



**HAL**  
open science

# Caractérisation expérimentale et numérique de l'adhésion et de la charge électrostatique des poussières lunaires

Pauline Oudayer

► **To cite this version:**

Pauline Oudayer. Caractérisation expérimentale et numérique de l'adhésion et de la charge électrostatique des poussières lunaires. Autre. Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE), 2019. Français. NNT: . tel-02507924

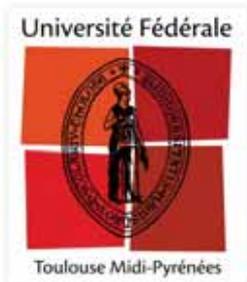
**HAL Id: tel-02507924**

**<https://hal.science/tel-02507924v1>**

Submitted on 13 Mar 2020

**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

## En vue de l'obtention du DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace

---

Présentée et soutenue par  
**Pauline OUDAYER**

Le 12 décembre 2019

**Caractérisation expérimentale et numérique de l'adhésion et de  
la charge électrostatique des poussières lunaires**

---

Ecole doctorale : **GEET - Génie Electrique Electronique et Télécommunications :  
du système au nanosystème**

Spécialité : **Ingénierie des Plasmas**

Unité de recherche :  
**ISAE-ONERA OLIMPES Optronique, Laser, Imagerie Physique et  
Environnement Spatial**

Thèse dirigée par  
**Jean-françois ROUSSEL et Jean-charles MATEO VELEZ**

Jury

M. Khaled HASSOUNI, Rapporteur  
M. Serge AGNEL, Rapporteur  
M. François GENSDARMES, Examinateur  
M. Jean-François ROUSSEL, Directeur de thèse  
M. Jean-Charles MATÉO-VÉLEZ, Co-directeur de thèse  
Mme Elena SERAN, Président





Caractérisation expérimentale et numérique de l'adhésion et de la  
charge électrostatique des poussières lunaires

Pauline Oudayer

12 décembre 2019



# Remerciements

La soutenance passée, il m'est désormais possible de remercier les personnes qui ont rendu ce moment possible.

Tout d'abord, et malgré quelques contraintes SNCF, je tiens à remercier le jury pour leur déplacement. Merci à Mme Elena Seran (astronome adjointe au LATMOS, Université Pierre et Marie Curie) pour avoir accepté le rôle de présidente. Merci aussi à M. Khaled Hassouni (Professeur au LSPM, Université Paris Nord), M. Serge Agnel (Professeur à l'IES, Université de Montpellier) et M. François Gensdarmes (ingénieur de recherche à l'IRSN, Université Paris-Saclay) pour avoir accepté les rôles de rapporteurs et examinateur. Cela a été un plaisir de discuter et de débattre avec vous lors de la soutenance.

Bien évidemment, cette soutenance n'aurait pas été rendue possible sans la présence constante de mes deux directeurs de thèse durant ces trois ans. Dans un premier temps, merci à Jean-François pour ton accueil, les réunions passées ainsi que les conseils que tu as pu me prodiguer. Dans un deuxième temps, je tiens à remercier Jean-Charles. Merci de m'avoir donné l'opportunité de réaliser stage et thèse sous ta direction assidue. Merci pour ton suivi, ton soutien dans les moments bons comme dans les moins bons, ta patience face à mes incompréhensions, tes nombreuses relectures.

Une thèse, ce sont aussi des voyages, des collaborations et des rencontres. Je tiens ainsi à remercier M. Eric Dantras (CIRIMAT) et M. Aurélien Roggero (ENSIACET) pour m'avoir permis de réaliser des expériences au CIRIMAT. Je tiens aussi à remercier M. Samuel Peillon (IRSN) et M. Christian Grisolia (CEA) avec lesquels j'ai partagé de nombreux échanges sur des thématiques de contamination particulière au sein des tokamaks. Merci également à M. Michel Fraces (ONERA, département du DOTA), pour l'aide fournie dans l'estimation du meilleur diagnostic optique possible pour DROP.

Merci à l'unité CSE, témoins de l'avancée de mes travaux. Plus particulièrement, merci à Virginie, pour les discussions et les rires (quoi, un disque dur lecteur DVD ? le rêve !). Merci à Sébastien L. G. pour, **ahem** *\*toussoote\** m'avoir beaucoup appris lors de nos nombreux échanges au cours de ces trois années. L'apothéose de notre relation date du 17 mai 2019, que j'ai depuis renommé le "best day ever". Merci à Pierre, pour les très nombreuses propositions d'expériences irréalisables (sinon, à quand l'autel SPIS ?). Enfin, merci à Mohamed pour les discussions, explications et surtout pour m'avoir laissé installer successivement des poussières dans DEESSE puis ALCHEMIE.

Par extension, je souhaite remercier l'intégralité du département du DPHY-Toulouse. Il serait certainement ici trop long de remercier chaque personne individuellement, mais une rapide estimation m'indique que tout le monde présent au sein du département, m'aura, au moins une fois, apporté de l'aide. D'ailleurs, et sur une note plus administrative, un très grand merci à Christine pour le suivi et les réponses à mes multiples questions. Pour cela, merci à tous (un merci tout de même un peu plus méfiant/hésitant ira néanmoins directement aux personnes m'ayant balancé un seau d'eau sur la tête).

Sans transition aucune (non, vraiment), je tiens aussi à remercier les techniciens, sans qui il n'y aurait pas eu beaucoup de données expérimentales. Un merci très particulier à Gaël, Romain, Bernard, pour l'aide et la bonne humeur. Merci aussi à Sarah, pour les nombreuses discussions et l'aide apportée dans ma nouvelle recherche d'emploi. Un autre merci s'impose pour le mythique duo Claude et Stéphane. Vous êtes à vous deux les dignes représentants de la bonne ambiance qui règne dans le département.

Une thèse au DPHY ne semble pas pouvoir être complète sans la présence des doctorants. Tout d'abord, il y a ceux que j'appelle "les anciens". Parmi eux, mes deux premiers superbes cobureaux : Quentin, la bridezilla et Marina, fournisseur officiel de nourriture. Vous resterez incontestablement liés à de nombreux souvenirs de thèse, ce dont je vous remercie. A Marie-Cécile, Damien, Rémi 2, Antoine, merci pour les soirées, les discussions. Pacaud, tes passages furtifs devant le bureau, tes discussions improbables et la complicité qui te lie à Marc me manqueront. Pour ce dernier, j'aurai été ravie d'être ta critique culinaire pendant ma troisième année, que tu le veuilles ou non. J'adresse aussi une pensée à mes compagnons de galère : Charles, Pablo, Neil. On en sera venu à bout ! Plus particulièrement, merci à Guillaume pour nos réunions à 19h30, pauses souvent nécessaires pour 1) décompresser d'une journée de rédaction et pour 2) s'alarmer du nombre de jours restants avant la fin de notre contrat. Par extension, merci à Julien, qui aura aussi participé à nos discussions tardives lors de ses rondes.

Mes pensées vont au reste des doctorants : Quentin, Marine, Kevin, Eudes, Guilhem, Guillaume, Lucas, Gaëtan... Bon courage pour la suite ! Une pensée va à Nour : merci pour les discussions hyper instructives, souvent tard le vendredi soir (évidemment, merci pour tes talents de décorateur !). Ces trois ans de thèse m'auront aussi donné l'opportunité d'encadrer deux stages, expérience très enrichissante. C'est donc un merci tout spécial que j'adresse à Loanne et Célia, grâce auxquelles j'ai découvert que superviser une personne était un métier à part entière.

Aux amis parisiens Zélia, Anne et Benoît, merci pour le soutien. Aux amis nantais d'encore plus longue date, merci à Jonas et Simon pour vous être déplacés le jour de la soutenance.

Enfin, un merci à la famille, pour le soutien inconditionnel, pour le déplacement. Je souhaitais initialement gratter la Terre et finalement je me suis retrouvée à gratter la Lune (comprendra qui pourra). La nature est bien faite. Et puis, merci Baptiste. Merci pour le soutien depuis les quatre coins du pays. Merci de t'embarquer avec moi dans cette nouvelle aventure.





# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
1.1	Mise en évidence de la contamination particulière lors des missions Apollo . . . . .	1
1.2	Problématiques . . . . .	5
1.3	Objectifs de la thèse . . . . .	6
1.4	Plan du manuscrit de thèse . . . . .	6
<b>2</b>	<b>L'adhésion des poussières</b>	<b>9</b>
2.1	Les forces d'adhésion . . . . .	9
2.1.1	La force de capillarité . . . . .	9
2.1.2	La force de Van der Waals . . . . .	9
2.1.3	Les forces électrostatiques . . . . .	14
2.2	Principe de mesure . . . . .	17
2.2.1	Force de cisaillement . . . . .	18
2.2.2	Méthode AFM . . . . .	18
2.2.3	Force centrifuge . . . . .	21
2.3	Paramètres géométriques influençant l'adhésion des poussières . . . . .	21
2.3.1	Rugosité du substrat . . . . .	21
2.3.2	Rugosité de la particule . . . . .	26
2.4	Moyens de limitation de la contamination . . . . .	32
2.4.1	Modèles de détachement de particules . . . . .	32
2.4.2	Méthodes limitant l'adhésion de particules . . . . .	35
2.5	Bilan . . . . .	40
<b>3</b>	<b>La charge des poussières</b>	<b>41</b>
3.1	Environnement lunaire et charge macroscopique . . . . .	41
3.1.1	Influence du vent solaire . . . . .	41
3.1.2	Influence du rayonnement solaire . . . . .	43
3.1.3	Bilan des courants chargeants à la surface de la Lune . . . . .	44
3.1.4	Influence de la topographie sur la charge de la Lune (charge mésoscopique) . . . . .	45
3.1.5	Charge d'un astronaute . . . . .	48
3.2	Charge microscopique d'un grain . . . . .	51
3.2.1	Modèle de patches de charge . . . . .	51

3.2.2	Simulations numériques . . . . .	56
3.2.3	Autres paramètres ayant une influence sur la charge du grain . . . . .	59
3.3	Rappels généraux du transport de charge dans un matériau . . . . .	60
3.3.1	Conductivité dans un solide parfait . . . . .	60
3.3.2	Conductivité dans un solide imparfait désordonné . . . . .	61
3.3.3	Conductivité dans un matériau poudreux . . . . .	63
3.4	Mesure de la conductivité . . . . .	67
3.4.1	Spectroscopie Diélectrique Dynamique . . . . .	67
3.4.2	Mesure de conductivité DC . . . . .	70
3.4.3	Relaxation de potentiels . . . . .	75
3.5	Bilan . . . . .	77
<b>4</b>	<b>Le régolithe lunaire</b>	<b>81</b>
4.1	Formation . . . . .	81
4.2	Stockage des échantillons lunaires avant et pendant leur étude . . . . .	83
4.3	Propriétés générales . . . . .	84
4.3.1	Forme des grains . . . . .	84
4.3.2	Taille . . . . .	85
4.3.3	Composition . . . . .	85
4.4	Les simulants de régolithe lunaire . . . . .	85
4.4.1	Simulants utilisés durant cette thèse . . . . .	86
4.4.2	Composition de surface des substrats et des simulants . . . . .	92
4.4.3	Liste de simulants disponibles . . . . .	101
4.5	Bilan . . . . .	103
<b>5</b>	<b>Étude phénoménologique et évaluation des forces d'adhésion par utilisation d'un système centrifuge</b>	<b>105</b>
5.1	Méthode expérimentale . . . . .	105
5.1.1	Dispositif expérimental . . . . .	105
5.1.2	Protocole expérimental . . . . .	108
5.1.3	Traitement d'images . . . . .	110
5.2	Mise en œuvre préliminaire . . . . .	111
5.2.1	Configuration de référence . . . . .	111
5.2.2	Rugosité des substrats . . . . .	111
5.2.3	Estimations préliminaires . . . . .	112
5.2.4	Résultats . . . . .	112
5.2.5	Discussion . . . . .	113
5.3	Campagne expérimentale . . . . .	117
5.3.1	Configuration expérimentale . . . . .	117
5.3.2	Résultats . . . . .	118
5.4	Phénoménologie de l'adhésion . . . . .	119

5.5	Estimation des valeurs de force d'adhésion . . . . .	120
5.6	Bilan . . . . .	120
<b>6</b>	<b>Modélisation et mesure de la conductivité des couches de poussières</b>	<b>123</b>
6.1	Modèle $\sigma_E$ . . . . .	123
6.2	Validation expérimentale . . . . .	125
6.2.1	Moyen DC . . . . .	125
6.2.2	Echantillons . . . . .	128
6.2.3	Protocole . . . . .	129
6.2.4	Résultats . . . . .	129
6.3	Caractérisation des simulants de régolithe lunaire . . . . .	134
6.3.1	Moyens expérimentaux . . . . .	134
6.3.2	Résultats . . . . .	135
6.4	Bilan . . . . .	146
<b>7</b>	<b>Modélisation numérique et expérimentale multi-échelle de la charge électrostatique des poussières en environnement lunaire</b>	<b>147</b>
7.1	Modélisation numérique SPIS . . . . .	147
7.2	Modélisation microscopique de la collection de charge en environnement spatial . . . . .	149
7.2.1	Géométrie . . . . .	149
7.2.2	Propriétés électriques des sphères . . . . .	149
7.2.3	Environnement spatial . . . . .	150
7.2.4	Résultats . . . . .	150
7.3	Modélisation multi-échelle et multi-physique de la charge . . . . .	170
7.3.1	Méthode expérimentale . . . . .	170
7.3.2	Résultats expérimentaux . . . . .	174
7.3.3	Simulations numériques de la mesure expérimentale . . . . .	177
7.4	Extrapolation aux conditions lunaires . . . . .	186
7.5	Bilan . . . . .	187
<b>8</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>189</b>
<b>A</b>	<b>Passage de l'écriture microscopique à macroscopique de la force de Van der Waals</b>	<b>193</b>
A.1	Interaction molécule - surface . . . . .	193
A.2	Interaction sphère - surface . . . . .	194
A.2.1	Cas où $D \ll R$ . . . . .	195
A.2.2	Cas où $D \gg R$ . . . . .	196
<b>B</b>	<b>Exemple de détermination du <math>\gamma_f</math> lors des mesures centrifuges</b>	<b>199</b>
<b>C</b>	<b>Estimation du courant effectif mesuré permettant la détermination de la conductivité effective <math>\sigma_E</math></b>	<b>201</b>



# Table des figures

1.1	Brosses utilisées pendant les missions Apollo. Photos issues de [Kipp, 1999]. . . . .	2
1.2	Photos mettant en évidence la contamination particulaire observée pendant les missions Apollo. Photos issues de [Kipp, 1999]. . . . .	3
1.3	Photo du nuage pris par la sonde Clementine sous une lumière incidente rasante. Le point blanc lumineux en arrière plan est Vénus. Photo issue de [NASA, 1999]. . . . .	4
1.4	Vue projetée de la densité volumique du nuage de poussières obtenue grâce aux mesures de LDEX. Schéma issu de [Horanyi <i>et al.</i> , 2015]. . . . .	5
2.1	Schéma explicatif mettant en relation les paramètres $t_a$ et $\Omega$ dans l'estimation de la propreté de surface $s$ . Image issue de [Perko <i>et al.</i> , 2001]. . . . .	13
2.2	Face interne d'un doigt d'une patte de gecko (tarente de Maurétanie) présentant les lamelles ainsi que les <i>setae</i> . Photo issue de [Rebiere, 2018]. . . . .	14
2.3	Evolution de la charge du simulant lunaire JSC-1 [125, 150] $\mu\text{m}$ après contact par tribocharging sur une plaque de nickel. L'axe de droite correspond au potentiel moyen équivalent de la particule (sous réserve de forme sphérique). Image issue de [Sternovsky <i>et al.</i> , 2002]. . . . .	17
2.4	Figures récapitulatives du fonctionnement d'un AFM. . . . .	20
2.5	Courbe typique de mesure de force par AFM entre une particule et un substrat. Les différentes étapes associées à la mesures sont aussi ajoutées. Image issue de [Mittal et Jaiswal, 2015]. . . . .	20
2.6	En haut, schéma illustratif de la technique de centrifugation. En bas, mise en évidence du décollement successif de particules par comparaison visuelle. Image issue de [Mizes <i>et al.</i> , 2000]. . . . .	22
2.7	Illustration schématique de l'interaction d'une particule de rayon $r$ avec une surface de rugosité $rms$ . Schéma adapté de [Rabinovich <i>et al.</i> , 2000a]. . . . .	23
2.8	Prédiction de la force de Van der Waals "Total proposed" utilisant l'expression 2.33. Les contributions des deux interactions particule/aspérité et particule/surface sont aussi présentées. Figure adaptée de [Rabinovich <i>et al.</i> , 2000a]. . . . .	24
2.9	Illustration schématique de l'interaction d'une particule de rayon $r$ avec une surface de rugosité $rms_1$ possédant elle même une rugosité $rms_2$ . Schéma adapté de [Rabinovich <i>et al.</i> , 2000b]. . . . .	24

