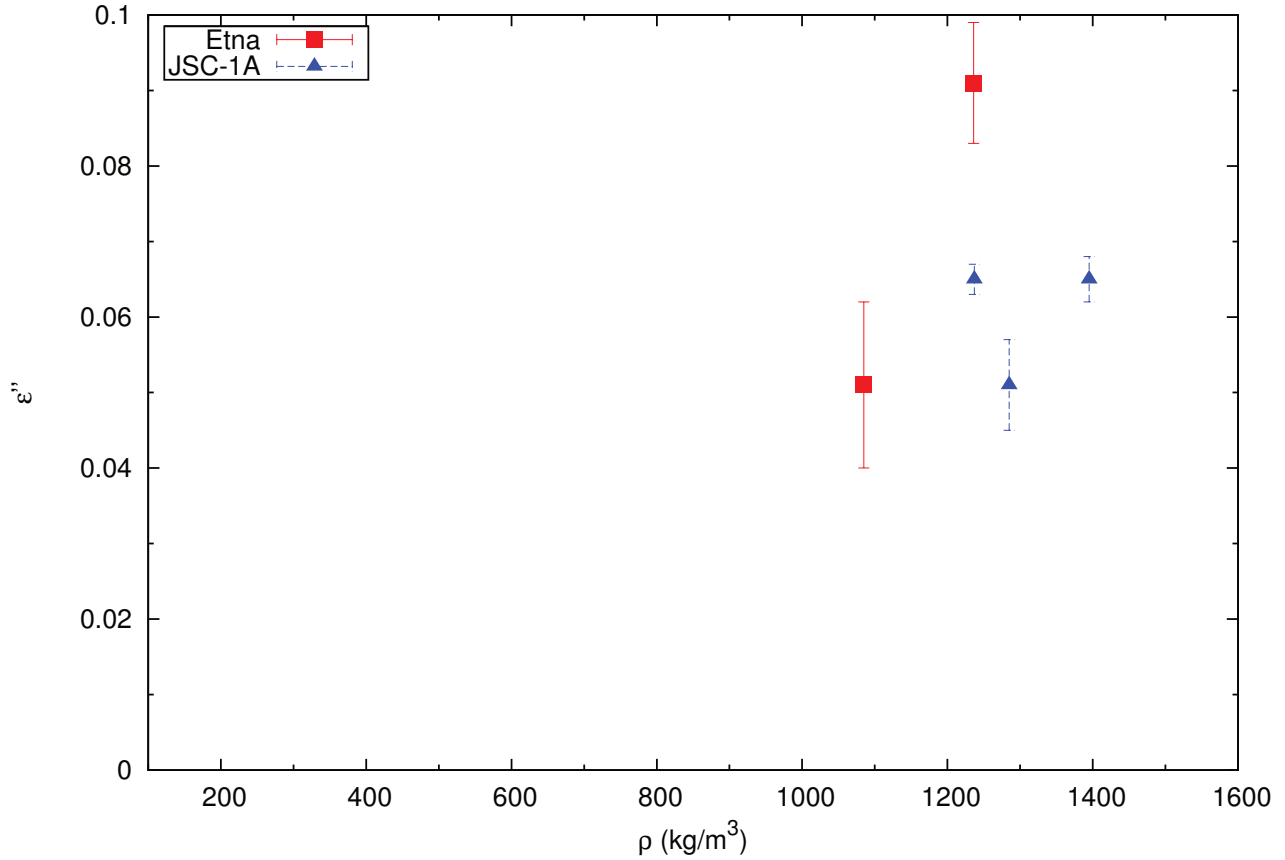


FIGURE 4.10 – ϵ'' en fonction de la masse volumique (kg/m³) à 190 GHz. Les mesures affectées par la diffusion et celles du simulant martien (dépendance de ϵ'' avec la teneur en oxyde de fer) ne sont pas présentées.

un basalte réduit en poudre (Heggy *et al.*, 2001). Ces mesures montrent que les dérivées premières de ϵ' et ϵ'' en fonction de la température sont plus faibles lorsque la fréquence de mesure augmente. Ceci nous permet de supposer que les variations mesurées à 31,6 GHz seraient proches de ce que l'on observerait à 190 GHz (si les mesures étaient réalisées).

Pour une estimation de la permittivité en tenant compte des températures attendues au niveau de la surface et de la sous-surface du noyau de 67P/C-G, on considère qu'il est peu probable que la température atteigne -213°C. En effet, en première approximation, pour un corps à l'équilibre thermodynamique, la température de surface est d'environ -123°C à environ 3,6 au du Soleil (la distance héliocentrique de 67P/C-G lors du rendez-vous avec *Rosetta*). Entre -173 et -73°C, on peut estimer la variation relative de ϵ' et ϵ'' par rapport aux valeurs de ϵ' et ϵ'' à 27°C à 190 GHz d'après les lois linéaires, $t(x)$ et $f(x)$ obtenues par Calla et Rathore (2012) à partir de mesures à 31,6 GHz. Le Tableau 4.9 montre ces variations appliquées à notre estimation de ϵ' de la surface et de la sous-surface du noyau cométaire obtenue pour une masse volumique de 100 kg/m³ et 370 kg/m³ (voir Tableau 4.8) et

également à la valeur limite obtenue pour ϵ'' .

$\nu = 31,6$ GHz			appliqué à 190 GHz		$\nu = 31,6$ GHz		appliqué à 190 GHz
$T_a(^{\circ}\text{C})$	ϵ'	% de baisse	$\epsilon' (\rho = 100 \text{ kg/m}^3)$	$\epsilon' (\rho = 370 \text{ kg/m}^3)$	ϵ''	% de baisse	ϵ'' (limite supérieure)
27	3,60		1,12	1,54	0,11		0,050
-73	3,55	1,31	1,11	1,52	0,10	7,28	0,046
-123	3,53	1,96	1,10	1,51	0,09	10,92	0,045
-173	3,50	2,62	1,09	1,50	0,09	14,56	0,043

TABLEAU 4.9 – Estimation de la permittivité de la surface et de la sous-surface du noyau 67P/C-G en fonction de la température. Les mesures à 31,6 GHz ont été effectuées par [Calla et Rathore \(2012\)](#) sur le simulant de sol lunaire JSC-1A initial (i.e. non-trié par la taille des grains).

Le modèle de [Belton et al. \(2007\)](#), basé sur l'observation de la surface de la comète 9P/Tempel 1, suppose l'existence de régions non glacées (glaces sublimées au cours de l'activité de la comète) et seulement recouvertes d'une couche de poussières. En ce cas, les valeurs données dans le Tableau 4.9 pourraient fournir une estimation de la partie réelle de la permittivité de ces régions.

On peut également estimer la permittivité de régions glacées (principalement de la glace d'eau), en considérant la permittivité d'un mélange de poussières et de glace d'eau comme première approche. [Heggy et al. \(2012\)](#) ont mesuré la permittivité de plusieurs mélanges de glace d'eau et de poussières chondritiques (chondrite réduite en poudre) à 0,09 GHz, avec des températures comprises entre -160 et -40°C. Les mélanges sont confinés dans des pastilles dont la masse volumique est proche de celle de nos échantillons (avec une porosité de 50%). Ces mesures complémentaires suggèrent que ϵ' décroît de 6 à 20% (pour des températures qui varient entre -160 et -40°C) entre de la poussière pure et un mélange dont le rapport massique de la poussière par rapport à la glace d'eau est de 1/2. Il est donc nécessaire de prendre en compte la décroissance de ϵ' avec l'augmentation de la teneur en glace d'eau, tout en notant que l'effet de la teneur en glace sur la partie imaginaire de la permittivité est mal connu.

Nous avons estimé l'effet de la masse volumique, et donc de la porosité, sur la permittivité à 190 GHz. Ceci nous permet d'estimer la permittivité d'hypothétiques zones dépourvues de glaces sur la surface cométaire. Pour des température de l'ordre de 27°C, nous sommes en mesure de suggérer que ϵ' devrait se trouver dans la gamme [1,12 – 1,54] et que la limite supérieure de ϵ'' est de 0,05 à 190 GHz. Puis, en extrapolant jusqu'à des températures de l'ordre de -173°C, ϵ' devrait se trouver dans la gamme [1,09 – 1,50] et la limite supérieure de ϵ'' serait de l'ordre de 0,04. Enfin la permittivité d'un mélange poussière/glace permet d'estimer la permittivité des couches profondes de la comète, où les glaces ont plus de probabilité de subsister, ainsi que celle des zones de la surface composées d'un mélange poussière/glace. On estime que pour ces zones glacées, ϵ' se situerait dans la gamme [1,02 – 1,41] à 190 GHz.

Si nos échantillons semblent permettre de simuler la porosité des poussières cométaires, leur teneur en oxyde de fer (dont dépend la permittivité) est sans doute supérieure à celle des poussières cométaires (bien que l'on ait à ce jour aucune certitude sur ce point). La dépendance de la permittivité avec

4.2 Implications pour les observations de 67P/C-G par MIRO

la teneur en oxyde de fer, mesurée par [Heggy *et al.* \(2001\)](#), indiquerait que nos estimations de la permittivité des matériaux présents dans les premières couches du noyau de la comète 67P/C-G sont légèrement surévaluées.

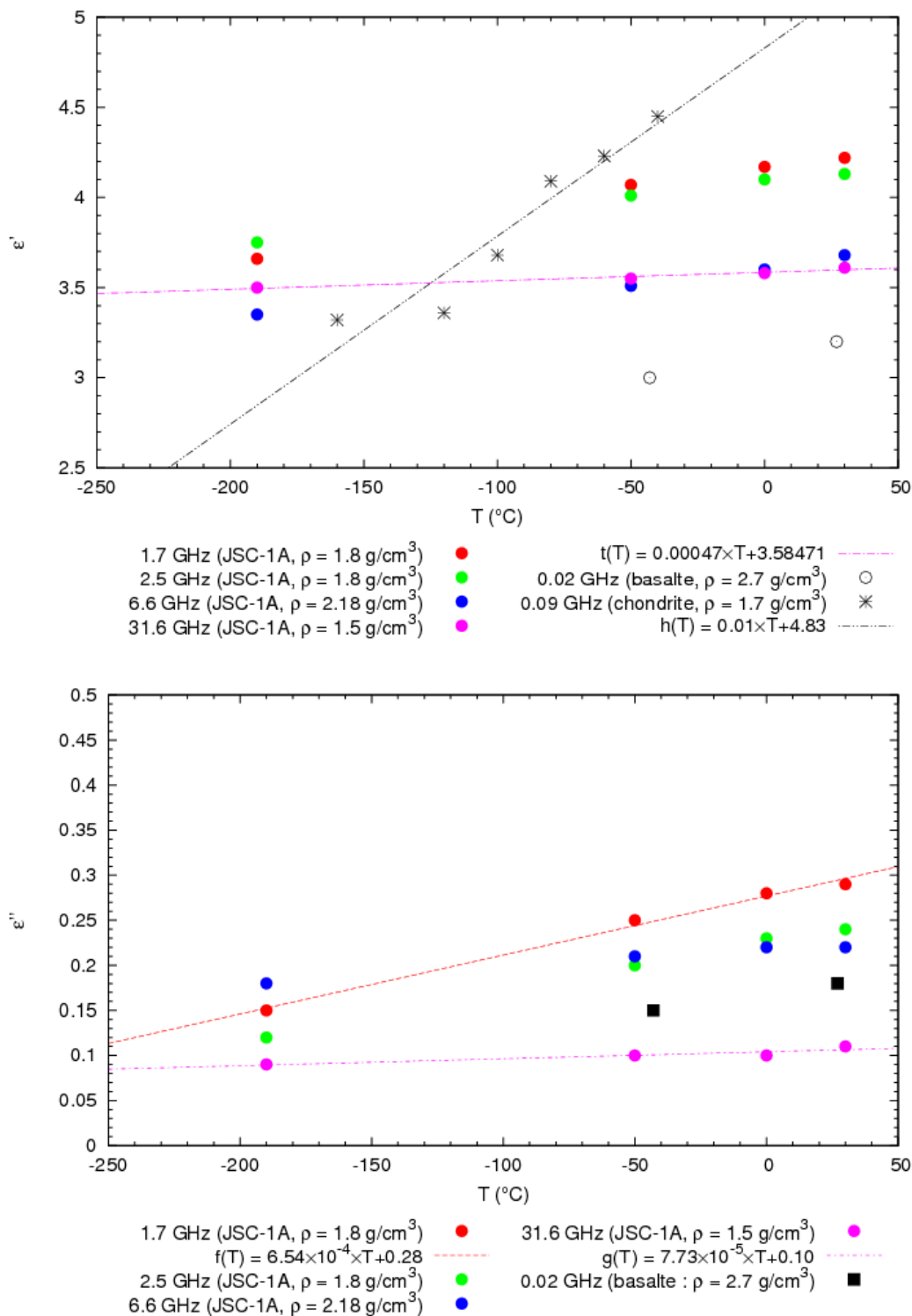


FIGURE 4.11 – Partie réelle ϵ' (en haut) et partie imaginaire ϵ'' (en bas) de la permittivité en fonction de la température. Les mesures à 1,7 ; 2,5 ; 6,6 et 31,6 GHz proviennent des travaux de [Calla et Rathore \(2012\)](#). Les mesures à 0,02 et 0,09 GHz proviennent respectivement des travaux de [Heggy et al. \(2001\)](#) et [Heggy et al. \(2012\)](#).

4.2 Implications pour les observations de 67P/C-G par MIRO

4.2.2 Performances radars pour les surfaces recouvertes d'un régolite

La permittivité des matériaux a des implications majeures sur les performances d'un sondage radar. Nos mesures donnent des informations sur les performances des radars dédiés à l'étude des corps recouvert d'un régolite comme la planète Mars ou la Lune, ainsi que les astéroïdes (voir section 1.5.5), et les comètes dont certaines zones de la surface peuvent être recouvertes d'une couche de poussières (voir section 1.1.2).

La profondeur de pénétration L_a s'exprime en fonction de la permittivité (voir section 1.5.3). Ce paramètre est crucial pour l'interprétation des données des expériences radars à bord de la sonde *Rosetta*. La Figure 4.12 montre nos résultats en termes de profondeur de pénétration normalisée par la longueur d'onde de mesure pour les trois domaines de fréquences étudiés, d'après l'équation 1.17 (voir section 1.5.3).

Les valeurs de L_a/λ obtenues dans la gamme [1 – 7] sont à comparer avec celles obtenues par [Campbell et Ulrichs \(1969\)](#) sur des basaltes réduits en poudre sont dans la gamme [4 – 30] pour une masse volumique comparable d'environ 1000 kg/m³ à 0,45 et 35 GHz. [Gold et al. \(1976\)](#) obtiennent aussi des valeurs différentes de L_a/λ pour des échantillons de sols lunaires ramenés sur Terre par Apollo 17; celles-ci se trouvent dans la gamme [20 – 80] pour une masse volumique variant de 1000 à 2200 kg/m³. Les faibles valeurs de L_a/λ pour le simulant JSC Mars-1 (voir Figure 4.12) sur toute la gamme de fréquence sont certainement dues à sa forte teneur en oxyde de fer (plus de 15%) qui implique des pertes diélectriques du matériau plus importantes que les deux autres échantillons (moins de 10% d'oxyde de fer pour le simulant lunaire JSC-1A). Pour les trois types d'échantillons, il est également possible que la faible variation de la profondeur de pénétration normalisée obtenue entre 0.05 et 12 GHz soit due à la teneur en eau résiduelle présente à la surface des grains que nous avons estimé à moins de 3% (vu en). De fait, [Strangway et al. \(1972\)](#) et [Olhoeft et al. \(1975\)](#) ont montré sur des échantillons lunaires que l'humidité provoquait un effet réversible sur la permittivité lorsque l'échantillon passe d'un environnement sous vide à la pression atmosphérique (avec typiquement 30% d'humidité relative) pour seulement quelques heures. Au contraire, l'humidité provoquerait un effet irréversible si l'exposition à la pression atmosphérique dure quelques mois. Même en prenant la précaution de sécher les échantillons dans une étuve, il nous est impossible de savoir si la permittivité de l'échantillon est déjà ou non affectée par l'humidité de manière irréversible ou pas à moins de connaître précisément le passé de l'échantillon (car des molécules d'eau ont pu être adsorbées pendant un stockage passé à l'air ambiant ou pendant les mesures). Néanmoins il n'est pas clair que l'effet de l'humidité sur la permittivité soit significative sur ce type d'échantillon à des fréquences plus grandes que 1 MHz ([Gold et al., 1976](#)) ([Strangway et al., 1972](#)).

La taille des grains, la masse volumique, la composition chimique, la température, la fréquence de mesure et les contraintes imposées par l'instrumentation doivent être pris en considération pour comparer des mesures. Ces paramètres pourraient expliquer la diversité des résultats et sont de bons indicateurs de la difficulté d'une comparaison.

Etant donné que ϵ' et ϵ'' varient avec la masse volumique, la composition et la température et la

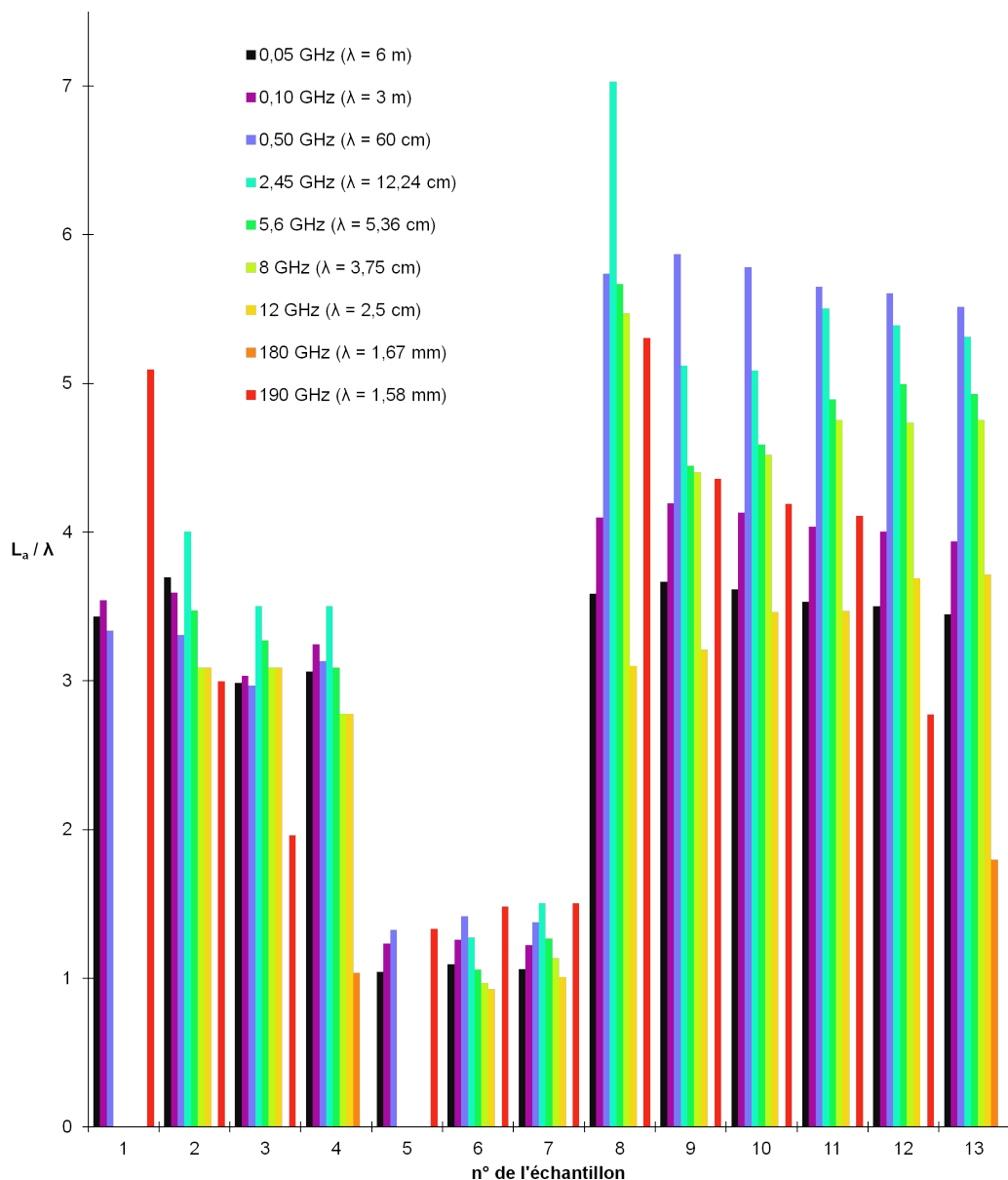


FIGURE 4.12 – Profondeur de pénétration L_a normalisée par la longueur d'onde pour tous les sous-échantillons de cendres volcaniques.

profondeur de pénétration des ondes électromagnétiques varie aussi suivant ces paramètres. D'après nos estimations de la permittivité à 190 GHz de la surface et de la sous-surface du noyau de la comète 67P/C-G pour une masse volumique entre 100 et 370 kg/m³, la profondeur de pénétration normalisée par la longueur d'onde pourrait varier entre 3 et 5, avec une partie imaginaire de l'ordre de 0,04, et entre 3 et 10, avec une partie imaginaire de l'ordre de 0,02, pour des températures entre -173 et 27°C (comprenant les zones hypothétiques sans glaces et la matière composée d'un mélange poussière/glace).

4.2 Implications pour les observations de 67P/C-G par MIRO

Cela donne une profondeur de pénétration comprise entre environ 4 mm et 16 mm. Cela implique aussi que le signal détecté par le canal millimétrique de MIRO, impliquant l'émissivité de la sous-surface, est dépendant de la température et que le matériau sondé (la profondeur du signal) est modifiée selon l'énergie solaire incidente (de manière périodique avec l'alternance jour/nuit). Les propriétés thermiques de la surface déduites des observations de l'instrument VIRTIS à bord de *Rosetta*, dédié à la spectrométrie dans le domaine visible et infrarouge, seront alors cruciales pour l'interprétation des observations de MIRO.

4.3 Résultats et implications pour les astéroïdes (2867) Steins, (21) Lutetia et (4) Vesta

4.3.1 Permittivité de fragments compacts d'aubrite et de diogénite

Les résultats des mesures de permittivité obtenus en avril-mai 2013 à 190 GHz au LERMA sur des fragments de d'aubrite et de diogénite (voir section 4.2.2), sont répertoriés dans le Tableau 4.10 et l'ensemble des mesures sont présentées dans l'annexe A.

Echantillon	$\bar{\epsilon}' \pm \sigma_{\bar{\epsilon}'}$	$\bar{\epsilon}'' \pm \sigma_{\bar{\epsilon}''}$	L_a/λ	\bar{T}_a (°C)	\bar{H}_a (%)
Aubrite	$6,12 \pm 0,09$	$0,221 \pm 0,032$	1,78	24	38
Diogénite	$7,02 \pm 0,12$	$0,159 \pm 0,049$	2,65	25	38

TABLEAU 4.10 – Résultats des mesures de permittivité des fragments d'aubrite (ALHA78113,84) et de diogénite (MIL07001,61) développées et obtenues au LERMA en avril-mai 2013 à la fréquence de 190 GHz.

4.3.2 Discussion

Ces résultats sont en bon accord avec les valeurs obtenues pour des roches magmatiques auxquelles les météorites différenciées peuvent être comparées par leur composition chimique (voir Campbell et Ulrichs (1969) et Tableau 4.7). Ils peuvent aussi être comparés avec des mesures qui avaient été effectuées par Bonnaudin et Ruffie (2009) en septembre 2009 au laboratoire IMS à Bordeaux dans un domaine de longueur d'onde s'étalant du mètre au millimètre. Les résultats et les techniques de mesures utilisées sont répertoriés dans le Tableau 4.11.

Les résultats présentés dans le Tableau 4.11 doivent être considérés avec précaution. Ils ne sont représentatifs que d'une seule mesure par technique et par échantillon. De plus, au moment où les mesures ont été réalisées, l'épaisseur du fragment de la diogénite n'était pas constante introduisant ainsi une erreur non négligeable dans la mesure d'amplitude et de phase et donc de la permittivité, en particulier pour le banc quasi-optique. C'est précisément la raison pour laquelle ces mesures devraient être reconduites avec les nouvelles tranches usinées (faces parallèles et polies) des fragments de météorites. En revanche, cette étude a engagé l'élaboration d'un nouveau protocole de mesure en cavité résonante, permettant une mesure de la permittivité d'un échantillon de forme quelconque. Pour cela, une technique de mesure précise du volume par numérisation 3D (avec une incertitude sur le volume inférieure à 10%), utilisée en archéologie, a été adaptée spécialement pour les météorites par Demontoux *et al.* (2010).

Les mesures répertoriées dans les Tableaux 4.10 et 4.11 nous montrent dans quelles gammes de valeurs la permittivité des deux fragments météoritiques peut varier en fonction de la fréquence. Pour l'aubrite, la partie réelle ϵ' reste dans la gamme [5,5 – 6,2] et pour la diogénite ϵ' reste dans la gamme [5,9 – 7,1]. Quant à la partie imaginaire ϵ'' , elle varie entre 0,09 et 0,22 et entre 0,01 et 0,22, respectivement

4.3 Résultats et implications pour les astéroïdes (2867) Steins, (21) Lutetia et (4) Vesta

Echantillon	Technique de mesure	Fréquence (GHz)	$\epsilon' \pm \sigma_{\epsilon'}$	$\epsilon'' \pm \sigma_{\epsilon''}$	
Aubrite	Sonde coaxiale	1,00	6,05	–	
		2,00	$6,00 \pm 0,05$	–	
		3,00	$6,20 \pm 0,05$	–	
		4,00	$6,10 \pm 0,05$	–	
		5,00	$6,30 \pm 0,05$	–	
	Cavité résonante	1,20	$5,50 \pm 0,05$	$0,100 \pm 0,050$	
		1,70	$5,60 \pm 0,05$	$0,090 \pm 0,050$	
		2,45	$5,60 \pm 0,05$	$0,100 \pm 0,050$	
	Diogénite	Cavité résonante	1,20	$6,00 \pm 0,05$	$0,014 \pm 0,050$
			1,70	$6,36 \pm 0,05$	$0,009 \pm 0,050$
Banc quasi-optique		50	$6,10 \pm 0,10$	$0,13 \pm 0,05$	
		70	$6,10 \pm 0,10$	$0,14 \pm 0,05$	
		90	$5,95 \pm 0,10$	$0,20 \pm 0,05$	
		110	$5,95 \pm 0,10$	$0,22 \pm 0,05$	

TABLEAU 4.11 – Résultats des mesures de permittivité des fragments d’aubrite (ALHA78113,84) et de diogénite (MIL07001,61) non usinés entre 1 et 110 GHz effectuées à l’IMS de Bordeaux par Gilles Ruffié et Fabrice Bonnaudin en septembre 2009 (Bonnaudin et Ruffie, 2009).

pour les deux fragments.

Les résultats que nous avons obtenus sur les fragments d’aubrite et de diogénite représentent des données uniques pour des météorites. Elles contribuent également à étendre la gamme des fréquences de mesure de quelques GHz à 190 GHz.

4.3.3 Implications pour l’observation des astéroïdes

Les valeurs de ϵ' mesurées pour les deux tranches de météorites contrastent avec les valeurs obtenues pour les matériaux poreux et sont plutôt caractéristiques des roches ($\epsilon' > 4$, voir section 1.5.5). Les mesures sur les matériaux poreux et sur les fragments de météorites confirment les résultats obtenus par MIRO sur l’astéroïde (21) Lutetia qui semblent montrer que les premiers centimètres de la surface de Lutetia correspondent à un régolite poreux, comparable à celui de la Lune avec une inertie thermique inférieure à $20 \text{ J}/(\text{m}^2\text{s}^{0,5}\text{K})$, une émissivité de 0,96 et une partie réelle de la permittivité de 2,3.

Concernant l’interprétation des données recueillies durant le survol de l’astéroïde (2867) Steins, le meilleur ajustement des données est atteint pour une émissivité de 0,85 – 0,90 et une inertie thermique de $450 \text{ J}/(\text{m}^2\text{s}^{0,5}\text{K})$, caractéristiques d’une surface dominée par de la roche et non pas par un régolite.

L'échantillon d'aubrite étant supposé provenir d'astéroïdes de type E comme (2867) Steins, la valeur de ϵ' mesurée à 190 GHz permet d'estimer l'émissivité en surface pour le canal millimétrique de MIRO. En appliquant la même méthode de calcul de l'émissivité décrite par [Gulkis *et al.* \(2010\)](#), d'après le calcul du coefficient de réflexion de Fresnel en considérant une incidence normale, on évalue l'émissivité à 0,82 à 190 GHz, en bon accord avec les valeurs obtenues par MIRO dans la gamme [0,85 – 0,90]. D'autre part, pour le canal submillimétrique les données indiquent que l'émissivité est plus faible, dans la gamme [0,60 – 0,70].

[Gulkis *et al.* \(2010\)](#) évoque la possibilité de la présence de particules diffusantes en sous-surface (des particules présentes au sein de la roche) pour expliquer la forte dépendance de l'émissivité en fonction de la longueur d'onde des canaux de réception. D'après nos mesures, à la fréquence de 190 GHz, la diffusion par les grains deviendrait effective à partir de $\lambda/8$ (c'est-à-dire quand la taille des grains est supérieure à environ 200 μm pour une longueur d'onde de 1,58 mm). La Figure 4.4 montre comment ϵ' évolue en fonction du rapport λ/Φ . En considérant la longueur d'onde constante (1,58 mm), sous l'hypothèse que la diffusion par les grains est le phénomène physique responsable de l'augmentation de ϵ' lorsque la taille moyenne des grains augmente, on observe une tendance de croissance exponentielle. Autrement dit, si la taille moyenne des grains reste constante, ϵ' semble augmenter exponentiellement quand la longueur d'onde diminue. Si cette tendance reste valable pour des particules diffusantes présentes au sein d'une roche, cela pourrait expliquer la variation brute de l'émissivité pour la longueur d'onde de 0,53 mm. Pour cette longueur d'onde la diffusion serait effective à partir d'une taille de grain d'environ 50 μm ($\lambda/8$). On a ainsi une estimation de la taille d'hypothétiques particules diffusantes au sein de la roche constituant la surface de l'astéroïde (2867) Steins.

4.4 Synthèse

Dans ce chapitre, les résultats des mesures de la permittivité d'échantillons de particules poreuses (Etna, JSC-1A, JSC Mars-1) de différentes distributions en taille de grain, obtenus sur une gamme de fréquence qui n'a jamais été étudiée auparavant pour un seul et unique échantillon, ont été présentés. En fonction du sous-échantillon et de la fréquence étudiés, les résultats pour la partie réelle et la partie imaginaire de la permittivité varient respectivement entre 2 et 4 et entre 0,05 et 0,31.