2.10	A gauche, forces d'adhésion mesurées par AFM entre des billes de tungstène et des substrats de composition et rugosité variables. A droite, les topographies de surface des substrats. Image issue de [Peillon <i>et al.</i> , 2018]. . . . .	26
2.11	Comparaison des forces nécessaires pour détacher des particules de toner recouvertes d'additifs (à gauche) et des particules de toner seules (à droite). Image issue de [Mizes <i>et al.</i> , 2000]. . . . .	27
2.12	Mesure de la force d'adhésion de particules de toner avec différents additifs sur un même substrat. L'écart-type est d'environ 5% et les barres d'erreurs ont été omises pour une meilleure lecture du graphique. Image issue de [Mizes <i>et al.</i> , 2000]. . . . .	28
2.13	Pourcentage de particules restantes en fonction d'une force externe appliquée. Considérant une écriture de type "particule-substrat", les courbes 1, 1', 2 et 2' correspondent respectivement à des interactions lisse-lisse, rugueux-lisse, lisse-rugueux et rugueux-rugueux. Graphique issu de [Zimon, 1982]. . . . .	29
2.14	Schéma d'une particule présentant des irrégularités de surface. $F_{VDW}$ est la force d'adhésion de Van der Waals (flèche orange), $F_e$ est la force électrostatique (flèche rouge) et $F_G$ est la force de gravité (flèche verte). Schéma adapté de [Mittal et Jaiswal, 2015] . . . . .	30
2.15	Estimation des différentes contributions de la force électrostatique en fonction du diamètre $d$ pour des particules sphériques de polystyrène possédant une charge de $20 \mu\text{C/g}$ en présence d'un champ électrique de $5000 \text{ kV/m}$ . Images issues de [Soltani et Ahmadi, 1999]. . . . .	31
2.16	Influence de la rugosité, du diamètre et de la charge d'une particule sur la vitesse de détachement. Images issues de [Soltani et Ahmadi, 1999]. . . . .	32
2.17	Comparaison des panneaux solaires d'Opportunity à trois mois d'intervalle. Ces derniers ont été nettoyés grâce aux vents aérodynamiques existants à la surface de Mars. Image adaptée de [NASA, 2014]. . . . .	34
2.18	Mise en évidence du déplacement électrostatique des particules de JSC-1 $[50, 75] \mu\text{m}$ par l'utilisation de la force diélectrophorétique. A gauche, l'électrode est contaminée. A droite, la même électrode est décontaminée après déplacement électrostatique des particules. Image issue de [Calle <i>et al.</i> , 2008]. . . . .	35
2.19	Comparaison de l'adhésion de simulatant de JSC-1 sur deux substrats de même composition, l'un resté original (gauche), l'autre recouvert d'un revêtement spécifique (droite). En haut à gauche, comparaison des deux substrats avant contamination. En haut à droite, contamination par dépôt de JSC-1 sur les substrats. En bas, comparaison des deux substrats après avoir été tapotés. Image issue de [Margiotta <i>et al.</i> , 2010]. . . . .	36
2.20	Mise en évidence de la réduction d'énergie de surface après contamination et décontamination d'un morceau de kapton noir. Images issues de [Devaud <i>et al.</i> , 2014]. . . . .	37
2.21	Fraction de particules restantes en fonction de l'accélération centrifuge (en terme de l'accélération de pesanteur terrestre $g$ ) pour trois substrats : kapton noir (haut), silicium (milieu) et quartz (bas). Les croix présentent les valeurs pour les substrats non-traités et les losanges les valeurs des substrats traités. . . . .	38

2.22	Fraction de particules de simulants restants sur substrats originaux (haut) et traités par modifications de surface (bas). Les croix présentent les résultats obtenus pour les substrats de contrôle et les losanges les résultats pour les substrats irradiés par UV. . .	39
3.1	Schéma présentant la transition du potentiel à l'interface plasma-paroi. Schéma issu de [BIRA-IASB, nd]. . . . .	43
3.2	Représentation de la cavité de faible densité sur la face opposée au vent solaire de la Lune. Dans le sillage, les trajectoires des particules chargées suivent les lignes de champ magnétiques (flèches noires). Image issue de [Ogilvie <i>et al.</i> , 1996]. . . . .	44
3.3	Bilan des densités de courant chargeant sur les différentes faces de la Lune ainsi que les valeurs de potentiels obtenues. La densité de courant d'émission d'électrons secondaires $J_s$ existe sur toutes les faces (ici uniquement représenté sur le côté nuit). Image issue de [Jackson <i>et al.</i> , 2015]. . . . .	45
3.4	Schéma illustrant la déflexion des ions vers un cratère, où un nuage d'électrons se crée au niveau du rebord, chargeant très négativement ce dernier. Schéma issu de [Farrell <i>et al.</i> , 2010]. . . . .	46
3.5	En haut, topographie de surface du cratère de Shoemaker avec le potentiel simulé (gauche) et la profondeur du cratère (droite) en fonction de la distance. En bas, la densité d'ions collecté suivant la topographie. Courbes issues de [Jackson <i>et al.</i> , 2011]. . . . .	47
3.6	Schéma illustrant le décollement de grains de poussières négativement chargés qui auraient le même rôle que le courant d'ions et permettrait au potentiel sur le rebord du cratère d'atteindre l'équilibre. Schéma issu de [Farrell <i>et al.</i> , 2010]. . . . .	48
3.7	Evolution des potentiels de surface sur un cratère en fonction de l'angle d'incidence du vent solaire. Pour les angles d'incidence supérieurs à $0^\circ$ , le vent provient de la droite. . .	49
3.8	Circuit équivalent de la charge d'un objet (ici, un rover). Ce dernier est modélisé par un condensateur. Schéma issu de [Farrell <i>et al.</i> , 2007]. . . . .	50
3.9	Schéma illustant l'environnement ainsi que les forces auxquelles est soumise une particule de régolithe. Schéma issu [Flanagan et Goree, 2006]. . . . .	52
3.10	En haut, illustration des forces s'appliquant sur une poussière sous environnement spatial. La force de gravité $F_g$ ainsi que la force de cohésion $F_{co}$ (Van der Waals) favorisent l'adhésion. Les forces d'origines électrostatiques $F_e$ et $F_c$ (Coulomb et répulsion électrostatique) sont quant à elles orientées dans le sens opposé. En bas, illustration du <i>patched charge model</i> où une même poussière peut acquérir des zones à la fois positivement et négativement chargées. Illustration issue [Wang <i>et al.</i> , 2016]. . . . .	54
3.11	Dispositif expérimental utilisé pour évaluer les charges $Q_r$ et $Q_b$ d'une particule diélectrique. Schéma issu [Wang <i>et al.</i> , 2016]. . . . .	55
3.12	Facteur d'illumination obtenu après illumination d'une couche de poussière. La valeur à 1 correspond aux zones éclairées tandis que la valeur à 0 correspond aux zones à l'ombre. L'illumination atteint bien les couches inférieures. Schéma issu [Wang <i>et al.</i> , 2016]. . .	57