À hautes fréquences, alors que les variations de la masse volumique ($800 < \rho < 1400 \text{ kg/m}^3$, tous sous-échantillons confondus) expliquent les variations des valeurs de la permittivité, l'effet de la diffusion domine sur l'évolution de la permittivité à partir d'une certaine taille moyenne de grain qui est égale à environ $200 \mu\text{m}$ ($\lambda/8$, avec $\lambda \sim 1,6 \text{ mm}$). Cet effet implique une augmentation systématique de la partie réelle et de la partie imaginaire de la permittivité pour les sous-échantillons dont la taille moyenne dépasse le seuil de $200 \mu\text{m}$, en particulier pour les sous-échantillons provenant de l'Etna et du simulat JSC-1A. Globalement, aux fréquences intermédiaires et aux basses fréquences, les résultats montrent que la partie réelle de la permittivité décroît quand la taille moyenne des grains augmente (excepté pour les sous-échantillons provenant de l'Etna aux fréquences intermédiaires) et la partie imaginaire ne varie pas significativement. Ce sont des résultats préliminaires car une seule mesure a été effectuée pour chaque sous-échantillon et leur masse volumique au moment des mesures n'a pas été prise en compte. Cependant, ils nous donnent des informations uniques sur la variation de la permittivité avec la fréquence.

Sans compter les mesures affectées par la diffusion à hautes fréquences, les résultats présentent une bonne cohérence le long de la gamme de fréquence malgré trois instrumentations différentes utilisées : la partie réelle a tendance à diminuer quand la fréquence augmente et la partie imaginaire ne varie pas de manière très significative. Globalement, les résultats concordent avec d'autres mesures (cendres volcaniques, roches réduites en poudre, simulants du régolite lunaire et martien originaux) à des fréquences proches ou comprises dans la gamme de fréquence que nous avons exploré. Les méthodes de mesure employées, les conditions de mesure, l'état de l'échantillon (masse volumique, composition, distribution en taille, orientation) sont autant de variables importantes qui peuvent influencer sur les mesures et rendent difficile la comparaison entre les mesures effectuées par différents auteurs. Cela souligne l'importance de mener des investigations sur une large gamme de fréquence avec un échantillon unique.

Ayant une porosité globale élevée (30 – 60%), les échantillons poreux étudiés sont considérés comme des échantillons représentatifs des poussières cométaires floconneuses en terme de porosité. L'étude de leur permittivité en fonction de leur masse volumique (liée à la porosité) à hautes fréquences (sans prendre en compte les mesures affectées par la diffusion) nous permet d'estimer le domaine de variation de la partie réelle de la permittivité ainsi que la valeur limite de la partie imaginaire pour la surface et la sous-surface du noyau de la comète 67P/C-G à la fréquence du récepteur millimétrique de MIRO. Associés avec des résultats de mesures complémentaires, l'effet de la température et de la composition chimique interne sont pris en compte. Les travaux de [Belton *et al.* \(2007\)](#) supposent que certaines zones de la surface de la comète 9P/Tempel 1 (de la famille des JFCs, comme 67P/C-G) seraient dépourvues

de glace et que dans ces zones ne subsisterait qu'une couche de poussières cométaires. Dans le cadre des données recueillies par le récepteur millimétrique de MIRO, si de telles zones sont présentes à la surface de 67P/C-G, on peut s'attendre aux résultats suivants :

- ϵ' devrait se trouver dans la gamme [1,12 – 1,54] et la limite supérieure de ϵ'' serait de l'ordre de 0,05 pour une température de 27°C ;
- ϵ' devrait se trouver dans la gamme [1,09 – 1,50] et la limite supérieure de ϵ'' serait de l'ordre de 0,04 pour une température de -173°C ;

Pour un mélange composé de poussières et de glace d'eau, ϵ' devrait se trouver dans la gamme [1,02 – 1,41]. On estime que ces résultats sont une contribution importante à la préparation des futures observations du noyau de la comète 67P/C-G par MIRO et leur interprétation.

À partir des mesures effectuées avec les sous-échantillons ayant une granulométrie proche ou supérieure à 200 μm , on a montré que ϵ' augmentait exponentiellement avec le rapport λ/Φ diminuant ; ceci implique une baisse importante de l'émissivité lorsque la longueur d'onde diminue et que la taille moyenne des grains reste constante. Ce résultat semble en accord avec les mesures effectuées par les canaux millimétriques et submillimétriques de MIRO sur l'astéroïde de type E (2867) Steins pour lesquelles sont estimées des émissivités respectives de [0,85 – 0,90] ($\epsilon' = 7$) et [0,60 – 0,70] ($\epsilon' = 20$).

Même si le traitement des données de MIRO privilégie la présence d'un milieu rocheux, on peut évoquer la présence de particules diffusantes au sein même de la roche pour expliquer cette forte dépendance de l'émissivité avec la longueur d'onde. D'après nos mesures les particules commenceraient à diffuser le signal à 0,5 mm de longueur d'onde si leur taille atteint au moins 50 μm ($\lambda/8$). Ces particules devraient se trouver à moins de 3 mm de profondeur selon la profondeur de pénétration estimée à partir de la permittivité du fragment d'aubrite (dont les corps parents sont certainement des astéroïdes de type E) que nous avons mesuré à 190 GHz.

Les mesures sur les particules poreuses qui ne sont pas affectées par la diffusion à 190 GHz et pour lesquelles ϵ' se situe dans la gamme [2,1 – 3,2] confortent l'analyse des données de MIRO obtenues durant l'observation de l'astéroïde (21) Lutetia. Cette analyse implique ainsi la présence d'un régolite poreux analogue au régolite lunaire.

Conclusions et perspectives

4.5 Bilan et conclusions

Dans le premier chapitre nous avons évalué les besoins dans le domaine de la télédétection radar en ce qui concerne la connaissance de la permittivité pour interpréter les données recueillies à partir d'observation de noyaux cométaires et d'astéroïdes. La sonde européenne *Rosetta* qui atteindra la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko dans moins d'un an et qui a déjà survolé deux astéroïdes, (2867) Steins et (21) Lutetia, comporte à son bord plusieurs expériences radiométriques. Entre elles, MIRO est le seul instrument dédié au domaine millimétrique (1,58 mm de longueur d'onde) et submillimétrique (0,5 mm de longueur d'onde) à bord de l'orbiteur et donc à l'étude des propriétés de la surface et de la sous-surface du noyau de la comète. Il comptera parmi les instruments clés pour choisir le site d'atterrissage de Philae et assurer sa survie.

Aucune mesure de permittivité à ce jour ne concerne des matériaux poreux et représentatifs de la surface des comètes ou des astéroïdes pour les longueurs d'ondes utilisées par les radiomètres de MIRO. Il faut savoir que la permittivité varie en fonction de plusieurs paramètres dont la fréquence, la masse volumique, la température, la composition chimique (teneur en eau, en glace, en oxyde métallique), l'orientation et la taille des grains pour les régolites présents à la surface des astéroïdes ou pour les couches de poussières (mêlées ou non avec de la glace) présentes sur la surface des comètes. Il est donc crucial de mener des investigations concernant les variations de la permittivité de matériaux représentatifs de la surface cométaire dans le domaine millimétrique et submillimétrique afin d'apporter des contraintes pour les modèles d'inversion des données.

Le chapitre 2 décrit les trois échantillons poreux que nous avons recueillis afin d'effectuer les mesures de permittivité. Ce sont tous des échantillons de cendres volcaniques dont les tailles de grains varient de 1 jusqu'à 600 μm . Un échantillon provient de l'Etna et les deux autres sont des simulants de régolites préparés par la NASA : le JSC Mars-1 et le JSC-1A. Le premier simulant possède les propriétés du sol martien et le deuxième simulant possède les propriétés des mers lunaires. Ces échantillons représentent de bons analogues pour les régolites mais aussi pour les poussières cométaires en terme de porosité. En effet, les images au microscope électronique à balayage que nous avons réalisé ont mis en évidence la porosité intrinsèque élevée des grains à la texture vitreuse composants ces échantillons. Aussi, nous avons montré qu'en fonction de la distribution en taille des grains, la porosité des échantillons pouvait

varier. Nous avons séparé respectivement l'échantillon en provenance de l'Etna, le simulant JSC Mars-1 et le simulant JSC-1A en 4, 3 et 6 sous-échantillons avec des distributions en taille de grain différentes dans le but d'étudier l'effet de la masse volumique (liée à la porosité) sur la permittivité pour chaque type d'échantillon. Les différentes gammes de taille de grain pour les sous-échantillons ne sont pas les mêmes pour les trois échantillons principalement parce-que les masses disponibles étaient différentes. La masse volumique des sous-échantillons a été ensuite déterminée pendant les mesures avec le banc disponible au LERMA que nous avons monté en transmission comme expliqué dans le chapitre 3. Celle-ci varie entre 804 et 1395 kg/m³, menant à une estimation de la variation de la porosité entre 30% et 60%. Ces échantillons sont principalement composés de silicates mais leur teneur en oxyde de fer peut limiter la comparaison avec les poussières cométaires, en particulier pour le simulant JSC Mars-1. On s'attend en fait à ce que les poussières cométaires soient pauvres en oxyde de fer (moins de 1%), bien que les connaissances actuelles sur la composition chimique des poussières cométaires se basent seulement sur des analyses de particules collectées dans les chevelures de deux comètes (1P/Halley et 81P/Wild 2), sur la spectroscopie infrarouge, sur l'analyse des IDPs et des micrométéorites qui sont néanmoins des particules altérées.

Dans le chapitre 3, nous présentons dans un premier temps l'expérience que nous avons mis en oeuvre pour la mesure de permittivité à la fréquence de réception du canal millimétrique de MIRO (190 GHz). Pour cela nous avons développé un protocole de mesure de la permittivité, à la fois pour les matériaux poreux et pour les fragments de météorites, sur un banc de mesure disponible au LERMA. Ce protocole comprend (1) la fabrication de plusieurs supports d'échantillons, (2) la mise en place des échantillons, (3) la détermination de la masse volumique, (4) l'optimisation de la mesure (calcul des dimensions géométriques du banc, diminution du TOS, utilisation de diaphragmes), (5) le suivi des conditions du laboratoire en température et hygrométrie relative et (6) la mesure. Afin d'étudier les variations de la permittivité avec la fréquence, nous avons aussi collaboré avec le laboratoire IMS de Bordeaux. Nous avons effectué des mesures à 2,45 ; 5,6 ; 8 et 12 GHz avec des cavités résonantes et à 0,05 ; 0,10 et 0,50 GHz avec une sonde coaxiale.

Les résultats présentés dans le chapitre 4 sont les premières estimations de la permittivité de matériaux poreux et de fragments de météorites (aubrite et diogénite) à la longueur d'onde du récepteur millimétrique de MIRO. La partie réelle ϵ' et la partie imaginaire ϵ'' de la permittivité des échantillons poreux sont représentées en fonction de la taille moyenne des grains des sous-échantillons. ϵ' et ϵ'' sont également représentées en fonction de la masse volumique seulement pour les mesures à 190 GHz. Aux autres fréquences la masse volumique n'a pas été déterminée lors des mesures. En tenant compte des mesures à toutes les fréquences, les résultats indiquent que les matériaux poreux possèdent une partie réelle de la permittivité comprise entre 2 et 4 et une partie imaginaire comprise entre 0,05 et 0,31. Nos mesures à 190 GHz montrent que la permittivité suit les variations de la masse volumique pour des distributions en taille dont la moyenne Φ est inférieure à 200 μm ($= \lambda/8$). Pour une taille moyenne de grain supérieure à 200 μm , les valeurs de ϵ' augmentent d'un sous-échantillon à un autre de quelques pourcents à 25 %. On observe aussi que ϵ'' augmente au maximum de 120%. Nous interprétons ces

4.6 Perspectives

variations comme l'effet de la diffusion de l'onde électromagnétique par les grains contenus dans les sous-échantillons concernés (n°3, 4, 7, 11, 12 et 13). Les résultats qui ne sont pas affectés par la diffusion nous ont permis d'estimer le domaine de variation de la partie réelle de la permittivité de la surface et de la sous-surface du noyau cométaire 67P/C-G et la limite supérieure de la partie imaginaire. Pour des zones seulement recouvertes d'une couche de poussière, on estime que ϵ' est comprise entre dans la gamme [1,12 – 1,54] pour une température de 27°C (température maximale attendue à la surface du noyau) et dans la gamme [1,09 – 1,50] pour une température de -173°C (température minimale attendue à la surface du noyau); la limite supérieure de ϵ'' est de 0,04. Pour un mélange de glace et de poussière, on estime que ϵ' est comprise dans la gamme [1,02 – 1,41].

Aussi, les mesures que nous avons effectuées à la fois sur les échantillons poreux, un fragment d'aubrite et un fragment de diogénite, peuvent être interprétées dans le cadre des observations des astéroïdes (2867) Steins et (21) Lutetia. On a montré dans le chapitre 4 que les mesures sur le fragment d'aubrite confirment l'interprétation des données recueillies par MIRO au niveau de la surface et de la sous-surface de (2867) Steins. Les mesures sur les échantillons poreux sont en accord avec l'interprétation des données collectées sur (21) Lutetia.

Des études similaires sont disponibles dans la littérature concernant des roches réduites en poudre, des sables et des cendres volcaniques. En revanche, la couverture de fréquence dont nous disposons pour ces trois échantillons est unique. Cette étude constitue une première estimation de l'évolution de la permittivité en fonction de la fréquence sur trois ordres de grandeur de fréquence (50 MHz – 190 GHz).

Si le module Philae arrive à la surface du noyau cométaire, sa survie dépend du choix du site d'atterrissage. Les données de MIRO couplées avec celles d'autres instruments à bord de *Rosetta* recueillies pendant la phase d'approche du noyau permettront d'établir des régions candidates. Philae contient l'instrument SESAME (Surface Electrical, Seismic and Acoustic Monitoring Experiments) et une partie de l'instrument CONSERT dont la fréquence portée est de 90 MHz. Le spectre de fréquence étendue de nos mesures de permittivité sur les échantillons poreux englobe la fréquence de fonctionnement de l'instrument CONSERT.

4.6 Perspectives

L'implication de ces mesures dépasse le cadre de la mission *Rosetta*. En effet, les prochaines missions spatiales en direction des astéroïdes comme (4) Vesta, de la Lune ou de Mars dans lesquelles un atterrisseur (module habité ou robot) sera engagé devront prendre en compte les propriétés des premières couches de la surface. Nos données à 190 GHz sont donc uniques pour le choix du site d'atterrissage car ce sont les seules effectuées sur à cette fréquence impliquant une profondeur de pénétration de quelques millimètres au plus pour des matériaux représentatifs de régolites. De plus, la télédétection terrestre, l'utilisation des objets transneptuniens comme calibrateurs secondaires pour Herschel et Planck ainsi que la détection des dunes, des volcans et des glaces sur Titan (satellite de Saturne exploré par la

sonde *Cassini*) représentent aussi des domaines de recherche dans lesquelles nos données peuvent être utilisées.

Les perspectives concernant la suite de ce travail sont nombreuses. Les priorités immédiates sont (1) de continuer la collaboration avec le laboratoire IMS de Bordeaux et de préciser les mesures aux fréquences intermédiaires et basses fréquences avec les matériaux poreux en déterminant la masse volumique de l'échantillon pour chaque mesure. Nous devons aussi faire les mesures avec les deux fragments de météorites. Il est important de s'ouvrir également aux autres possibilités de mesure, telle que l'expérience *Epsimu* (Institut Fresnel, Marseille) afin de comparer les résultats ; (2) de continuer les mesures de permittivité à 190 GHz avec les fragments de météorites sous forme compacte en augmentant le nombre de zones étudiées afin de caractériser les échantillons dans leur globalité ; (3) de mesurer la permittivité à 190 GHz de la poudre d'aubrite que nous avons préparé en faisant varier la masse volumique pour voir son effet et de comparer les résultats avec des modèles de mélange ; (4) de consolider les rapports avec le JPL en continuant les collaborations entamées durant la thèse (j'ai effectué plusieurs présentations pendant les réunions de travail de l'équipe MIRO), plus précisément concernant la caractérisation des propriétés diélectriques (avec Essam Heggy) et thermiques (avec Matthieu Choukroun) d'analogues de matière cométaire et de régolites, et en mesurant la permittivité de poudres de chondrites que nous avons reçu de la part d'Essam Heggy ; (5) d'engager des mesures sur des mélanges composés des échantillons poreux et de glaces d'eau avec le banc monté en transmission au LERMA dans le domaine millimétrique. L'expérience *Epsimu*, développée au sein de l'institut Fresnel à Marseille par Pierre Sabouroux pourrait également répondre à ce besoin pour des fréquences comprises entre 50 MHz et 18 GHz ; (6) de continuer le développement des expériences de mesure du coefficient de réflexion des matériaux analogues aux régolites et à la matière cométaire dans le domaine millimétrique.

A plus long terme, nous envisageons (1) de développer une expérience de mesure de permittivité avec le banc millimétrique monté en transmission sous vide ou sous atmosphère azotée afin de s'affranchir des éventuels effets provoqués par l'humidité de l'air ; (2) de faire une demande d'accès à un fragment de la chondrite Orgueil, reconnue aujourd'hui comme l'une des météorites dont la composition chimique est la plus primitive, afin de mesurer sa permittivité (sous forme de poudre et sous forme solide). Elle nous donnera des informations sur les propriétés diélectriques de la matière primitive que comporte les comètes ; (3) de développer des mesures en transmission (permittivité) et en réflexion (coefficient de réflexion) dans le domaine submillimétrique avec Alain Maestrini (LERMA) ; (4) de développer les expériences de mesure de permittivité de mélanges glaces/poussières (cendres volcaniques ou poudres de chondrite) dans le domaine millimétrique et submillimétrique en cryogénie pour une application dans les futurs missions spatiales en direction des satellites glacées de Jupiter, avec la mission européenne JUICE (Jupiter Icy Moons Explorer), ou de Saturne.

Annexes

Annexe A

Intégralité des mesures à 190 GHz

	ϵ'	$\tan \delta$	ϵ''	ρ (kg/m ³)	T_a (°C)	H_a (%)
n°1 (Etna)	2,65	0,019	0,050	1098	24	35
	2,71	0,021	0,057	1098	24	35
	2,72	0,013	0,035	1076	24	35
	2,60	0,020	0,052	1065	24	35
	2,62	0,023	0,060	1087	24	35
Moyenne	2,66	0,019	0,051	1085	24	35
Ecart-type	0,05	0,004	0,010	14		

	ϵ'	$\tan \delta$	ϵ''	ρ (kg/m ³)	T_a (°C)	H_a (%)
n°2 (Etna)	2,86	0,035	0,100	1231	25	37
	2,96	0,032	0,095	1244	25	38
	2,90	0,031	0,090	1238	25	38
	2,93	0,029	0,084	1222	25	37
	2,94	0,029	0,085	1245	25	38
Moyenne	2,92	0,031	0,091	1236	25	38
Ecart-type	0,04	0,003	0,007	10		

	ϵ'	$\tan \delta$	ϵ''	ρ (kg/m ³)	T_a (°C)	H_a (%)
n°3 (Etna)	3,04	0,052	0,158	1200	25	37
	3,15	0,045	0,142	1170	25	38
	3,20	0,043	0,138	1204	25	38
	3,18	0,047	0,149	1197	25	38
	3,18	0,042	0,134	1179	26	38
Moyenne	3,15	0,046	0,144	1190	25	38
Ecart-type	0,06	0,004	0,010	15		

	ϵ'	$\tan \delta$	ϵ''	ρ (kg/m ³)	T_a (°C)	H_a (%)
n°4 (Etna)	3,81	0,078	0,298	1200	24	48
	3,95	0,077	0,305	1188	25	48
	4,00	0,076	0,303	1222	25	48
	3,84	0,076	0,292	1211	25	48
	4,02	0,081	0,326	1215	25	48
Moyenne	3,92	0,078	0,305	1207	25	48
Ecart-type	0,10	0,002	0,013	13		

	ϵ'	$\tan \delta$	ϵ''	ρ (kg/m ³)	T_a (°C)	H_a (%)
n°5 (JSC Mars-1)	2,19	0,082	0,180	804	24	37
	2,10	0,086	0,181	826	23	37
	2,10	0,076	0,160	783	24	38
	2,14	0,073	0,156	783	24	37
	2,10	0,093	0,195	826	24	37
	Moyenne	2,13	0,082	0,174	804	24
Ecart-type	0,04	0,008	0,016	22		

	ϵ'	$\tan \delta$	ϵ''	ρ (kg/m ³)	T_a (°C)	H_a (%)
n°6 (JSC Mars-1)	2,42	0,069	0,167	868	25	35
	2,42	0,067	0,162	866	24	36
	2,43	0,069	0,168	866	24	37
	2,43	0,072	0,175	866	24	47
	2,41	0,068	0,164	850	25	37
Moyenne	2,42	0,069	0,167	864	25	38
Ecart-type	0,01	0,002	0,005	8		

	ϵ'	$\tan \delta$	ϵ''	ρ (kg/m ³)	T_a (°C)	H_a (%)
n°7 (JSC Mars-1)	2,46	0,066	0,162	841	23	37
	2,45	0,066	0,162	852	23	37
	2,42	0,070	0,169	863	23	36
	2,41	0,070	0,169	843	24	34
	2,37	0,068	0,161	845	24	35
Moyenne	2,42	0,068	0,165	849	23	36
Ecart-type	0,04	0,002	0,004	9		

	ϵ'	$\tan \delta$	ϵ''	ρ (kg/m ³)	T_a (°C)	H_a (%)
n°8 (JSC-1A)	2,91	0,019	0,055	1289	25	36
	2,91	0,016	0,047	1278	25	37
	2,90	0,018	0,052	1283	25	37
	2,87	0,020	0,057	1298	25	38
	2,87	0,015	0,043	1278	25	37
Moyenne	2,892	0,018	0,051	1285	25	37
Ecart-type	0,02	0,002	0,006	8		

	ϵ'	$\tan \delta$	ϵ''	ρ (kg/m ³)	T_a (°C)	H_a (%)
n°9 (JSC-1A)	3,21	0,020	0,064	1394	24	40
	3,18	0,022	0,070	1395	24	40
	3,15	0,021	0,066	1401	24	41
	3,18	0,019	0,060	1384	24	40
	3,15	0,021	0,066	1399	25	40
Moyenne	3,17	0,021	0,065	1395	24	40
Ecart-type	0,03	0,001	0,003	6		

	ϵ'	$\tan \delta$	ϵ''	ρ (kg/m ³)	T_a (°C)	H_a (%)
n°10 (JSC-1A)	2,98	0,021	0,063	1199	27	42
	2,92	0,022	0,064	1247	26	42
	2,89	0,023	0,066	1238	27	42
	2,91	0,023	0,067	1249	27	42
	2,93	0,022	0,064	1251	27	42
Moyenne	2,93	0,022	0,065	1237	25	39
Ecart-type	0,03	0,001	0,002	22		

	ϵ'	$\tan \delta$	ϵ''	ρ (kg/m ³)	T_a (°C)	H_a (%)
n°11 (JSC-1A)	2,92	0,025	0,073	1229	25	44
	2,99	0,022	0,066	1213	25	43
	3,01	0,024	0,072	1242	26	43
	3,04	0,021	0,064	1224	26	43
	3,01	0,020	0,060	1231	26	44
Moyenne	2,99	0,022	0,067	1228	25	43
Ecart-type	0,05	0,002	0,006	11		

	ϵ'	$\tan \delta$	ϵ''	ρ (kg/m ³)	T_a (°C)	H_a (%)
n°12 (JSC-1A)	3,21	0,033	0,106	1177	26	37
	3,17	0,032	0,101	1162	26	37
	3,14	0,033	0,104	1171	26	37
	3,12	0,033	0,103	1166	26	37
	3,15	0,030	0,095	1155	26	37
Moyenne	3,16	0,032	0,102	1166	26	37
Ecart-type	0,03	0,001	0,004	8		

	ϵ'	$\tan \delta$	ϵ''	ρ (kg/m ³)	T_a (°C)	H_a (%)
n°13 (JSC-1A)	3,52	0,048	0,168	1085	25	49
	3,64	0,045	0,165	1146	25	48
	3,50	0,050	0,173	1083	26	47
	3,50	0,047	0,163	1090	26	48
	3,59	0,046	0,165	1112	26	48
Moyenne	3,55	0,047	0,167	1103	26	48
Ecart-type	0,06	0,002	0,004	27		

Aubrite ALHA78113,84					
	ϵ'	$\tan \delta$	ϵ''	T_a (°C)	H_a (%)
Face avant	6,02	0,031	0,188	24	40
	6,20	0,031	0,190	24	39
	6,08	0,032	0,195	24	39
	5,98	0,032	0,191	24	38
	6,19	0,031	0,191	24	37
Face arrière	6,10	0,042	0,253	24	38
	6,18	0,042	0,259	24	38
	6,23	0,039	0,246	25	37
	6,07	0,041	0,249	25	37
	6,19	0,040	0,251	25	37
	Moyenne	6,12	0,036	0,221	24
Ecart-type	0,09	0,005	0,032		

Diogénite MIL07001,16					
	ϵ'	$\tan \delta$	ϵ''	T_a (°C)	H_a (%)
Face avant	7,18	0,023	0,166	26	33
	7,13	0,031	0,219	26	33
	7,11	0,030	0,216	26	34
	7,12	0,030	0,212	26	33
	7,08	0,028	0,201	26	33
Face arrière	7,03	0,016	0,114	25	41
	6,91	0,016	0,113	25	44
	6,91	0,016	0,110	25	43
	6,93	0,018	0,126	25	44
	6,84	0,017	0,113	25	43
Moyenne	7,02	0,023	0,159	25	38
Ecart-type	0,12	0,007	0,049		

Sable témoin (95% SiO₂), de Nemours				
ϵ'	ρ (kg/m ³)	T _a	H _a	Support d'échantillon utilisé
2,68	1449	22	44	
2,56	1439	25	45	
2,58	1444	25	45	
2,63	1451	24	40	
2,60	1433	24	36	n°1 (5,54 cm ³)
2,53	1442	24	39	
2,73	1487	26	48	
2,76	1487	26	48	
2,68	1487	26	48	
2,74	1473	24	48	
2,84	1547	22	44	
2,74	1547	23	44	
2,83	1537	23	45	n°2 (0,92 cm ³)
2,80	1537	24	38	
2,73	1558	24	36	
2,68	1591	25	37	

PTFE		
ϵ'	T _a	H _a
2,02	24	40
2,03	23	52
2,05	23	41
2,05	25	37
2,02	26	40
2,05	26	40

Annexe B

Notations

A	atténuation du signal
\mathbf{H}	vecteur champ magnétique
B	susceptance
c	vitesse de la lumière
C_a	capacité active de la sonde coaxiale
C_0	capacité résiduelle d'une sonde coaxiale
d_1	distance entre le cornet d'émission et la première lentille
d_2	distance qui sépare la première lentille de l'endroit où w_{02} est atteint
D	taille caractéristique d'un grain
\mathbf{E}	vecteur champ électrique
E_d	Emissivité directionnelle monochromatique
E_p	épaisseur du support d'échantillon granulaire
f	distance focale d'une lentille
F_I	flux de rayonnement incident
F_{re}	flux de rayonnement réfléchi
F_{tr}	flux de rayonnement transmis
F_{ab}	flux de rayonnement absorbé
G	conductance

H_a	hygrométrie relative de l'air ambiant
h_p	constante de Planck
I	intensité du champ électrique
k_b	constante de Boltzmann
k	norme du vecteur d'onde
K	nombre réel positif
L_c	ouverture des cornets à corrugations utilisés pour le banc quasi-optique
$L(\lambda, \theta, \phi, T)$	luminance directionnelle monochromatique d'une surface quelconque
$L_u(\lambda, T)$	luminance monochromatique d'un corps noir
Q	coefficient de surtension (ou de qualité)
Q_0	coefficient de qualité d'une cavité résonante à vide
Q_1	coefficient de qualité d'une cavité résonante chargée
\tilde{n}	indice de réfraction complexe
n	partie réelle de l'indice de réfraction complexe
N	rang d'harmonique d'une onde
N_g	nombre de grains analysés dans un sous-échantillon
r	coordonnée radiale dans un repère cylindrique
r_h, r_v	coefficients de Fresnel
$R(z)$	rayon de courbure du front d'onde
$S_{ij}(\nu)$	paramètres S (ou coefficient de répartition)
T	température physique du corps
T_a	température de l'air ambiant
$\tan \delta$	tangente de perte (égale au rapport entre ϵ'' et ϵ')
V_g	le volume occupé par le grain
V_{eq}	le volume de la sphère équivalente au grain
V	volume de remplissage des supports d'échantillons granulaires
V_{ech}	volume d'échantillon dans une cavité résonante

V_C	volume d'une cavité résonante
w_z	rayon du faisceau d'onde millimétrique suivant l'axe de propagation z
w_0	rayon minimum du faisceau pendant sa propagation
w_{01}	rayon minimum du faisceau d'onde à la sortie du cornet d'émission
w_{02}	rayon du faisceau d'onde au niveau de l'échantillon à analyser, proche du waist
W_a	énergie emmagasinée à la résonance d'une cavité pour les mesures de permittivité
W	énergie perdue pendant une période pour l'onde se propageant dans la cavité résonante
Y	admittance complexe
z_{ray}	distance de Rayleigh (faisceau d'onde localement plan)
z_F	distance de Fraunhofer (faisceau d'onde localement sphérique)
α	coefficient d'absorption
α_d	absorptivité directionnelle monochromatique
$\beta(x, y, z)$	amplitude du champ électrique (fonction lentement variable en z)
β_0	constante d'intégration (liée à $\beta(x, y, z)$)
γ	angle de réfraction
$\Delta\varphi$	rotation de phase du signal pour la mesure de permittivité à 190 GHz
$\Delta E(x, y, z)$	laplacien du champ électrique
ϵ_r	permittivité relative complexe (ou permittivité)
ϵ'	partie réelle de la permittivité
ϵ''	partie imaginaire de la permittivité
$\epsilon_{ef}(\theta)$	épaisseur effective de l'échantillon traversé par le signal
ν	fréquence
ν_0	fréquence de résonance d'une cavité résonante à vide
ν_1	fréquence de résonance d'une cavité résonante chargée
θ	angle d'incidence entre le faisceau d'onde et l'échantillon à analyser
λ	longueur d'onde
$\bar{\rho}$	masse volumique moyenne de nos sous-échantillons

ρ	masse volumique
ρ_s	masse volumique intrinsèque
ρ_d	réflectivité directionnelle monochromatique
σ_{E_p}	incertitude instrumentale sur l'épaisseur des supports d'échantillons granulaires
$\sigma_{\Delta\varphi}$	incertitude instrumentale sur la détermination de la rotation de phase par le VNA
σ_A	incertitude instrumentale de la mesure de l'atténuation par le VNA
σ_ν	incertitude instrumentale sur la fréquence délivrée par le VNA
$\sigma_{\epsilon'}$	incertitude instrumentale sur la détermination de la partie réelle de la permittivité
$\sigma_{\epsilon''}$	incertitude instrumentale sur la détermination de la partie imaginaire de la permittivité
$\sigma_{\tan\delta}$	incertitude instrumentale sur la détermination de la tangente de perte
τ	coefficient de remplissage calculé pour un échantillon et une cavité résonante donnée
τ_d	transmittivité directionnelle monochromatique
ω	pulsation

Annexe C

Acronymes

Acronyme	Signification
AGT	assistance gravitationnelle terrestre
AGM	assistance gravitationnelle martienne
CNES	Centre national d'études spatiales
ESA	European Space Agency, agence spatiale européenne
EDS	Energy-Dispersive Spectra
EM	onde électromagnétique
HTCs	Halley-type Comets
IDPs	Interplanetary Dust Particles (collectées dans la stratosphère)
IMS	laboratoire d'intégration du matériau au système
IPAG	Institut de planétologie et d'astrophysique de Grenoble
IRAP	Institut de recherche en astrophysique et planétologie
ISMPS	International Society of Meteoritics and Planetary Science
ISO	Infrared Space Observatory
ISTeP	Institut des sciences de la Terre de Paris
JFCs	Jupiter-Family Comets
JPL	Jet Propulsion Laboratory
JSC	Johnson Space Center

LERMA	Laboratoire d'étude du rayonnement et de la matière en astrophysique
LATMOS	Laboratoire atmosphères, milieux, observations spatiales
LPCs	Long Period Comets
MEB	microscope électronique à balayage
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NEAs	Near Earth Asteroids
PTFE	PolyTetraFluoroEthylène
SI	système international
Sisyphé	structure et fonctionnement des systèmes hydriques continentaux
SPCs	Short Period Comets
TOS	taux d'onde stationnaire
VNA	Vector Network Analyzer

Annexe D

Diffusion scientifique

Monitorat

Pendant ces trois années de thèse, j'ai effectué un monitorat de diffusion de l'information scientifique au sein du département Astronomie du Palais de la Découverte situé à Paris. Mon travail en tant que moniteur consistait à présenter des exposés d'une heure sur divers sujets scientifiques tels que la formation des planètes, les météorites et l'exploration planétaire (64 heures/an).