3.13	Charge de surface et lignes de champ électrique obtenues à $t = 10$ s dans les différentes configurations étudiées : photoémission seule, vent solaire seul et cumul des deux phénomènes. Images issues de [Zimmerman <i>et al.</i> , 2016]. . . . .	59
3.14	Schéma illustrant la théorie des bandes dans un solide parfait. Schéma issu de [Valls et Frèze, nd]. . . . .	61
3.15	Allures typiques du logarithme de la conductivité de matériaux désordonnés en fonction du logarithme de la fréquence. Graphique issu de [Jonscher, 1977]. . . . .	63
3.16	Estimation du chemin parcouru entre une couche idéale (gauche) et une couche réelle composée d'agrégats (droite). Schémas issus de [Montes <i>et al.</i> , 2010] . . . . .	64
3.17	Déformation d'une sphère d'une couche idéale lorsqu'elle est soumise à une contrainte normale. Sa hauteur diminue et passe de $2r_0$ à $2h$ . Sa surface de contact est un cercle de surface $S_E$ qui devient un carré de surface $S_N$ dans la configuration finale. Schéma issu de [Montes <i>et al.</i> , 2011] . . . . .	64
3.18	Schéma présentant la géométrie au point de contact entre deux sphères métalliques de rayon $r_o$ recouvertes d'une couche d'oxyde d'épaisseur $\delta$ . Schéma issu de [Montes <i>et al.</i> , 2011] . . . . .	65
3.19	Conductivités expérimentales normalisées (points) obtenues en fonction de la porosité normalisée. Les données sont ajustées par le modèle de conduction à travers une couche de poudres métalliques (lignes) pour les neuf échantillons testés. Graphique issu de [Montes <i>et al.</i> , 2011]. . . . .	66
3.20	Principe de fonctionnement de la spectroscopie diélectrique dynamique . . . . .	67
3.21	Paramètres électriques de l'échantillon <b>14163,131</b> en fonction de la fréquence appliquée, mettant en évidence l'influence de l'humidité sur la variation des mesures. Les différents numéros correspondent à : 1) 27 °C, $10^{-5}$ mbar après plusieurs cyclages thermiques, 2) 27 °C, $5 \cdot 10^{-7}$ mbar après exposition à une atmosphère azotée, 3) 27 °C après chauffage à 200 °C, 4) 27 °C à pression atmosphérique et 5) 27 °C, $10^{-6}$ mbar. Graphiques issus de [Strangway <i>et al.</i> , 1972]. . . . .	69
3.22	Paramètres électriques de l'échantillon <b>15301,38</b> en fonction de la fréquence appliquée. La dispersion à basse fréquence est due à l'effet de Maxwell-Wagner-Sillars. Graphiques issus de [Olhoeft <i>et al.</i> , 1974a]. . . . .	70
3.23	Dispositif expérimental dit "3 électrodes" : deux électrodes mesurent les contributions de surface et deux électrodes mesurent les contributions volumiques. Schéma issu de [D09 Committee, nd]. . . . .	71
3.24	Variations de conductivités de surface de deux échantillons de régolithe lunaire lorsqu'ils sont illuminés puis placés à l'ombre pour diverses longueurs d'ondes d'irradiations et de température est montrée. Graphes issus de [Alvarez, 1977]. . . . .	72
3.25	Comparaison de la conductivité de deux échantillons de roche ( <b>65015,6</b> et <b>12002,85</b> ) et d'un échantillon poudreux ( <b>15301,38</b> ) en fonction de la température. Graphique issu de [Heiken <i>et al.</i> , 1991]. . . . .	73

3.26	Conductivité DC de deux échantillons de régolithe lunaire obtenue par la méthode des trois électrodes. La courbe pointillée à $10^{-14}$ S/m pour l'échantillon <b>15301,38</b> correspond à la limite de mesure du dispositif expérimental et la courbe BeO correspond à la conductivité de l'électrode utilisée. . . . .	74
3.27	Variation de la conductivité électrique de six échantillons de roches lunaires en fonction de leur quantité d'oxyde de fer. Graphique issu de [Schwerer <i>et al.</i> , 1974]. . . . .	75
3.28	Relaxations de potentiels et conductivité de différentes gammes de tailles et de type de simulants. Graphiques issus de [Champlain, 2016]. . . . .	77
3.29	Mise en évidence de l'influence de la taille du grain à l'intérieur d'une couche sur le transport des charges. Schéma issu de [Champlain, 2016]. . . . .	78
3.30	Déclins de potentiels et conductivités du simulant DNA-1 toutes tailles en fonction de la température. Graphiques issus de [Champlain, 2016]. . . . .	78
4.1	Images de la face visible (gauche) et cachée (droite) de la Lune prises par l'instrument LROC mettant en évidence les mers, terres ainsi que les cratères d'impacts. . . . .	82
4.2	Images MEB (microscope à balayage électronique) de grains de régolithe lunaire mettant en évidence les disparités de tailles et de formes. Image issue de [Liu et Taylor, 2011]. . . . .	84
4.3	Fonction de distribution de taille du sol des principaux sites d'explorations des missions Apollo. Graphique issu de [Liu et Taylor, 2011]. . . . .	85
4.4	Fonction de répartition en taille du simulant JSC-1. Les fonctions de deux autres simulants (FJS-1 et KLS-1, non utilisés dans ce manuscrit) sont détaillées ainsi que celle de l'échantillon de régolithe <b>14163</b> . Graphique issu de [Ryu <i>et al.</i> , 2018]. . . . .	88
4.5	Photos prises au MEB du simulant DNA-1 mettant en évidence les disparités de tailles et de formes. . . . .	88
4.6	Fonction de répartition en taille du simulant DNA-1. Graphique adapté de données issues de [Cesaretti <i>et al.</i> , 2014]. . . . .	89
4.7	Distributions en taille des échantillons de SMA_A et SMA_X. Données issues de [Freyria <i>et al.</i> , 2019a]. . . . .	89
4.8	Photos prises au MEB des échantillons de SMA_A et SMA_X. Photos issues de [Freyria <i>et al.</i> , 2019a]. . . . .	90
4.9	Photos prises au MEB des billes de verre sodocalcique pour la gamme de taille [10, 50] $\mu\text{m}$ . . . . .	90
4.10	Distribution (en volume) des tailles des billes de tungstène. Données obtenues par M. Samuel Peillon. . . . .	91
4.11	Dépôt de billes de tungstène sur des substrats de rugosité différentes. Photos réalisées au MEB à l'IRSN. . . . .	92
4.12	Illustration des deux phénomènes d'émission électronique pouvant intervenir lorsque la matière est soumise à un rayonnement X. Schémas adaptés de [CEA, 2013]. . . . .	93
4.13	Schéma 3D annoté de l'enceinte ALCHIMIE utilisée pour les mesures XPS. . . . .	94
4.14	Spectres XPS obtenus pour les différents simulants, avec un spot d'illumination de 5 mm. . . . .	98
4.15	Comparaison entre les compositions chimiques surfaciques et volumiques des simulants étudiés. . . . .	99

5.1	Photos annotées présentant le dispositif expérimental utilisé pour les mesures centrifuges dans le caisson DROP. . . . .	107
5.2	Photo prise au MEB mettant en évidence l'adhésion d'un échantillon de DNA-1 [25, 50] $\mu\text{m}$ par des poussières de taille inférieure à 25 $\mu\text{m}$ . . . . .	108
5.3	A gauche, photo de la mise en place de l'échantillon sur un support en aluminium afin de faciliter les prises de photos à la loupe binoculaire. A droite, installation finale de l'échantillon sur le rotor après contamination. Les points noirs observables sur l'échantillon correspondent aux zones d'intérêt sélectionnées. . . . .	109
5.4	A gauche, exemple de photo prise avant centrifugation. A droite, traitement de cette photo afin d'obtenir une cartographie des grains de poussières. La superposition manuelle de cette dernière avec celles obtenues lors des paliers de centrifugation met en évidence les particules décollées. Une vérification visuelle est effectuée systématiquement afin de lever les incertitudes liées à la qualité des photos et au post-traitement numérique. . . . .	110
5.5	Pourcentage de particules restant sur le substrat en fonction de l'accélération centrifuge $A_c$ . . . . .	113
5.6	Pourcentage de billes de tungstène restant sur le substrat rugueux en fonction de l'accélération centrifuge $A_c$ et des conditions de pression (en rouge à la pression atmosphérique et en bleu à une pression de $10^{-7}$ mbar). . . . .	114
5.7	Valeurs des forces centrifuge et des forces de traînée et de portance sous un régime turbulent et laminaire, estimées pour une bille de tungstène de 10 $\mu\text{m}$ de rayon posée sur le substrat de tungstène rugueux. . . . .	115
5.8	Concept de dispositif expérimental futur pouvant permettre de discerner sous vide le décollement et le roulage des particules. Pour cela, un échantillon doit être contaminé à la fois sur les faces parallèles et tangentielles. . . . .	117
5.9	Pourcentage de particules restantes obtenu par mesure centrifuge sous vide pour différents substrats et simulants. Les courbes bleue, verte et orange présentent respectivement les résultats pour des billes de tungstène, des billes de verre et le simulant DNA-1 sur le substrat de tungstène rugueux. La courbe rouge présente les résultats pour la DNA-1 sur le substrat d'aluminium technique. . . . .	118
6.1	Schéma représentant les différents paramètres du modèle de [Montes <i>et al.</i> , 2011]. . . . .	125
6.2	Schéma détaillant le set de trois pièces utilisées pour la réalisation d'une couche de poussière. Les pièces A et B forment les électrodes du système de mesure. . . . .	126
6.3	Schémas décrivant en détail le dispositif expérimental utilisé pour mesurer les courants DC. . . . .	127
6.4	A gauche, évolution des résistances électriques mesurées sur les monocouches en fonction de la température. A droite, les conductivités associées sont présentées sur un diagramme d'Arrhénius. Les valeurs prédites à 25°C par le modèle développé dans la section 6.1 sont ajoutées. . . . .	133
6.5	A gauche, évolution des résistances électriques mesurées en DC sur les couches de SMA_A et SMA_X en fonction de la température. A droite, les conductivités associées sont présentées sur un diagramme d'Arrhénius. . . . .	138