Conférences

Posters

- Brouet, Y., Levasseur-Regourd, A.C., Encrenaz, P., Gulkis, S. *Permittivity measurements of porous granular materials, in relation with Rosetta mission*. Journée de l'Electromagnétisme URSI, 27 – 28 mars 2013, Paris, France.
- Brouet, Y., Levasseur-Regourd, A. C., Encrenaz, P., Gheudin, M., Ciarletti, V., Gulkis, S., Jambon, A., Ruffié, G., Prigent. C. *Laboratory measurements of dielectric properties of compact and granular materials, in relation with Rosetta mission*. EGU, 22 – 27 avril 2012, Vienne, Autriche.
- Brouet, Y., Levasseur-Regourd, A.C., Encrenaz, P., Gheudin, M., Ruffié, G., Gulkis, S. *Laboratory dielectric constant determination for planetary surface characterization*. EPSC-DPS Joint Meeting, 3 – 8 octobre 2011, Nantes, France.
- Brouet, Y., Lasue, J., Levasseur-Regourd, A.C. *Atmospheric entry of fluffy cometary particles under early Earth's conditions*. Origins, 3 – 7 juillet 2011, Montpellier, France.
- Brouet, Y., Lasue, J., Levasseur-Regourd, A.C. *Atmospheric entry of fluffy cometary particles*

under early Earth's conditions. SF2A, 20 – 23 juin 2011, Paris, France.

Présentation orale

Brouet, Y., Levasseur-Regourd, A.C., Encrenaz, P., Gheudin, M., Ruffié, G., Bonnaudin, F., Gulkis, S., Landry, P., Munier, J.M., Ciarletti, V., Batrunga, M. *Dielectric properties of porous granular matter, in relation with Rosetta cometary mission*. EPSC, 23-28 septembre 2012, Madrid, Espagne.

Publications

- Brouet, Y., Levasseur-Regourd, A.C., Encrenaz, P., Gulkis, S., 2013. *Permittivity of porous granular matter, to support radar observations of small bodies*. Planetary and Space Sciences, accepté sous réserve de modifications mineures.
- Rivier, G., Crida, A., Morbidelli, A., Brouet, Y., 2012. *Circum-planetary discs as bottlenecks for gas accretion onto giant planets*. Astronomy and Astrophysics 548, A116.
- Levasseur-Regourd, A.C., Lasue, J., Brouet, Y., Encrenaz, P., 2011. *Interplanetary dust particles from comets, as a possible source of complex carbonaceous compounds on terrestrial planets in the early solar system*. Origins of Life and Evolution of the Biospheres, <http://www.springer.com/life+sciences/journal/11084>.

Liste des tableaux

1.1	Les missions spatiales d'exploration cométaire excepté <i>Rosetta</i>	4
1.2	Estimations des masses volumiques de quelques noyaux de comètes survolés	8
1.3	Principaux minéraux identifiés sur la surface des astéroïdes en fonction du type taxinomique	13
1.4	Calendrier des évènements importants de la mission <i>Rosetta</i>	19
1.5	Paramètres d'ajustement des observations de (2867) Steins et (21) Lutetia par MIRO	24
1.6	Permittivité mesurée pour des sables	36
1.7	Permittivité de plusieurs échantillons de tuf volcaniques et de cendres volcaniques.	36
2.1	Masses des différents sous-échantillons provenant de l'Etna.	46
2.2	Masses volumiques des différents sous-échantillons de l'Etna.	47
2.3	Composition chimique du simulant JSC Mars-1	51
2.4	Masses des différents sous-échantillons du simulant JSC Mars-1.	52
2.5	Masses volumiques des différents sous-échantillons du simulant JSC Mars-1.	54
2.6	Composition chimique du simulant JSC-1A	57
2.7	Masses des différents sous-échantillons du simulant JSC-1A.	57
2.8	Masses volumiques des différents sous-échantillons du simulant JSC-1A.	60
2.9	Propriétés des sous-échantillons	65
3.1	Partie réelle de la permittivité et tangente de perte du PTFE à 100 et 150 GHz	83
3.2	Epaisseurs et volumes de remplissage des deux supports d'échantillons composés de particules	86
3.3	Incertitudes sur la rotation de phase, l'amplitude et l'épaisseur de l'échantillon	94
3.4	Paramètres mesurés à 190 GHz pour les cinq mesures du sous-échantillon n°2	95
3.5	Paramètres mesurés à 190 GHz pour les cinq mesures du sous-échantillon n°9	95
3.6	Incertitudes instrumentales sur n , $\tan \delta$, ϵ' et ϵ'' déterminées pour les sous-échantillons n°2 et 9	96
3.7	Test de répétitivité de la mesure en cavité résonante avec un échantillon de sable de la dune du Pilat	99

LISTE DES TABLEAUX

4.1	Permittivité des sous-échantillons de l'Etna à hautes fréquences	105
4.2	Permittivité des sous-échantillons de l'Etna entre 0,05 et 12 GHz	105
4.3	Permittivité des sous-échantillons du simulant JSC Mars-1 à hautes fréquences	107
4.4	Permittivité des sous-échantillons du simulant JSC Mars-1 entre 12 et 0,05 GHz	107
4.5	Permittivité des sous-échantillons du simulant JSC-1A à hautes fréquences	109
4.6	Permittivité des sous-échantillons du simulant JSC-1A entre 0.05 et 12 GHz	110
4.7	Données de comparaisons obtenues entre 1969 et 2012 par différents auteurs	122
4.8	Estimation de la partie réelle de la permittivité de la surface et de la sous-surface du noyau 67P/C-G	124
4.9	Estimation de la permittivité de la surface et de la sous-surface du noyau 67P/C-G en fonction de la température	126
4.10	Permittivité des fragments d'aubrite et de diogénite à 190 GHz	132
4.11	Permittivité des fragments originaux d'aubrite et de diogénite entre 1 et 110 GHz (IMS, 2009)	133

Liste des figures

1.1	Chevelure de la comète C/1995 O1 Hale-Bopp	4
1.2	Approche de la comète 1P/Halley par la sonde Giotto	5
1.3	Les différents concepts de structure interne cométaire.	6
1.4	Surface de la comète 9P/Tempel 1	7
1.5	Les comètes 9P/Tempel 1, 81P/Wild 2, 19P/Borrelly et 1P/Halley	8
1.6	La comète 103P/Hartley 2 par la sonde EPOXI	9
1.7	Particule cométaire de 81P/Wild 2	11
1.8	Spectre en émission (SWS-ISO) de la comète Hale-Bopp entre 7 et 45 μm	11
1.9	Répartition des types spectraux des astéroïdes dans la ceinture principale en fonction de la distance héliocentrique	13
1.10	Pôle sud de Vesta	14
1.11	Image SEM d'une IDP poreuse de composition chondritique	15
1.12	Voyage interplanétaire de la sonde <i>Rosetta</i>	17
1.13	Phénomène de diffusion	21
1.14	Interaction d'un rayonnement électromagnétique avec une surface plane	22
1.15	Variation fréquentielle de la permittivité liée aux différents mécanismes de polarisation	30
1.16	Partie réelle de la permittivité pour des matériaux volcaniques à 0.45 et 35 GHz	32
1.17	Permittivité d'une poudre en fonction de la masse volumique (modèles de mélange)	34
1.18	Partie réelle et partie imaginaire de la permittivité en fonction de la porosité pour un basalte réduit en poudre	35
1.19	Comparaison de mesure de permittivité en fonction de la masse volumique	37
1.20	Variations de ϵ' et $\tan \delta$ en fonction de la température	39
1.21	Variations de ϵ' et ϵ'' pour des sables en fonction de leur teneur en eau	40
2.1	Mise en évidence au MEB de la porosité d'une cendre volcanique	44
2.2	Site de collecte des cendres volcaniques de l'Etna	45
2.3	Courbe granulométrique de l'échantillon provenant de l'Etna	47
2.4	Sous-échantillons provenant de l'Etna	48
2.5	Images MEB des sous-échantillons de l'Etna.	49

LISTE DES FIGURES

2.6	Production du simulant de régolite martien à partir du cône volcanique Pu'u Nene . . .	50
2.7	Courbe granulométrique du simulant JSC Mars-1	52
2.8	Photographies au microscope optique des trois sous-échantillons du simulant JSC Mars-1	53
2.9	Images MEB des sous-échantillons du simulant JSC Mars-1	55
2.10	Site de production du simulant JSC-1A	56
2.11	Courbe granulométrique du simulant JSC-1A	58
2.12	Photographies au microscope optique des six sous-échantillons du simulant JSC-1A . . .	59
2.13	Images MEB des sous-échantillons du simulant JSC-1A	61
2.14	Images MEB d'un grain poreux du simulant JSC-1A	63
2.15	Estimation de la taille moyenne des grains	64
2.16	Distribution en taille optique des quatre sous-échantillons de l'Etna.	66
2.17	Distribution en taille optique des trois sous-échantillons du simulant JSC Mars-1.	67
2.18	Distribution en taille optique des six sous-échantillons du simulant JSC-1A.	68
2.19	Aubrite ALHA78113,84	69
2.20	Diogénite MIL07001,16	70
2.21	Analyse de l'aubrite au MEB	71
3.1	Banc de mesure développé au LERMA au voisinage de 190 GHz	75
3.2	Profil gaussien de la puissance du champ électrique	77
3.3	Schéma du banc de mesure et caractéristiques de la propagation du faisceau	78
3.4	Epaisseur effective de l'échantillon traversée par le faisceau	80
3.5	Exemple de mesure de la permittivité du sous-échantillon n°2	82
3.6	Amplitude et rotation de phase de l'échantillon de sable témoin en fonction de l'angle d'incidence du faisceau	84
3.7	Supports d'échantillons composés de particules	85
3.8	Supports d'échantillons compacts	86
3.9	Acquisition (phase et amplitude) pour le sous-échantillon n°4 entre 175 et 185 GHz et entre 180 et 200 GHz	89
3.10	Acquisition (phase et amplitude) pour le sous-échantillon n°6 entre 175 et 185 GHz et entre 180 et 200 GHz	90
3.11	Préparation de l'aubrite pour les mesures de permittivité	92
3.12	Préparation de la diogénite pour les mesures de permittivité : première face	93
3.13	Mise en place des mesures en cavité résonante.	98
3.14	Sonde coaxiale connectée à un analyseur d'impédance	100
3.15	Schéma de la mesure avec la sonde coaxiale et le circuit électrique équivalent	100
4.1	Permittivité en fonction de la granulométrie pour les sous-échantillons de l'Etna	106
4.2	Permittivité en fonction de la granulométrie pour les sous-échantillons du simulant JSC Mars-1	108

LISTE DES FIGURES

4.3	Permittivité en fonction de la granulométrie pour les sous-échantillons du simulant JSC-1A	111
4.4	ϵ' en fonction du rapport (longueur d'onde/taille moyenne des grains) d'après les mesures à hautes fréquences sur les échantillons poreux	112
4.5	Masse volumique et partie réelle de la permittivité en fonction de la granulométrie à hautes fréquences	114
4.6	Permittivité des sous-échantillons de l'Etna en fonction de la fréquence	117
4.7	Permittivité des sous-échantillons du simulant JSC Mars-1 en fonction de la fréquence	118
4.8	Permittivité des sous-échantillons du simulant JSC-1A en fonction de la fréquence	119
4.9	ϵ' en fonction de la masse volumique sans diffusion	124
4.10	ϵ'' en fonction de la masse volumique (kg/m^3) à 190 GHz	125
4.11	Permittivité en fonction de la température	128
4.12	Estimation de la profondeur de pénétration L_a normalisée par la longueur d'onde (Etna, JSC Mars-1, JSC-1A)	130

LISTE DES FIGURES

Bibliographie

- ADAMS, R. J., PERGER, W. F., ROSE, W. I. et KOSTINSKI, A. (1996). Measurements of the complex dielectric constant of volcanic ash from 4 to 19 GHz. *Journal of Geophysical Research*, 101:8175–8185.
- AFSAR, M. N. (1987). Precision millimeter-wave dielectric measurements of birefringent crystalline sapphire and ceramic alumina. *IEEE Transactions on Instrumentation Measurement*, 36:554–559.
- A'HEARN, M. F., BELTON, M. J. S., DELAMERE, W. A., FEAGA, L. M., HAMPTON, D., KISSEL, J., KLAASEN, K. P., MCFADDEN, L. A., MEECH, K. J., MELOSH, H. J., SCHULTZ, P. H., SUNSHINE, J. M., THOMAS, P. C., VEVERKA, J., WELLNITZ, D. D., YEOMANS, D. K., BESSE, S., BODEWITS, D., BOWLING, T. J., CARCICH, B. T., COLLINS, S. M., FARNHAM, T. L., GROUSSIN, O., HERMALYN, B., KELLEY, M. S., KELLEY, M. S., LI, J.-Y., LINDLER, D. J., LISSE, C. M., McLAUGHLIN, S. A., MERLIN, F., PROTOPAPA, S., RICHARDSON, J. E. et WILLIAMS, J. L. (2011). EPOXI at Comet Hartley 2. *Science*, 332:1396–1400.
- ALEON, J., ENGRAND, C., LESHIN, L. A. et McKEEGAN, K. D. (2009). Oxygen isotopic composition of chondritic interplanetary dust particles : A genetic link between carbonaceous chondrites and comets. *Geochimica Cosmochimica Acta*, 73:4558–4575.
- ALLEN, C. C., JAGER, K. M., MORRIS, R. V., LINDSTROM, D. J., LINDSTROM, M. M. et LOCKWOOD, J. P. (1998). Martian soil stimulant available for scientific, educational study. *EOS Transactions*, 79:405–405.
- ASPHAUG, E. et BENZ, W. (1994). Density of comet Shoemaker-Levy 9 deduced by modelling breakup of the parent 'rubble pile'. *Nature*, 370:120–124.
- ASPHAUG, E. et BENZ, W. (1996). Size, Density, and Structure of Comet Shoemaker-Levy 9 Inferred from the Physics of Tidal Breakup. *Icarus*, 121:225–248.
- BA, D. S. (2010). *Optimisation d'une procédure de caractérisation électromagnétique de matériaux dans le domaine des micro-ondes : application aux milieux granulaires secs et humides*. Thèse de doctorat, Université de Aix-Marseille 1.

- BALSIGER, H., ALTWEGG, K. et GEISS, J. (1995). D/H and O-18/O-16 ratio in the hydronium ion and in neutral water from in situ ion measurements in comet Halley. *Journal of Geophysical Research*, 100:5827–5834.
- BARMATZ, M., STEINFELD, D., WINTERHALTER, D., RICKMAN, D., GUSTAFSON, R., BUTTS, D. et WEINSTEIN, M. (2012). Microwave Permittivity and Permeability Measurements on Lunar Simulants. In *Lunar and Planetary Institute Science Conference Proceedings*, volume 43, pages 1050–1051.
- BARUCCI, M. A., DOTTO, E. et LEVASSEUR-REGOURD, A. C. (2011). Space missions to small bodies : asteroids and cometary nuclei. *Astronomy and Astrophysics Review*, 19:48.
- BARUCCI, M. A., FORNASIER, S., DOTTO, E., LAMY, P. L., JORDA, L., GROUSSIN, O., BRUCATO, J. R., CARVANO, J., ALVAREZ-CANDAL, A., CRUIKSHANK, D. et FULCHIGNONI, M. (2008). Asteroids 2867 Steins and 21 Lutetia : surface composition from far infrared observations with the Spitzer space telescope. *Astronomy and Astrophysics*, 477:665–670.
- BARUCCI, M. A., FULCHIGNONI, M., FORNASIER, S., DOTTO, E., VERNAZZA, P., BIRLAN, M., BINZEL, R. P., CARVANO, J., MERLIN, F., BARBIERI, C. et BELSKAYA, I. (2005). Asteroid target selection for the new Rosetta mission baseline. 21 Lutetia and 2867 Steins. *Astronomy and Astrophysics*, 430:313–317.
- BASSETT, H. L. et SHACKELFORD, R. G. (1972). Dielectric properties of Apollo 14 lunar samples at microwave and millimeter wavelengths. In *Lunar and Planetary Science Conference Proceedings*, volume 3, pages 3157–3160.
- BECK, A. W., MITTFELDELDT, D. W., MCSWEEN, Jr., H. Y., RUMBLE, III, D., LEE, C.-T. A. et BODNAR, R. J. (2011). MIL 03443, a dunitite from asteroid 4 Vesta : Evidence for its classification and cumulate origin. *Meteoritics and Planetary Science*, 46:1133–1151.
- BELTON, M. J. S., THOMAS, P., VEVERKA, J., SCHULTZ, P., A'HEARN, M. F., FEAGA, L., FARNHAM, T., GROUSSIN, O., LI, J.-Y., LISSE, C., MCFADDEN, L., SUNSHINE, J., MEECH, K. J., DELAMERE, W. A. et KISSEL, J. (2007). The internal structure of Jupiter family cometary nuclei from Deep Impact observations : The "talps" or "layered pile" model. *Icarus*, 187:332–344.
- BIBRING, J.-P., ROSENBAUER, H., BOEHNHARDT, H., ULAMEC, S., BIELE, J., ESPINASSE, S., FEUERBACHER, B., GAUDON, P., HEMMERICH, P., KLETZKINE, P., MOURA, D., MUGNUOLO, R., NIETNER, G., PÄTZ, B., ROLL, R., SCHEUERLE, H., SZEGÖ, K. et WITTMANN, K. (2007). The Rosetta Lander ("Philae") Investigations. *Space Science Reviews*, 128:205–220.
- BINZEL, R. P. et XU, S. (1993). Chips off of asteroid 4 Vesta - Evidence for the parent body of basaltic achondrite meteorites. *Science*, 260:186–191.
- BIRCH, J. (1981). The optical constants of some common low-loss polymers between 4 et 40 cm-1. *Infrared Physics*, 21:225–228.

BIBLIOGRAPHIE

- BIRLAN, M., BARUCCI, M. A., VERNAZZA, P., FULCHIGNONI, M., BINZEL, R. P., BUS, S. J., BELSKAYA, I. et FORNASIER, S. (2004). Near-IR spectroscopy of asteroids 21 Lutetia, 89 Julia, 140 Siwa, 2181 Fogelin and 5480 (1989YK8), potential targets for the Rosetta mission ; remote observations campaign on IRTF. *New Astronomy*, 9:343–351.
- BONN, F. et G., R. (1996). *Précis de télédétection*. Presses de l'Université du Québec.
- BONNAUDIN, F. et RUFFIE, G. (2009). Mesure de la constante diélectrique de deux roches météoriques. *Rapport interne R-2009-250-1, laboratoire IMS*.
- BOTTKE, W. F., NESVORNÝ, D., GRIMM, R. E., MORBIDELLI, A. et O'BRIEN, D. P. (2006). Iron meteorites as remnants of planetesimals formed in the terrestrial planet region. *Nature*, 439:821–824.
- BOTTKE, Jr., W. F., CELLINO, A., PAOLICCHI, P. et BINZEL, R. P. (2002). *Asteroids III*. University of Arizona Press.
- BOUDOURIS, G. (1965). Validité de la méthode de perturbation appliquée aux cavités résonantes pour la mesure de la perméabilité et de la permittivité des petits échantillons. *Journal of Physics*, 25:119.
- BRADLEY, J. P., HUMECKI, H. J. et GERMANI, M. S. (1992). Combined infrared and analytical electron microscope studies of interplanetary dust particles. *Astrophysical Journal*, 394:643–651.
- BRAHIC, A., HOFFERT, M., SCHAAF, A. et TARDY, M. (2003). *Sciences de la Terre et de l'Univers*. Librairie Vuibert.
- BRITT, D. T. et CONSOLMAGNO, G. J. (2004). Meteorite Porosities and Densities : A Review of Trends in the Data. In MACKWELL, S. et STANSBERRY, E., éditeurs : *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, volume 35, page 2108.
- BURBINE, T. H., MCCOY, T. J., MEIBOM, A., GLADMAN, B. et KEIL, K. (2002). Meteoritic Parent Bodies : Their Number and Identification. *Asteroids III*, pages 653–667.
- BUS, S. J. et BINZEL, R. P. (2002). Phase II of the Small Main-Belt Asteroid Spectroscopic Survey A Feature-Based Taxonomy. *Icarus*, 158:146–177.
- BUS, S. J., VILAS, F. et BARUCCI, M. A. (2002). Visible-Wavelength Spectroscopy of Asteroids. *Asteroids III*, pages 169–182.
- BUSSEY, H. E. (1978). Dielectric Measurements of Lunar Soil. In *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, volume 9, pages 140–142.
- CALLA, O. P. N., BOHRA, D., AGARWALLA, S. K., GHOSH, S., BOHRA, C. et VYAS, R. (2007). Comparison of emissivity and scattering coefficient of two samples of Aravali rocks and dry soils of Rajasthan at frequencies of X-band. *Indian Journal of Radio and Space Physics*, 36:65–71.

- CALLA, O. P. N. et RATHORE, I. S. (2012). Study of complex dielectric properties of lunar simulants and comparison with Apollo samples at microwave frequencies. *Advances in Space Research*, 50:1607–1614.
- CALVET, R. (2003). *Le sol, propriétés et fonctions*. France Agricole Editions.
- CAMPBELL, B. A. (2002). *Radar remote sensing of planetary surfaces*. Cambridge University Press.
- CAMPBELL, M. J. et ULRICHS, J. (1969). Electrical properties of rocks and their significance for lunar radar observations. *Journal of Geophysical Research*, 74:5867–5881.
- CHAPMAN, C. R. (2004). Space Weathering of Asteroid Surfaces. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 32:539–567.
- COLE, K. S. et COLE, R. H. (1941). Dispersion and Absorption in Dielectrics I. Alternating Current Characteristics. *Journal of Chemical Physics*, 9:341–351.
- CROVISIER, J., BROOKE, T. Y., LEECH, K., BOCKELÉE-MORVAN, D., LELLOUCH, E., HANNER, M. S., ALTIERI, B., KELLER, H. U., LIM, T., ENCRENAZ, S., GRIFFIN, M., DE GRAAUW, T., VAN DISHOECK, E. et KNACKE, R. F. (2000). The Thermal Infrared Spectra of Comets Hale-Bopp and 103P/Hartley 2 Observed with the Infrared Space Observatory. *Thermal Emission Spectroscopy and Analysis of Dust, Disks, and Regoliths*, 196:109–117.
- CROVISIER, J., LEECH, K., BOCKELÉE-MORVAN, D., BROOKE, T. Y., HANNER, M. S., ALTIERI, B., KELLER, H. U. et LELLOUCH, E. (1997). The spectrum of Comet Hale-Bopp (C/1995 01) observed with the Infrared Space Observatory at 2.9 AU from the Sun. *Science*, 275:1904–1907.
- DANGOISSE, D., HENNEQUIN, D. et ZEHLNÉ, V. (2004). *Les lasers*. Dunod.
- DAVIDSSON, B. J. R. et GUTIÉRREZ, P. J. (2003). An Estimate of the Nucleus Density of Comet 19P/Borrelly. In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #35*, volume 35 de *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 969.
- DAVIDSSON, B. J. R. et GUTIÉRREZ, P. J. (2005). Nucleus properties of Comet 67P/Churyumov Gerasimenko estimated from non-gravitational force modeling. *Icarus*, 176:453–477.
- DAVIDSSON, B. J. R., GUTIÉRREZ, P. J. et RICKMAN, H. (2007). Nucleus properties of Comet 9P/Tempel 1 estimated from non-gravitational force modeling. *Icarus*, 187:306–320.
- DE SANCTIS, M. C., CAPRIA, M. T. et CORADINI, A. (2005). Thermal evolution model of 67P/Churyumov-Gerasimenko, the new Rosetta target. *Astronomy and Astrophysics*, 444:605–614.
- DEBYE, P. (1929). *Polare Molekeln*. Verlag von S. Hirzel.

BIBLIOGRAPHIE

- DEMONToux, F., BONNAUDIN, F., RUFFIE, G., MORA, P., DUFFOUR, C., BEAUDIN, G., ENCRENAZ, P. et GULKIS, S. (2010). Caractérisation électromagnétique de matériaux non usinables. Application à l'étude d'éclats de météorites. *In 11èmes journées de caractérisation microondes et matériaux*, hal-00509350.
- DOLLFUS, A. et BOWELL, E. (1971). Polarimetric Properties of the Lunar Surface and its Interpretation. Part I. Telescopic Observations. *Astronomy and Astrophysics*, 10:29.
- DOLLFUS, A., BOWELL, E. et TITULAER, C. (1971). Polarimetric Properties of the Lunar Surface and its Interpretation. Part II. Terrestrial Samples in Orange Light. *Astronomy and Astrophysics*, 10:450.
- DONN, B., DANIELS, P. A. et HUGHES, D. W. (1985). On the Structure of the Cometary Nucleus. *In Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 17 de *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 520.
- DUNCAN, M. J. et LEVISON, H. F. (1997). A scattered comet disk and the origin of Jupiter family comets. *Science*, 276:1670–1672.
- DUPRAT, J., DOBRICĂ, E., ENGRAND, C., ALÉON, J., GOUNELLE, M., LEROUX, H., MARROCCHI, Y., MEIBOM, A., MOSTEFAOUI, S., ROUZAUD, J. N. et ROBERT, F. (2009). Extreme Deuterium Enrichment in Organic Matter from Cometary Antarctic Micrometeorites. *In Lunar and Planetary Institute Science Conference Proceedings*, volume 40, page 1724.
- DUPRAT, J., DOBRICĂ, E., ENGRAND, C., ALÉON, J., MARROCCHI, Y., MOSTEFAOUI, S., MEIBOM, A., LEROUX, H., ROUZAUD, J.-N., GOUNELLE, M. et ROBERT, F. (2010). Extreme Deuterium Excesses in Ultracarbonaceous Micrometeorites from Central Antarctic Snow. *Science*, 328:742–745.
- DUPRAT, J., ENGRAND, C., MAURANDTE, M., KURAT, G., GOUNELLE, M. et HAMMER, C. (2007). Micrometeorites from Central Antarctic snow : The CONCORDIA collection. *Advances in Space Research*, 39:605–611.
- EBERHARDT, P., REBER, M., KRANKOWSKY, D. et HODGES, R. R. (1995). The D/H and $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ ratios in water from comet P/Halley. *Astronomy and Astrophysics*, 302:301.
- EDGEWORTH, K. E. (1949). The origin and evolution of the Solar System. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 109:600–609.
- ELSILA, J. E., GLAVIN, D. P. et DWORKIN, J. P. (2009). Cometary glycine detected in samples returned by Stardust. *Meteoritics and Planetary Science*, 44:1323–1330.
- ENCRENAZ, T., BIBRING, J. P., BLANC, M., BARUCCI, M. A., ROQUES, F. et ZARKA, P. (2003). *Le système solaire*. CNRS Editions.

- FARNHAM, T. L. et COCHRAN, A. L. (2002). A McDonald Observatory Study of Comet 19P/Borrelly : Placing the Deep Space 1 Observations into a Broader Context. *Icarus*, 160:398–418.
- FESTOU, M. C., KELLER, H. U. et WEAVER, H. A. (2004). *Comets II*. University of Arizona Press.
- FOMENKOVA, M. N., CHANG, S. et MUKHIN, L. M. (1994). Carbonaceous components in the comet Halley dust. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 58:4503–4512.
- FORNASIER, S., BELSKAYA, I., FULCHIGNONI, M., BARUCCI, M. A. et BARBIERI, C. (2006). First albedo determination of 2867 Steins, target of the Rosetta mission. *Astronomy and Astrophysics*, 449:L9–L12.
- FORNASIER, S., MARZARI, F., DOTTO, E., BARUCCI, M. A. et MIGLIORINI, A. (2007). Are the E-type asteroids (2867) Steins, a target of the Rosetta mission, and NEA (3103) Eger remnants of an old asteroid family? *Astronomy and Astrophysics*, 474:L29–L32.
- FOX, M. (2010). *Optical properties of solids*. Oxford University Press.
- FULLE, M., LEVASSEUR-REGOURD, A. C., MCBRIDE, N. et HADAMCİK, E. (2000). In Situ Dust Measurements From within the Coma of 1P/Halley : First-Order Approximation with a Dust Dynamical Model. *Astronomical Journal*, 119:1968–1977.
- GARY, B. L. et KEIHM, S. J. (1978). Interpretation of ground-based microwave measurements of the moon using a detailed regolith properties model. *In Lunar and Planetary Science Conference Proceedings*, volume 9, pages 2885–2900.
- GLASSMEIER, K.-H., BOEHNHARDT, H., KOSCHNY, D., KÜHRT, E. et RICHTER, I. (2007). The Rosetta Mission : Flying Towards the Origin of the Solar System. *Space Science Reviews*, 128:1–21.
- GOLD, T., BILSON, E. et BARON, R. L. (1976). Electrical properties of Apollo 17 rock and soil samples and a summary of the electrical properties of lunar material at 450 MHz frequency. *In Lunar and Planetary Science Conference Proceedings*, volume 3, pages 2593–2603.
- GOLDSMITH, P. F. (1982). *Quasi-Optical Techniques at Millimeter and Submillimeter Wavelengths*, pages 277–342.
- GOMBOSI, T. I. et HOUPIS, H. L. F. (1986). An icy-glue model of cometary nuclei. *Nature*, 324:43.
- GOY, P., CAROOPEN, S., GROSS, M., HUNTER, R. I. et SMITH, G. M. (2006). Quasi-Optical Characterization of Dielectric and Ferrite Materials. *In Seventeenth International Symposium on Space Terahertz Technology*, pages 334–337.
- GRANDJEAN, G., PAILLOU, P., BAGHDADI, N., HEGGY, E., AUGUST, T. et LASNE, Y. (2006). Surface and subsurface structural mapping using low frequency radar : A synthesis of the Mauritanian and Egyptian experiments. *Journal of African Earth Sciences*, 44:220–228.