6.6	Résultats des mesures réalisées en SDD sur l'échantillon de SMA_A (en haut) et la SMA_X (en bas). A gauche est présentée la conductivité en fonction de la fréquence (les courbes rouges sont les valeurs à 20°C). A droite sont présentées les cartes de relaxation diélectrique en fonction de la température et de la fréquence. . . . .	140
6.7	A gauche, évolution des résistances électriques mesurées en DC sur l'échantillon de DNA-1 [25, 50] $\mu\text{m}$ en fonction de la température. A droite, les conductivités associées sont présentées sur un diagramme d'Arrhénus. . . . .	141
6.8	Résultats de mesures SDD obtenus pour l'échantillon de DNA-1 < 25 $\mu\text{m}$ en haut et la DNA-1 [25, 50] $\mu\text{m}$ en bas. A gauche est présentée la conductivité en fonction de la fréquence (les courbes rouges sont les valeurs à 20°C). A droite est présentée la carte de relaxation diélectrique. . . . .	142
6.9	A gauche, évolution des résistances électriques mesurées sur les couches composées de 3 éléments en fonction de la température. A droite, les conductivités $\sigma_E$ associées sont présentées sur un diagramme d'Arrhénus. Les valeurs prédites grâce au modèle développé dans la section 6.1 sont ajoutées. . . . .	143
6.10	A gauche, évolution des résistances électriques mesurées en DC sur les couches de SMA_A et SMA_X en fonction de la température. A droite, les conductivités associées sont présentées sur un diagramme d'Arrhénus. . . . .	144
6.11	Diagramme d'Arrhénus regroupant les principaux résultats de mesures DC et SDD sur des simulants lunaires et les données de la littérature sur les échantillons de régolithe lunaire <b>14163,131</b> et <b>15301,38</b> . . . . .	145
7.1	Principe de simulation numérique utilisé par SPIS. Image tiré du manuel d'utilisation.	148
7.2	Géométrie CAD de l'empilement de sphères (gauche) et domaine de simulation (droite).	150
7.3	Axe suivant lequel les profils de densité sont estimés et passant par le centre de grains des première et troisième couches. . . . .	152
7.4	Evolution des potentiels moyens de chaque couche en fonction du temps, pour $\alpha = 45^\circ$ et sans SEE. . . . .	155
7.5	Etude des potentiels simulés et obtenus sur les couches de poussières pour $\alpha = 45^\circ$ et sans SEE. . . . .	155
7.6	Cartographie 2D (à gauche) et profil (à droite) du logarithme de la densité des populations électroniques, ioniques et photoélectroniques suivant le plan XY pour $\alpha = 45^\circ$ et sans SEE.	156
7.7	Cartographie 2D (à gauche) et profil (à droite) du potentiel suivant le plan XY pour $\alpha = 45^\circ$ et sans SEE. . . . .	157
7.8	Carte 2D du champ électrique pour $\alpha = 45^\circ$ et sans SEE. . . . .	158
7.9	Evolution des potentiels moyens de chaque couche en fonction du temps, pour $\alpha = 0^\circ$ et sans SEE. . . . .	160
7.10	Etude des potentiels simulés et obtenus sur les couches de poussières pour $\alpha = 0^\circ$ et sans SEE. . . . .	160
7.11	Cartographie 2D (à gauche) et profil (à droite) du logarithme de la densité des populations électroniques, ioniques et photoélectroniques suivant le plan XY pour $\alpha = 0^\circ$ et sans SEE.	161

7.12	Cartographie 2D (à gauche) et profil (à droite) du potentiel suivant le plan XY pour $\alpha = 0^\circ$ et sans SEE. . . . .	162
7.13	Carte 2D du champ électrique pour $\alpha = 0^\circ$ et sans SEE. . . . .	162
7.14	Evolution des potentiels moyens de chaque couche en fonction du temps, pour $\alpha = 45^\circ$ et avec SEE. . . . .	164
7.15	Etude des potentiels simulés et obtenus sur les couches de poussières pour $\alpha = 45^\circ$ et avec SEE. . . . .	164
7.16	Cartographie 2D (à gauche) et profil (à droite) du logarithme de la densité des populations électroniques, ioniques et photoélectroniques suivant le plan XY pour $\alpha = 45^\circ$ et avec SEE. . . . .	166
7.17	Cartographie 2D (à gauche) et profil (à droite) du potentiel suivant le plan XY pour $\alpha = 45^\circ$ et avec SEE. . . . .	166
7.18	Evolution des potentiels moyens de chaque couche en fonction du temps, pour $\alpha = 0^\circ$ et avec SEE. . . . .	167
7.19	Etude des potentiels simulés et obtenus sur les couches de poussières pour $\alpha = 0^\circ$ et avec SEE. . . . .	167
7.20	Cartographie 2D (à gauche) et profil (à droite) du logarithme de la densité des populations électroniques, ioniques et photoélectroniques suivant le plan XY pour $\alpha = 0^\circ$ et avec SEE. . . . .	169
7.21	Cartographie 2D (à gauche) et profil (à droite) du potentiel suivant le plan XY pour $\alpha = 0^\circ$ et avec SEE. . . . .	169
7.22	Dispositif expérimental utilisé lors des mesures de potentiel de surface. . . . .	170
7.23	Schéma détaillant le principe de mesure du potentiel de surface après irradiation UV. . . . .	171
7.24	Photos des couches de poussières réalisées pour les mesures de potentiel de surface. La zone de mesure est le centre de la couche. . . . .	172
7.25	Relaxation de potentiel après irradiation UV pendant deux minutes du simulant lunaire SMA_A. . . . .	176
7.26	Relaxation de potentiel après irradiation UV pendant deux minutes du simulant lunaire SMA_X. . . . .	176
7.27	Schéma 3D de la simulation macroscopique présentant le caisson DROP. . . . .	178
7.28	Potentiel au dessus de la tache de poussière mettant en évidence le minimum de la barrière de potentiel créée par la plaque de cuivre à 3,7 mm. . . . .	179
7.29	Modélisation de la résistance intercouche utilisée pour simuler la résistance entre les grains. . . . .	181
7.30	Evolution du potentiel de l'échantillon de SMA_A simulé pendant et après la phase d'irradiation avec une modélisation sous forme de billes conductrices. A droite : comparaison avec les mesures expérimentales. . . . .	182
7.31	Evolution du potentiel de l'échantillon de SMA_X simulé pendant et après la phase d'irradiation avec une modélisation sous forme de billes conductrices. A droite : comparaison avec les mesures expérimentales. . . . .	183
7.32	Evolution du potentiel de l'échantillon de SMA_A simulé pendant et après la phase d'irradiation avec une modélisation sous forme de billes isolantes. A droite : comparaison avec les mesures expérimentales. . . . .	185

7.33	Evolution du potentiel de l'échantillon de SMA_X simulé pendant et après la phase d'irradiation avec une modélisation sous forme de billes isolantes. A droite : comparaison avec les mesures expérimentales. . . . .	186
A.1	Représentation de l'interaction d'une molécule située à la distance $D$ d'une surface plane composée des mêmes molécules. Image issue de [Israelachvili, 2011]. . . . .	193
A.2	Représentation de l'interaction d'une sphère de rayon $R$ située à la distance $D$ d'une surface plane composée des mêmes molécules. Image issue de [Israelachvili, 2011]. . . . .	195
B.1	Evolution du nombre de particules sur quatre zones d'un échantillon de tungstène rugueux contaminé avec des particules de DNA-1 [25, 50] $\mu\text{m}$ en fonction de l'accélération centrifuge appliquée. . . . .	199
B.2	Détermination du $\gamma_f$ en fonction de l'accélération centrifuge appliquée. . . . .	200
C.1	Evolution temporelle de la température et du courant pour un échantillon de SMA_A sous vide. . . . .	202



# Liste des tableaux

2.1	Paramètres utilisés pour les ajustements des points expérimentaux de la Figure 2.10. Données issues de [Autricque, 2018]. . . . .	25
3.1	Tableau récapitulatif des principales sources de rayonnements dans l'environnement lunaire. L'unité eV/n correspond à "électrons-volts par nucléon". Tableau issu de [Heiken <i>et al.</i> , 1991]. . . . .	42
3.2	Tableau récapitulatif des densités de courants typiques sur plusieurs zones à la surface de la Lune. Tableau adapté de [Jackson <i>et al.</i> , 2015]. . . . .	45
3.3	Valeurs de forces estimées pour une particule soumise à des flux chargeants suivant le modèle de charge uniforme <i>shared charge model</i> sur Terre et sur la Lune. Tableau adapté de [Wang <i>et al.</i> , 2016]. . . . .	52
3.4	Valeurs de forces estimées avec le <i>patched charge model</i> associées à la Figure 3.10. Tableau adapté de [Wang <i>et al.</i> , 2016]. . . . .	55
3.5	Paramètres du plasma utilisés dans les simulations réalisées par [Zimmerman <i>et al.</i> , 2016].	56
4.1	Composition des simulants de régolithe DNA-1 [Monolite, nd] et JSC-1 [Weinstein, nd]. A titre de comparaison, les compositions des échantillons de sols lunaires 14163,131 [LPI, 2011a] et 15 301,38 [LPI, 2010] sont détaillées. . . . .	87
4.2	Liste non exhaustive des simulants de régolithe lunaire disponibles. Table adaptée de [Freyria <i>et al.</i> , 2019a]. . . . .	102
5.1	Grossissements, résolutions et aires des différentes photos réalisées avec la loupe binoculaire Olympus SC30. . . . .	108
5.2	Valeurs de rugosité mesurées pour différents substrats avec le rugosimètre Mahr Perthometer PGK 120. . . . .	112
6.1	Données mécaniques du cuivre, du verre sodocalcique et du SiO <sub>2</sub> utilisées pour le calcul de la surface de contact et du rapprochement. . . . .	128
6.2	Récapitulatif des paramètres utilisés et résultats des mesures et du modèle dans le cas des couches multiples à 25°C. . . . .	130
6.3	Récapitulatif des paramètres utilisés et résultats des mesures et du modèle dans le cas des monocouches à 25°C. . . . .	132

6.4	Récapitulatif des différents paramètres utilisés pour les mesures et estimations des résistances et des conductivités dans le cas des couches de simulant de régolithe lunaire et de billes de tungstène à 25°C. . . . .	136
7.1	Paramètres du plasma utilisés lors des simulations présentées dans cette section. . . . .	151
7.2	Paramètres du plasma utilisés dans les simulations réalisées par [Zimmerman <i>et al.</i> , 2016].	151
7.3	Valeurs de potentiels obtenus sur les couches pour les quatre simulations de l'étude paramétrique. . . . .	152
7.4	Conductivité des échantillons de SMA_A et SMA_X estimées par les méthodes de relaxation de potentiel de surface et de courant continu DC. . . . .	177

# Liste des symboles

$\alpha$	Angle d'incidence	[°]
$\delta$	Épaisseur de la couche d'oxyde d'une poussière sphérique	[m]
$\delta_e$	Rendement d'énergie électronique secondaire	[1]
$\delta_r$	Rapprochement	[m]
$\epsilon$	Permittivité relative	[1]
$\epsilon_0$	Permittivité diélectrique du vide	[A <sup>2</sup> s <sup>4</sup> kg <sup>-1</sup> m <sup>-3</sup> ]
$\gamma$	Energie de surface	[N m <sup>-1</sup> ]
$\lambda_D$	Longueur de Debye	[m]
$\nu_i$	Coefficient de Poisson	[1]
$\Omega$	Diamètre d'un ion O <sup>2-</sup>	[m]
$\omega$	Vitesse angulaire de rotation	[rad s <sup>-1</sup> ]
$\phi, \Phi$	Potentiel	[V]
$\sigma$	Conductivité	[Sm <sup>-1</sup> ]
$\theta, \Theta$	Porosité	[1]
$A$	Constante de Hamaker	[J]
$a$	Rayon de contact d'une sphère sur un plan	[m]
$C$	Constante d'interaction	[kg m <sup>2</sup> s <sup>-2</sup> ]
$C_{sphere}$	Capacité d'une sphère	[m <sup>2</sup> kg <sup>-1</sup> s <sup>4</sup> A <sup>2</sup> ]
$d$	Diamètre	[m]
$E$	Champ électrique	[Vm <sup>-1</sup> ]
$e$	Charge élémentaire	[C]
$E_a$	Energie d'activation	[eV]
$E_i$	Module de Young	[GPa]
$g$	Accélération de la pesanteur	[m s <sup>-2</sup> ]

$I$	Courant	[A]
$j$	Densité de courant	[A m <sup>-2</sup> ]
$k_B$	Constante de Boltzmann	[m <sup>2</sup> kg s <sup>-2</sup> K <sup>-1</sup> ]
$L$	Longueur	[m]
$m$	Masse	[kg]
$n$	Densité	[#/m <sup>-3</sup> ]
$n_{dust}$	Nombre de contacts entre des sphères et un plan	[1]
$p$	Moment dipolaire	[C m]
$q, Q$	Charge	[C]
$R$	Résistance électrique	[ $\Omega$ ]
$r$	Rayon	[m]
$r_a$	Rayon d'une aspérité	[m]
$r_b$	Distance entre les barycentres des molécules	[m]
$R_r$	Rayon du rotor	[m]
$S$	Surface	[m <sup>2</sup> ]
$s$	Propreté de surface	[1]
$T$	Température	[°C ou K]
$t$	Temps	[s]
$t_a$	Epaisseur adsorbée	[m]
$U$	Tension	[V]
$w$	Potentiel d'interaction	[V m <sup>-1</sup> ]
$z$	Distance du centre d'une particule sphérique au plan moyen	[m]





# Chapitre 1

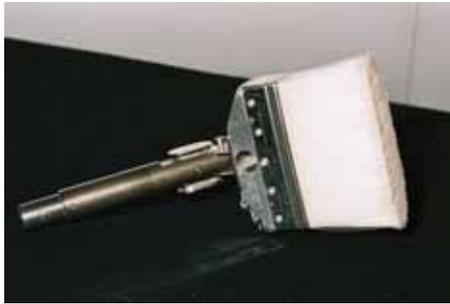
## Introduction

### 1.1 Mise en évidence de la contamination particulière lors des missions Apollo

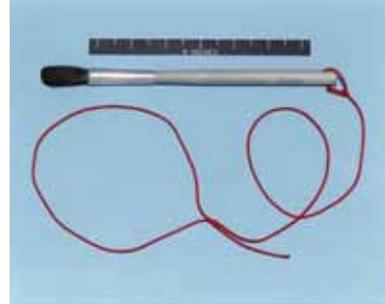
Le premier vol reconnu d'un engin motorisé et contrôlé date de 1903 avec le vol des frères Wright à bord de leur *Flyer*. Cinquante-huit ans plus tard, Youri Gagarine est le premier homme à effectuer un vol dans l'espace à bord d'un vaisseau Vostok. Dans ce laps de temps très court, l'évolution de la technologie a réussi à surmonter les défis majeurs inhérents à la conquête spatiale. Ce dernier aspect a particulièrement été renforcé et dynamisé par la guerre froide, où les deux grandes puissances économiques de l'époque, les États-Unis d'Amérique et l'Union des Républiques Socialistes Soviétiques, se disputent la primauté des missions spatiales. Après le vol de Gagarine en 1961, les Américains décident de riposter en lançant le projet qui leur assurerait une première incontestable : la conquête de la Lune. La première déclaration faite concernant cet objectif fut celle de J. F. Kennedy, en 1961 : *"We choose to go to the Moon. We choose to go to the Moon in this decade and do the other things, not because they are easy, but because they are hard [...]"*. Dès lors, les programmes Mercury et Gemini s'enchaînent. Le premier a pour objectif de placer un homme en orbite autour de la Lune, tandis que le deuxième entraîne les astronautes à la maîtrise de diverses techniques de vol : sorties extra-véhiculaires (EVA), manœuvres orbitales, rendez-vous... Un cap est franchi avec le programme Apollo qui vise à poser un homme à sa surface. Le 21 Juillet 1969, la promesse de Kennedy est réalisée : Neil Armstrong et Buzz Aldrin sont les premiers hommes à poser les pieds sur la Lune.

Dès les premières missions habitées, la poussière présente à la surface de la Lune, appelée régolithe, s'avère problématique. Les astronautes indiquent qu'elle réduit considérablement leur visibilité lors des alunissages, ce qui entraîne un risque pour la mission. De par sa nature très abrasive, elle provoque aussi des rayures sur des optiques sensibles et réduit l'étanchéité d'installations diverses. Enfin, un problème jusqu'alors sous-estimé émerge : la forte adhésion des poussières aux équipements lors des sorties extra-véhiculaires. Ce dernier aspect ralentit les activités bien qu'il s'avère relativement facile de se débarrasser momentanément de la couche de poussière moyennant un essuyage ou un balayage manuel. La NASA décide alors de parer au problème en munissant les astronautes de deux brosses dédiées à la décontamination : une brosse pour le nettoyage des grandes surfaces (dont un exemplaire est présenté sur la Figure 1.1a) et une autre pour les petites surfaces fragiles telles que les lentilles

ou les miroirs (présentée ici sur la Figure 1.1b). La mise en contact de ces brosses avec la poussière provoque cependant leur très forte contamination, les rendant inopérables.