BIBLIOGRAPHIE

- GROUSSIN, O., A'HEARN, M. F., LI, J.-Y., THOMAS, P. C., SUNSHINE, J. M., LISSE, C. M., MEECH, K. J., FARNHAM, T. L., FEAGA, L. M. et DELAMERE, W. A. (2007). Surface temperature of the nucleus of Comet 9P/Tempel 1. *Icarus*, 187:16–25.
- GROUSSIN, O., LI, J., A'HEARN, M. et LISSE, C. (2006). Interpretation Of Spitzer Observations Of Comet 9P/Tempel 1 Using Deep Impact In-situ Measurements. *In Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, volume 38 de *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 1297.
- GULKIS, S., ALLEN, M., BACKUS, C., BEAUDIN, G., BIVER, N., BOCKELÉE-MORVAN, D., CROVISIER, J., DESPOIS, D., ENCRENAZ, P., FRERKING, M., HOFSTADTER, M., HARTOGH, P., IP, W., JANSSEN, M., KAMP, L., KOCH, T., LELLOUCH, E., MANN, I., MUHLEMAN, D., RAUER, H., SCHLOERB, P. et SPILKER, T. (2007a). Remote sensing of a comet at millimeter and submillimeter wavelengths from an orbiting spacecraft. *Planetary and Space Sciences*, 55:1050–1057.
- GULKIS, S., FRERKING, M., CROVISIER, J., BEAUDIN, G., HARTOGH, P., ENCRENAZ, P., KOCH, T., KAHN, C., SALINAS, Y., NOWICKI, R., IRIGOYEN, R., JANSSEN, M., STEK, P., HOFSTADTER, M., ALLEN, M., BACKUS, C., KAMP, L., JARCHOW, C., STEINMANDZ, E., DESCHAMPS, A., KRIEG, J., GHEUDIN, M., BOCKELÉE-MORVAN, D., BIVER, N., ENCRENAZ, T., DESPOIS, D., IP, W., LELLOUCH, E., MANN, I., MUHLEMAN, D., RAUER, H., SCHLOERB, P. et SPILKER, T. (2007b). MIRO : Microwave Instrument for Rosetta Orbiter. *Space Science Reviews*, 128:561–597.
- GULKIS, S., KEIHM, S., KAMP, L., BACKUS, C., JANSSEN, M., LEE, S., DAVIDSSON, B., BEAUDIN, G., BIVER, N., BOCKELÉE-MORVAN, D., CROVISIER, J., ENCRENAZ, P., ENCRENAZ, T., HARTOGH, P., HOFSTADTER, M., IP, W., LELLOUCH, E., MANN, I., SCHLOERB, P., SPILKER, T. et FRERKING, M. (2010). Millimeter and submillimeter measurements of asteroid (2867) Steins during the Rosetta fly-by. *Planetary and Space Science*, 58:1077–1087.
- GULKIS, S., KEIHM, S., KAMP, L., LEE, S., HARTOGH, P., CROVISIER, J., LELLOUCH, E., ENCRENAZ, P., BOCKELÉE-MORVAN, D., HOFSTADTER, M., BEAUDIN, G., JANSSEN, M., WEISSMAN, P., VON ALLMEN, P. A., ENCRENAZ, T., BACKUS, C. R., IP, W.-H., SCHLOERB, P. F., BIVER, N., SPILKER, T. et MANN, I. (2012). Continuum and spectroscopic observations of asteroid (21) Lutetia at millimeter and submillimeter wavelengths with the MIRO instrument on the Rosetta spacecraft. *Planetary and Space Science*, 66:31–42.
- GUÉGUEN, Y. et PALCIAUSKAS, V. (1992). *Introduction à la physique des roches*. Hermann.
- HADAMCIK, E., LEVASSEUR-REGOURD, A. C., RENARD, J.-B., LASUE, J. et SEN, A. K. (2011). Polarimetric observations and laboratory simulations of asteroidal surfaces : The case of 21 Lutetia. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 112:1881–1890.
- HEGGY, E., CLIFFORD, S. M., YOUNSI, A., MIANE, J., CARLEY, R. et V., M. R. (2007). On the dielectric properties of dust and ice-dust mixtures : experimental characterization of the martian polar

- layered deposits analog materials. *In Lunar and Planetary Institute Science Conference Proceedings*, volume 38, page 1756.
- HEGGY, E., KATARIA, T., CLIFFORD, S. M., LASUE, J. et KOFMAN, W. (2009). Dielectric Model of Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko in Support of the CONSERT Radar Tomography Experiment On Board Rosetta. *In Lunar and Planetary Institute Science Conference Proceedings*, volume 40, page 1944.
- HEGGY, E., PAILLOU, P., RUFFIE, G., MALEZIEUX, J. M., COSTARD, F. et GRANDJEAN, G. (2001). On Water Detection in the Martian Subsurface Using Sounding Radar. *Icarus*, 154:244–257.
- HEGGY, E., PALMER, E. M., KOFMAN, W., CLIFFORD, S. M., RIGHTER, K. et HÉRIQUE, A. (2012). Radar properties of comets : Parametric dielectric modeling of Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko. *Icarus*, 221:925–939.
- HERIQUE, A. et KOFMAN, W. (1997). Determination of the ice dielectric permittivity using the data of the test in Antarctica of the ground-penetrating radar for Mars'98 mission. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 35:1338–1349.
- HEVEY, P. J. et SANDERS, I. S. (2006). A model for planetesimal meltdown by ²⁶Al and its implications for meteorite parent bodies. *Meteoritics and Planetary Science*, 41:95–106.
- HILL, E., MELLIN, M. J., DEANE, B., LIU, Y. et TAYLOR, L. A. (2007). Apollo sample 70051 and high- and low-Ti lunar soil simulants MLS-1A and JSC-1A : Implications for future lunar exploration. *Journal of Geophysical Research*, 112:2006.
- JESSBERGER, E. K. (1999). Rocky Cometary Particulates : Their Elemental, Isotopic and Mineralogical Ingredients. *Space Science Reviews*, 90:91–97.
- JESSBERGER, E. K., CHRISTOFORIDIS, A. et KISSEL, J. (1988). Aspects of the major element composition of Halley's dust. *Nature*, 332:691–695.
- JESSBERGER, E. K., STEPHAN, T., ROST, D., ARNDT, P., MAANDZ, M., STADERMANN, F. J., BROWNLEE, D. E., BRADLEY, J. P. et KURAT, G. (2001). *Properties of Interplanetary Dust : Information from Collected Samples*, pages 253–294. Springer.
- JONES, J. et KAISER, T. R. (1966). The effects of thermal radiation, conduction and meteoroid heat capacity on meteoric ablation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 133:411.
- KEIHM, S. J. et LANGSETH, Jr., M. G. (1973). Surface brightness temperatures at the Apollo 17 heat flow site : Thermal conductivity of the upper 15 cm of regolith. *In Lunar and Planetary Science Conference Proceedings*, volume 4, page 2503.
- KEIL, K. (1989). Enstatite meteorites and their parent bodies. *Meteoritics*, 24:195–208.

BIBLIOGRAPHIE

- KELLER, H. U., ARPIGNY, C., BARBIERI, C., BONNAND, R. M., CAZES, S., CORADINI, M., COSMOVICI, C. B., DELAMERE, W. A., HUEBNER, W. F., HUGHES, D. W., JAMAR, C., MALAISE, D., REITSEMA, H. J., SCHMIDT, H. U., SCHMIDT, W. K. H., SEIGE, P., WHIPPLE, F. L. et WILHELM, K. (1986). First Halley multicolour camera imaging results from Giotto. *Nature*, 321:320–326.
- KENNEDY, B. M., HUDSON, B., HOHENBERG, C. M. et PODOSEK, F. A. (1988). I-129/I-127 variations among enstatite chondrites. *Geochimica Cosmochimica Acta*, 52:101–111.
- KISSEL, J., BROWNLEE, D. E., BUCHLER, K., CLARK, B. C., FECHTIG, H., GRUN, E., HORNUNG, K., IGENBERGS, E. B., JESSBERGER, E. K., KRUEGER, F. R., KUCZERA, H., McDONNELL, J. A. M., MORFILL, G. M., RAHE, J., SCHWEHM, G. H., SEKANINA, Z., UTTERBACK, N. G., VOLK, H. J. et ZOOK, H. A. (1986a). Composition of comet Halley dust particles from Giotto observations. *Nature*, 321:336.
- KISSEL, J., KRUEGER, F. R., SILÉN, J. et CLARK, B. C. (2004). The Cometary and Interstellar Dust Analyzer at Comet 81P/Wild 2. *Science*, 304:1774–1776.
- KISSEL, J., SAGDEEV, R. Z., BERTAUX, J. L., ANGAROV, V. N., AUDOUZE, J., BLAMONT, J. E., BUCHLER, K., EVLANOV, E. N., FECHTIG, H., FOMENKOVA, M. N., VON HOERNER, H., INOGAMOV, N. A., KHROMOV, V. N., KNABE, W., KRUEGER, F. R., LANGEVIN, Y., LEONASV, B., LEVASSEUR-REGOURD, A. C., MANAGADZE, G. G., PODKOLZIN, S. N., SHAPIRO, V. D., TABALDYEV, S. R. et ZUBKOV, B. V. (1986b). Composition of comet Halley dust particles from VEGA observations. *Nature*, 321:280–282.
- KLINGER, J., LEVASSEUR-REGOURD, A. C., BOUZIANI, N. et ENZIAN, A. (1996). Towards a model of cometary nuclei for engineering studies for future space missions to comets. *Planetary and Space Science*, 44:637–653.
- KOFMAN, W., BARBIN, Y., KLINGER, J., LEVASSEUR-REGOURD, A. C., BARRIOT, J.-P., HÉRIQUE, A., HAGFORS, T., NIELSEN, E., GRÜN, E., EDENHOFER, P., KOCHAN, H., PICARDI, G., SEU, R., VAN ZYL, J., ELACHI, C., MELOSH, J., VEVERKA, J., WEISSMAN, P., SVEDHEM, L. H., HAMRAN, S. E. et WILLIAMS, I. P. (1998). Comet nucleus sounding experiment by radiowave transmission. *Advances in Space Research*, 21:1589–1598.
- KOFMAN, W., HÉRIQUE, A., GOUTAIL, J.-P., HAGFORS, T., WILLIAMS, I. P., NIELSEN, E., BARRIOT, J.-P., BARBIN, Y., ELACHI, C., EDENHOFER, P., LEVASSEUR-REGOURD, A.-C., PLETTEMEIER, D., PICARDI, G., SEU, R. et SVEDHEM, V. (2007). The Comet Nucleus Sounding Experiment by Radiowave Transmission (CONSERT) : A Short Description of the Instrument and of the Commissioning Stages. *Space Science Reviews*, 128:413–432.
- KOIKE, C., SHIBAI, H. et TUCHIYAMA, A. (1993). Extinction of Olivine and Pyroxene in the Mid Infrared and Far Infrared. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 264:654.

- KROLIKOWSKA, M. (2003). 67P/Churyumov-Gerasimenko – Potential Target for the Rosetta Mission. *Acta Astronomica*, 53:195–209.
- KUIPER, G. P. (1951). On the Origin of the Solar System. In HYNEK, J. A., éditeur : *50th Anniversary of the Yerkes Observatory and Half a Century of Progress in Astrophysics*, page 357.
- LAMY, P. L., TOTH, I., DAVIDSSON, B. J. R., GROUSSIN, O., GUTIÉRREZ, P., JORDA, L., KAASALAINEN, M. et LOWRY, S. C. (2007). A Portrait of the Nucleus of Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko. *Space Science Reviews*, 128:23–66.
- LAMY, P. L., TOTH, I., GROUSSIN, O., JORDA, L., KELLEY, M. S. et STANSBERRY, J. A. (2008). Spitzer Space Telescope observations of the nucleus of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko. *Astronomy and Astrophysics*, 489:777–785.
- LANGEVIN, Y. et ARNOLD, J. R. (1977). The evolution of the lunar regolith. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 5:449–489.
- LASUE, J., BOTET, R., LEVASSEUR-REGOURD, A. C. et HADAMCIK, E. (2009a). Cometary nuclei internal structure from early aggregation simulations. *Icarus*, 203:599–609.
- LASUE, J., BOTET, R., LEVASSEUR-REGOURD, A. C., HADAMCIK, E. et KOFMAN, W. (2011). Appearance of layered structures in numerical simulations of polydisperse bodies accretion : Application to cometary nuclei. *Icarus*, 213:369–381.
- LASUE, J. et LEVASSEUR-REGOURD, A. C. (2006). Porous irregular aggregates of sub-micron sized grains to reproduce cometary dust light scattering observations. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 100:220–236.
- LASUE, J., LEVASSEUR-REGOURD, A. C., FRAY, N. et COTTIN, H. (2007). Inferring the interplanetary dust properties. from remote observations and simulations. *Astronomy and Astrophysics*, 473:641–649.
- LASUE, J., LEVASSEUR-REGOURD, A. C., HADAMCIK, E. et ALCOUFFE, G. (2009b). Cometary dust properties retrieved from polarization observations : Application to C/1995 O1 Hale Bopp and 1P/Halley. *Icarus*, 199:129–144.
- LEUSCHEN, C. (1999). Analysis of the complex permittivity and permeability of a martian soil simulant from 10 MHz to 1 GHz. In *Proceedings of the 2001 international geoscience and remote sensing symposium*, Proceedings of the 2001 international geoscience and remote sensing symposium, pages 2002–2005.
- LEVASSEUR-REGOURD, A. C., BRAHIC, A., ENCRENAZ, T. et FORGET, F. (2009a). *Système solaire et planètes*. Ellipses.