(a)



(b)

FIGURE 1.1 – Brosses utilisées pendant les missions Apollo. Photos issues de [Kipp, 1999].

Les archives de la NASA [Kipp, 1999] donnent accès à des centaines de photos prises pendant les missions Apollo, dont certaines mettent en évidence la contamination particulière des équipements. La liste qui suit s’y intéresse. La photo 1.2a est une photo d’un paysage lunaire observé pendant une sortie extra-véhiculaire (EVA). La photo 1.2b réalisée quelques temps après présente une zone floue (surtout visible en haut à gauche de la photo), qui a été imputée à un dépôt de poussières sur la lentille. De la même manière, la photo 1.2c montre la trace d’un gant laissée par un astronaute sur un miroir, mettant en évidence sa contamination et par extension, son inutilité. Outre les équipements scientifiques, les rovers ont aussi été touchés par l’adhésion de la poussière. La photo 1.2d montre le Lunar Roving Vehicle (LRV) contaminé par la poussière (on notera aussi le flou au centre de la photo provoqué lui aussi par la collection de régolithe sur la lentille). La photo 1.2e présente une installation avec un câble électrique reliant deux instruments recouverts de poussière, pouvant provoquer des problèmes thermiques au niveau du matériel qui limitent voire empêchent leur utilisation. Enfin, la photo 1.2f montre l’astronaute Eugene Cernan se débarrassant de la poussière collée à ses bottes lors d’une EVA.



(a)



(b)



(c)



(d)



(e)



(f)

FIGURE 1.2 – Photos mettant en évidence la contamination particulaire observée pendant les missions Apollo. Photos issues de [Kipp, 1999].

Parallèlement, un autre phénomène est apparu : l'Horizon Glow. Il a été observé pour la première fois pendant les missions Apollo 15 et 17 sous la forme d'un nuage de poussière évoluant dans le temps et dans l'espace. L'astronaute Eugene Cernan a noté que ce nuage avait tendance à apparaître sur la zone du terminator, lors des levers et couchers de Soleil. Le terminator correspond à la zone de transition entre les côtés jour et nuit de la Lune. En 1994, la sonde Clementine dans le cadre du Deep Space Program Science Experiment survole la Lune et prend un cliché de nuage de poussière, visible sous une lumière incidente rasante (voir la Figure 1.3).



FIGURE 1.3 – Photo du nuage pris par la sonde Clementine sous une lumière incidente rasante. Le point blanc lumineux en arrière plan est Vénus. Photo issue de [NASA, 1999].

Dans les années 2000, l'orbiteur LADEE (Lunar Atmosphere and Dust Environment) [Culler, 2015], via l'instrument LDEX (Lunar Dust Experiment) [Horányi *et al.*, 2014] est chargé d'étudier plus en détail ce nuage. Parmi ses objectifs, il y a la recherche de sa densité ainsi que de son origine. La Figure 1.4 présente une cartographie de la Lune issue des mesures de LADEE qui évalue la densité de particules de taille supérieure à  $0,3 \mu\text{m}$  en fonction de l'altitude.

D'après [Horanyi *et al.*, 2015], le nuage s'étend jusqu'à 200 km d'altitude pour une densité inférieure à  $10^{-3}$  particules/ $m^3$ . A basse altitude, la densité augmente jusqu'à atteindre une densité maximale de  $5.10^{-3}$  particules/ $m^3$  pour une distance inférieure à 20 km. Les poussières dans le nuage ont une vitesse de plusieurs centaines de mètres par seconde.

Il existe bien un nuage de poussière autour de la Lune, variable spatialement. Il semblerait que les particules provoquant les impacts soient majoritairement d'origine cométaire, et non pas de météorites ou d'astéroïdes, ces deux dernières ne possédant pas une vitesse suffisamment élevée pour provoquer un nuage de cette envergure [Horanyi *et al.*, 2015]. Des mesures supplémentaires ont montré une variation temporelle du nuage, avec une augmentation notable de la densité au moment du lever et du coucher du Soleil. Dans ces périodes, de très forts gradients de charges apparaissent sur la zone du terminator, conduisant au soulèvement électrostatique des poussières.

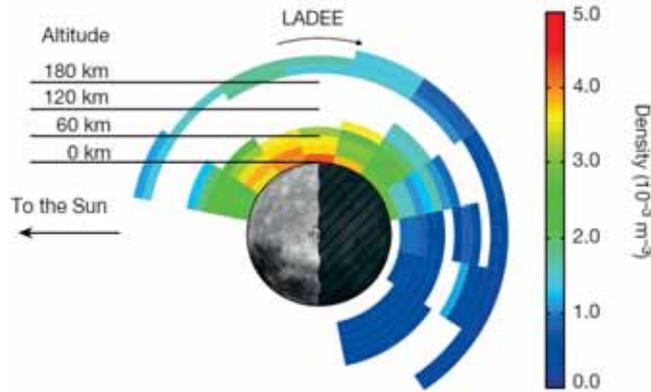


FIGURE 1.4 – Vue projetée de la densité volumique du nuage de poussières obtenue grâce aux mesures de LDEX. Schéma issu de [Horanyi *et al.*, 2015].

L'origine du nuage à haute altitude est donc majoritairement dû à des impacts d'origines cométaires. Toutefois, l'exposition de la surface au vent solaire et aux rayonnements mène au décollement électrostatique des particules à très basse altitude. Il existe ainsi deux sources de contamination particulaire à la surface de la Lune : l'activité humaine et l'environnement spatial (impacts ou plasma).

## 1.2 Problématiques

Les prochaines missions, qu'elles soient lunaires ou non, embarqueront des équipements scientifiques et techniques complexes. Afin de parer aux effets de la contamination particulaire, des protocoles et méthodes adaptés devront être conçus et mis en place. Il devient donc nécessaire d'anticiper et de maîtriser le problème qu'est l'adhésion du régolithe lunaire. Cette affirmation est aussi valable pour les futures missions habitées, tel que le programme Artémis qui prévoit d'alunir en 2024.

Cette thèse s'inscrit dans la compréhension des mécanismes d'adhésion d'un grain de régolithe sous environnement lunaire. L'adhésion se caractérise par plusieurs forces. Sous environnement lunaire, elles sont de deux origines : la force de Van der Waals et les forces électrostatiques. La première est intrinsèque à tout matériau, définie théoriquement mais reste néanmoins peu caractérisée expérimentalement, en particulier pour des matériaux de géométrie et composition complexes comme le régolithe. Dans un contexte de contamination particulaire à grande échelle, il est nécessaire de trouver des solutions qui vont soit empêcher la majorité des poussières d'adhérer, soit leur permettre de décoller plus facilement.

Les forces électrostatiques sont provoquées par l'environnement spatial. Elles dépendent toutes de la charge qui s'établit à la fois sous l'action de l'environnement et de la conduction électrique entre les poussières et les objets. Bien que les modèles se complexifient, ils ne parviennent pas à justifier du décollement électrostatique observés sur des simulants de régolithe. La charge électrostatique reste peu documentée dans le détail. Or, sans ces informations sur la charge, il n'est pas possible d'estimer de façon convenable le bilan des forces s'appliquant sur les poussières. La contamination particulaire reste toujours un problème difficile à comprendre et donc à traiter.

### 1.3 Objectifs de la thèse

L'objectif du travail réalisé et présenté dans ce manuscrit de thèse est centré sur la compréhension de la dynamique de la charge et de l'adhésion du régolithe lunaire sous environnement spatial. Plus particulièrement, c'est la caractérisation de l'adhésion en terme de force et de la modélisation de la charge électrostatique à l'échelle microscopique qui sont visées.

Les différents travaux réalisés sont de deux natures : expérimentaux et numériques. L'installation Dust Regolith Or Particles (DROP) est la chambre à vide dédiée qui permet de reproduire des conditions proches de la Lune. Elle a été adaptée progressivement afin de recevoir les différents dispositifs qui ont été conçus, définis et mis en œuvre pour répondre aux objectifs de la thèse. Les travaux numériques visent quant à eux à approfondir la compréhension des phénomènes de charge.

Les travaux de cette thèse sont préliminaires à une utilisation du logiciel SPIS comme moyen systématique d'extrapolation et de contrôle de la contamination particulière sur des satellites dans des conditions de vol typiques.

### 1.4 Plan du manuscrit de thèse

Ce manuscrit débute par une synthèse des recherches bibliographiques portant sur l'adhésion et la charge des poussières lunaires.