BIBLIOGRAPHIE

- LEVASSEUR-REGOURD, A. C., HADAMCIK, E., DESVOIVRES, E. et LASUE, J. (2009b). Probing the internal structure of the nuclei of comets. *Planetary and Space Science*, 57:221–228.
- LEVASSEUR-REGOURD, A. C., MCBRIDE, N., HADAMCIK, E. et FULLE, M. (1999). Similarities between in situ measurements of local dust light scattering and dust flux impact data within the coma of 1P/Halley. *Astronomy and Astrophysics*, 348:636–641.
- LEVISON, H. F. (1996). Comet Taxonomy. In RETTIG, T. et HAHN, J. M., éditeurs : *Completing the Inventory of the Solar System*, volume 107 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 173–191.
- LIEBE, H. J., HUFFORD, G. A. et MANABE, T. (1991). A model for the complex permittivity of water at frequencies below 1 THz. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 12:659–675.
- LOWRY, S., DUDDY, S. R., ROZITIS, B., GREEN, S. F., FITZSIMMONS, A., SNODGRASS, C., HSIEH, H. H. et HAINAUT, O. (2012). The nucleus of Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko. A new shape model and thermophysical analysis. *Astronomy and Astrophysics*, 548:A12.
- MAGRI, C., OSTRO, S. J., ROSEMA, K. D., THOMAS, M. L., MITCHELL, D. L., CAMPBELL, D. B., CHANDLER, J. F., SHAPIRO, I. I., GIORGINI, J. D. et YEOMANS, D. K. (1999). Mainbelt Asteroids : Results of Arecibo and Goldstone Radar Observations of 37 Objects during 1980-1995. *Icarus*, 140:379–407.
- MCCORD, T. B., ADAMS, J. B. et JOHNSON, T. V. (1970). Asteroid Vesta : Spectral Reflectivity and Compositional Implications. *Science*, 168:1445–1447.
- MCCOY, T. J., MITTFELDELDT, D. W. et WILSON, L. (2006). *Asteroid Differentiation*, pages 733–745. University of Arizona Press.
- MCFADDEN, L. A., AMMONITO, E., CLOUTIS, E. A., CORADINI, A., DE SANCTIS, M. C., FULCHIGNONI, M., HADAMCIK, E., HIROI, T., KOLOKOLOVA, L., LEVASSEUR-REGOURD, A. C., PSAREV, V. et RENARD, J.-B. (2009). Coordinated Laboratory Studies of Meteorites Supporting Rosetta Mission’s Asteroid Flyby Target : 2867 Steins. In *Lunar and Planetary Institute Science Conference Proceedings*, volume 40, pages 2287–2288.
- MCSWEEN, H. (1999). *Meteorites and their parent planets*. Cambridge University Press.
- MCSWEEN, H. Y., MITTFELDELDT, D. W., BECK, A. W., MAYNE, R. G. et MCCOY, T. J. (2011). HED Meteorites and Their Relationship to the Geology of Vesta and the Dawn Mission. *Space Science Reviews*, 163:141–174.
- MCSWEEN, H. Y. J., GOSH, A., GRIMM, R. E., WILSON, L. et YOUNG, E. D. (2002). *Thermal evolution models of asteroid*, pages 559–571. University of Arizona Press.

- MORBIDELLI, A. (2005). Origin and Dynamical Evolution of Comets and their Reservoirs. *ArXiv Astrophysics e-prints : arXiv :astro-ph/0512256*.
- MORRIS, R. V., GOLDEN, D. C., BELL, III, J. F., LAUER, Jr., H. V. et ADAMS, J. B. (1993). Pigmenting agents in Martian soils - Inferences from spectral, Moessbauer, and magnetic properties of nanophase and other iron oxides in Hawaiian palagonitic soil PN-9. *Geochimica and Cosmochimica Acta*.
- MUELLER, M., HARRIS, A. W., BUS, S. J., HORA, J. L., KASSIS, M. et ADAMS, J. D. (2006). The size and albedo of Rosetta fly-by target 21 Lutetia from new IRTF measurements and thermal modeling. *Astronomy and Astrophysics*, 447:1153–1158.
- NESVORNÝ, D., JENNISKENS, P., LEVISON, H. F., BOTTKKE, W. F., VOKROUHLICKÝ, D. et GOUNELLE, M. (2010). Cometary Origin of the Zodiacal Cloud and Carbonaceous Micrometeorites. Implications for Hot Debris Disks. *Astrophysical Journal*, 713:816–836.
- NORTON, O. R. (2002). *The Cambridge Encyclopedia of Meteorites*. Cambridge University Press.
- OLHOEFT, G. R. (1977). Electrical properties of water saturated basalt. *United States department of the interior geological survey, Open File Report D-77-688*.
- OLHOEFT, G. R. (1987). Electrical properties from 10⁻³ to 10⁺⁹ HZ—Physics and chemistry. *In American Institute of Physics Conference Series*, volume 154, pages 281–298.
- OLHOEFT, G. R., FRISILLO, A. L. et STRANGWAY, D. W. (1974). Electrical Properties of Lunar Soil Sample 15301,38. *Journal of Geophysical Research*, 79:1599–1604.
- OLHOEFT, G. R. et STRANGWAY, D. W. (1975). Dielectric properties of the first 100 meters of the moon. *Earth and Planetary Science Letters*, 24:394–404.
- OLHOEFT, G. R., STRANGWAY, D. W. et PEARCE, G. W. (1975). Effects of water on electrical properties of lunar fines. *In Lunar and Planetary Science Conference Proceedings*, volume 6, pages 3333–3342.
- OORT, J. H. (1950). The structure of the cloud of comets surrounding the Solar System and a hypothesis concerning its origin. *Bulletin of the Astronomical Institute of the Netherlands*, 11:91–110.
- OPIK, E. J. (1932). Notes on stellar perturbations of nearly parabolic orbits. *Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences*, 67:169–182.
- PARKHOMENKO, E. I. (1967). *Electrical properties of rocks*. Cambridge University Press.
- PEPLINSKI, N. R., ULABY, F. T. et DOBSON, M. C. (1995). Dielectric properties of soils in the 0.3-1.3-GHz range. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 33:803–807.

BIBLIOGRAPHIE

- POHL, V., FRICKE, D. et MUHLBAUER, A. (1995). Correction procedures for the measurement of permittivities with the cavity perturbation method. *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, 30:10–26.
- PRIALNIK, D., BENKHOFF, J. et PODOLAK, M. (2004). *Modeling the structure and activity of comet nuclei*, pages 359–387. University of Arizona Press.
- RICHARDSON, J. E., MELOSH, H. J., LISSE, C. M. et CARCICH, B. (2007). A ballistics analysis of the Deep Impact ejecta plume : Determining Comet Tempel 1’s gravity, mass, and density. *Icarus*, 190:357–390.
- RICKMAN, H. (1986). Masses and densities of Comets Halley and Kopf. In MELITA, O., éditeur : *Comet Nucleus Sample Return Mission*, volume 249 de *ESA Special Publication*, pages 195–205.
- RICKMAN, H., KAMEL, L., FESTOU, M. C. et FROESCHLE, C. (1987). Estimates of masses, volumes and densities of short-period comet nuclei. In ROLFE, E. J. et BATTRICK, B., éditeurs : *Diversity and Similarity of Comets*, volume 278 de *ESA Special Publication*, pages 471–481.
- ROSENBERG, E. D. et PRIALNIK, D. (2009). Fully 3-dimensional calculations of dust mantle formation for a model of Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko. *Icarus*, 201:740–749.
- RUSSELL, C. T., RAYMOND, C. A., CORADINI, A., MCSWEEN, H. Y., ZUBER, M. T., NATHUES, A., DE SANCTIS, M. C., JAUMANN, R., KONOPLIV, A. S., PREUSKER, F., ASMAR, S. W., PARK, R. S., GASKELL, R., KELLER, H. U., MOTTOLA, S., ROATSCH, T., SCULLY, J. E. C., SMITH, D. E., TRICARICO, P., TOPLIS, M. J., CHRISTENSEN, U. R., FELDMAN, W. C., LAWRENCE, D. J., MCCOY, T. J., PRETTYMAN, T. H., REEDY, R. C., SYKES, M. E. et TITUS, T. N. (2012). Dawn at Vesta : Testing the Protoplanetary Paradigm. *Science*, 336:684.
- SABOUROUX, P. et BA, D. (2011). EPSIMU, a tool for dielectric properties measurement of porous media : application in wet granular materials characterization. *Progress in Electromagnetics Research*, 29:191–207.
- SCHIAPARELLI, G. (1910). Orbites cométaires, courants cosmiques, météorites. *Bulletin Astronomique, Serie I*, 27:194–205.
- SCHULZ, R., ALEXANDER, C., BOEHNHARDT, H. et GLASSMEIER, K. H. (2007). *Rosetta*. Springer.
- SCHWEHM, G. et SCHULZ, R. (1999). Rosetta Goes to Comet Wirtanen. *Space Science Reviews*, 90:313–319.
- SHUKOLYUKOV, A. et LUGMAIR, G. W. (2004). Manganese-chromium isotope systematics of enstatite meteorites. *Geochimica Cosmochimica Acta*, 68:2875–2888.
- SIRDESHMUKH, D. B. et Sirdeshmukh, L. e. S. K. G. (2006). *Micro- and Macro-Properties of Solids*.

- SKOROV, Y. V. et RICKMAN, H. (1999). Gas flow and dust acceleration in a cometary Knudsen layer. *Planetary and Space Science*, 47:935–949.
- STRANGWAY, D. W., CHAPMAN, W. B., OLHOEFT, G. R. et CARNES, J. (1972). Electrical properties of lunar soil dependence on frequency, temperature and moisture. *Earth and Planetary Science Letters*, 16:275.
- TANGUY, J. C. (1978). Tholeiitic basalt magmatism of Mount Etna and its relations with the alkaline series. *Contributions to Mineralogy and Petrology*, 66:51–67.
- THOLEN, D. J. (1984). *Asteroid taxonomy from cluster analysis of Photometry*. Thèse de doctorat, Université d'Arizona, Tucson, USA.
- THOMAS, P. C., VEVERKA, J., BELTON, M. J. S., HIDY, A., A'HEARN, M. F., FARNHAM, T. L., GROUSSIN, O., LI, J.-Y., MCFADDEN, L. A., SUNSHINE, J., WELLNITZ, D., LISSE, C., SCHULTZ, P., MEECH, K. J. et DELAMERE, W. A. (2007). The shape, topography, and geology of Tempel 1 from Deep Impact observations. *Icarus*, 187:4–15.
- TOPP, G. C., DAVIS, J. L. et ANNAN, A. P. (1980). Electromagnetic Determination of Soil Water Content : Measurements in Coaxial Transmission Lines. *Water Resources Research*, 16:574–582.
- ULABY, F. T., MOORE, R. K. et FUNG, A. (1982). *Microwave remote sensing*. Addison-Wesley, Advanced Book Program, Reading, Massachusetts.
- VAN BEEK, L. K. H. (1967). *Dielectric behavior of heterogeneous systems*, volume 7 de *Heywood Book*, pages 69–114.
- VERNAZZA, P., BRUNANDTO, R., BINZEL, R. P., PERRON, C., FULVIO, D., STRAZZULLA, G. et FULCHIGNONI, M. (2009). Plausible parent bodies for enstatite chondrites and mesosiderites : Implications for Lutetia's fly-by. *Icarus*, 202:477–486.
- VERNAZZA, P., LAMY, P., GROUSSIN, O., HIROI, T., JORDA, L., KING, P. L., IZAWA, M. R. M., MARCHIS, F., BIRLAN, M. et BRUNETTO, R. (2011). Asteroid (21) Lutetia as a remnant of Earth's precursor planetesimals. *Icarus*, 216:650–659.
- WEISSMAN, P. R. (1986). Are cometary nuclei primordial rubble piles? *Nature*, 320:242–244.
- WEISSMAN, P. R., ASPHAUG, E. et LOWRY, S. C. (2004). *Structure and density of cometary nuclei*, pages 337–357.
- WEISSMAN, P. R. et LOWRY, S. C. (2008). Structure and density of cometary nuclei. *Meteoritics and Planetary Science*, 43:1033–1047.
- WHIPPLE, F. L. (1950). A comet model. I. The acceleration of Comet Encke. *Astrophysical Journal*, 111:375–394.

BIBLIOGRAPHIE

- WILLIAMS, K. K. et GREELEY, R. (2004). Measurements of dielectric loss factors due to a Martian dust analog. *Journal of Geophysical Research*, 109:E10006.
- WOODEN, D. H., HARKER, D. E., WOODWARD, C. E., BUTNER, H. M., KOIKE, C., WITTEBORN, F. C. et MCMURTRY, C. W. (1999). Silicate Mineralogy of the Dust in the Inner Coma of Comet C/1995 01 (Hale-Bopp) Pre- and Postperihelion. *Astrophysical Journal*, 517:1034–1058.

BIBLIOGRAPHIE

Yann Brouet

CONTRIBUTION À LA DÉTERMINATION DE LA PERMITTIVITÉ DES NOYAUX COMÉTAIRES ET
DES ASTÉROÏDES

Résumé La prochaine pierre angulaire dans l'exploration spatiale des petits corps du système solaire sera le rendez-vous de la sonde européenne Rosetta avec la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko (67P/C-G). Il est prévu pour mai 2014, au terme d'un voyage de 10 ans ponctué par les survols des astéroïdes 2867 Steins et 21 Lutetia. Les instruments embarqués MIRO et CONSERT sont destinés à l'étude des propriétés physiques du noyau cométaire en radiométrie. Il est donc crucial de mener des investigations sur la permittivité relative complexe de la matière cométaire. L'effet de la porosité sur la permittivité a pour la première fois été étudié à 190 GHz, la fréquence du récepteur millimétrique de MIRO, pour des échantillons poreux représentatifs des poussières cométaires. Nous avons ainsi fourni une première estimation de la permittivité de la surface et de la sous-surface du noyau de la comète 67P/C-G, en tenant compte des variations liées aux températures et à la composition effectives. Les mesures de permittivité ont été étendues sur une bande extrêmement large, incluant 90 MHz pour CONSERT. Les résultats mettent en évidence une décroissance systématique de la partie réelle de la permittivité, de 50 MHz à 190 GHz. Enfin, nous avons obtenu des résultats à 190 GHz sur deux fragments de météorites, une aubrite et une diogénite (dont les corps parents présumés sont respectivement les astéroïdes de type E, comme 2867 Steins, et de type V, comme 4 Vesta). Ils apportent de nouvelles données à prendre en compte pour les observations radiométriques des surfaces astéroïdales, tout en confirmant les interprétations des observations des astéroïdes Lutetia et Steins obtenues par MIRO.

Mots-clés Rosetta; MIRO; permittivité; noyaux cométaires; poussières cométaires; régolite.

Abstract Rosetta, the European cornerstone in the exploration of small Solar System bodies, is planned to rendezvous with comet 67P/Churyumov-Gerasimenko (67P/C-G) in May 2014, after a 10 years long cruise including the flybys of asteroids 2867 Steins and 21 Lutetia. Onboard Rosetta, the two radiometric experiments MIRO and CONSERT are dedicated to the study of physical properties of the cometary nucleus. In order to contribute to the interpretation of their observations, estimations of the properties of the complex relative permittivity of cometary material are mandatory. The dependence of the permittivity on the porosity was, for the first time, studied at 190 GHz, the frequency of the millimeter receiver of MIRO, for porous samples tentatively representative of cometary dust. A first estimation of the permittivity of the near-surface of 67P/C-G nucleus was provided, taking into account the changes related to their its temperature and composition. Permittivity measurements have been extended on an extremely large frequency range, up to the metric domain, of interest for CONSERT (operating at 90 MHz). Evidence is provided for a constant decrease of the real part of the complex permittivity, from 50 MHz to 190 GHz. Finally, results are obtained at 190 GHz on two meteoritic fragments, an aubrite and a diogenite, the parent bodies of which are supposed to be asteroids of respectively E-type, such as Steins, and V-type asteroids, such as Vesta. The results agree with previous Lutetia and Steins in situ observations by MIRO, and provide new data of interest for radiometric observations of asteroidal surfaces.

Keywords Rosetta; MIRO; permittivity; cometary nucleus; cometary dust; regolith.