Le chapitre 2 détaille les différentes forces à l'origine de l'adhésion et conclut sur la prédominance de la force de Van der Waals et des forces électrostatiques sous environnement lunaire. L'influence de différents paramètres sur l'adhésion est détaillée. Le chapitre 3 présente un état de l'art de la charge des poussières. Il détaille dans un premier temps les phénomènes à l'origine de la charge à la surface de la Lune, s'appuyant sur plusieurs échelles caractéristiques. Il propose ensuite plusieurs modèles d'estimation de la charge d'un grain de régolithe. Enfin, le chapitre 4 est dédié à la caractérisation expérimentale des simulants utilisés pendant cette thèse. Pour cela, une recherche bibliographique est effectuée sur le sujet de la formation du régolithe lunaire.

Ces trois premiers chapitres permettent de consolider l'état de l'art et de définir les expérimentations les plus adaptées à la réalisation des objectifs de caractérisation de l'adhésion et de la charge du régolithe. Ils permettent aussi de lister les méthodes numériques les plus adaptées.

Les trois chapitres qui suivent constituent le coeur de ce travail de thèse.

Le chapitre 5 porte sur la caractérisation expérimentale de la force de Van der Waals. Pour cela, un banc de mesure centrifuge a été dimensionné et implanté dans le caisson sous vide DROP. On considère que la force centrifuge au moment du décrochage de la particule est l'opposée en magnitude de la force d'adhésion. Cette méthode de caractérisation a été choisie car la plus adaptée aux mesures sous vide.

Les chapitres 6 et 7 étudient en détail la charge électrostatique qui gouverne la force du même nom. Le chapitre 6 présente des mesures expérimentales de conduction de charge au travers d'une couche de poussière. Deux méthodes ont été utilisées : la spectroscopie diélectrique dynamique et la mesure de courant DC. Le chapitre 7 est l'étude numérique et expérimentale de l'établissement de la

charge d'une couche de poussière. Les résultats obtenus, combinés à ceux du chapitre 6, cherchent à évaluer la compétition existant entre l'environnement chargeant et la dissipation de charges de grain à grain.

Le dernier chapitre conclut sur ces travaux et ouvre sur les différentes perspectives tirées des résultats obtenus.



# Chapitre 2

## L'adhésion des poussières

Les phénomènes d'adhésion sont causés par des interactions qui s'exercent sur plusieurs échelles et qui peuvent être représentés par trois forces : la force de capillarité, la force de Van der Waals et les forces électrostatiques. Dans le cadre de l'environnement lunaire, ce sont cependant uniquement les forces de Van der Waals ainsi que les forces électrostatiques qui sont les forces responsables de l'adhésion du régolithe. On considérera que les expressions de forces sont données pour des particules sphériques de rayon  $r$ .

### 2.1 Les forces d'adhésion

#### 2.1.1 La force de capillarité

D'après [Israelachvili, 2011], les forces de capillarité, quand elles existent, sont généralement les plus fortes. En milieu peu humide, les molécules d'eau présentes dans l'air cherchent à minimiser leur énergie libre en s'adsorbant à la surface des particules, au contraire du milieu humide où elles se condensent (si les matériaux composant les parties solides sont suffisamment hydrophiles). Les forces de capillarité résultent alors de l'apparition d'un pont liquide entre deux particules solides et sont donc liées à l'humidité relative du milieu.

Cependant, dans le cadre de contamination particulaire en environnement spatial (et plus spécifiquement dans le cas de la Lune, où l'eau liquide est inexistante), les forces de capillarité n'ont pas lieu d'être. D'après [Heiken *et al.*, 1991], les constituants majeurs de l'environnement gazeux lunaire sont le néon, l'hydrogène, l'hélium et l'argon. Ainsi, pour tout ce qui suit, ces forces ne seront pas prises en compte. Il est à noter que les conditions terrestres dans lesquelles les expérimentations sur des simulants de poussières lunaires ont lieu sont potentiellement différentes des conditions lunaires : les forces de capillarité pourraient alors apparaître.

#### 2.1.2 La force de Van der Waals

##### 2.1.2.1 Ecriture théorique

On regroupe sous le nom de force de *Van der Waals* les forces intermoléculaires attractives issues d'interactions électrostatiques entre dipôles à l'intérieur de la matière. Les potentiels associés ont tous

la même forme et peuvent s'exprimer de la manière suivante :

$$w(r) = -\frac{C}{r_b^n} \quad (2.1)$$

où  $C$  est une constante dépendante de l'interaction et  $r_b$  la distance entre les barycentres des dipôles. Dans le cadre des interactions entre atomes et molécules,  $n = 6$ . Les trois principales interactions existantes sont les interactions de Keesom, Debye et London.

L'interaction de Keesom (ou interaction d'orientation) résulte de l'interaction entre deux molécules polaires qui possèdent chacune un moment dipolaire permanent. L'énergie entre deux dipôles est fonction de leur orientation relative. Le potentiel s'écrit de la façon suivante :

$$w_{Keesom}(r) = -\frac{p_1^2 p_2^2}{3(4\pi\epsilon_0\epsilon)^2 k_B T r^6} = -\frac{C_{Keesom}}{r_b^6} \quad (2.2)$$

avec  $p_1$  et  $p_2$  les moments dipolaires permanents de chaque molécule,  $\epsilon_0$  la permittivité diélectrique du vide,  $\epsilon$  la permittivité relative du milieu,  $k_B$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température.

L'interaction de Debye (ou interaction d'induction) résulte de l'interaction entre le moment dipolaire permanent d'une molécule et le moment dipolaire induit d'une autre. Un moment dipolaire induit est créé lorsque, sous l'effet d'un champ électrique, le nuage électronique d'une molécule (apolaire ou polaire) se déforme. On dit alors qu'une molécule possède une polarisabilité  $\alpha$ . Le potentiel entre deux molécules de moment  $p_1$  et  $p_2$  s'exprime de la façon suivante :

$$w_{Debye}(r) = -\frac{p_1^2 \alpha_2 + p_2^2 \alpha_1}{(4\pi\epsilon_0\epsilon)^2 r^6} = -\frac{C_{Debye}}{r_b^6} \quad (2.3)$$

avec  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  les polarisabilités des molécules associées.

L'interaction de London (ou interaction de dispersion) résulte de l'interaction entre deux dipôles induits et concerne toutes les molécules apolaires ou non. Le potentiel s'écrit :

$$w_{London}(r) = -\frac{3h}{2} \frac{\nu_{e1} \nu_{e2}}{\nu_{e1} + \nu_{e2}} \frac{\alpha_1 \alpha_2}{(4\pi\epsilon_0\epsilon)^2 r_b^6} = -\frac{C_{London}}{r_b^6} \quad (2.4)$$

avec  $h$  la constante de Planck,  $\nu_{e1}$  et  $\nu_{e2}$  les fréquences électroniques d'ionisation des molécules associées.

L'interaction de Van der Waals se définit alors comme étant la somme de ces trois contributions, de telle sorte que :

$$w_{VdW} = w_{Keesom} + w_{Debye} + w_{London} \quad (2.5)$$

L'obtention de la force se fait par l'utilisation de la formule  $F = -\frac{dw(r_b)}{dr_b}$ . Etant donné que les potentiels s'expriment en  $-1/r_b^6$ , la force obtenue est une force attractive en  $1/r_b^7$  à très courte portée. Cette première approche microscopique de la force de Van der Waals (à l'échelle moléculaire) la rend très complexe à déterminer dans la pratique. A la fin des années 60, une expression est donnée par [Krupp et Sperling, 1966] grâce à une approche plus macroscopique qui permet de l'exprimer sur une plus

grande échelle (de type particulière).

L'expression de la force de Van der Waals entre une sphère de rayon  $r$  et un plan de même composition espacés de la distance  $D$  devient alors :

$$F_{sphere \rightarrow surface} = \frac{Ar}{6D^2} \quad (2.6)$$

Le détail du passage des équations 2.1 à 2.6 est donné dans l'Annexe A. Elle devient aussi, pour deux sphères de rayons  $r_1$  et  $r_2$  séparées de la distance  $D$  :

$$F_{sphere \rightarrow sphere} = \frac{A}{6D^2} \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2} \quad (2.7)$$

Lorsque les deux rayons sont égaux, cette expression se simplifie et devient :

$$F_{sphere \rightarrow sphere} = \frac{Ar}{12D^2} \quad (2.8)$$

Cette nouvelle expression, désormais exprimée en fonction de  $D^2$  et non plus  $1/r_b^7$  fait que la force de Van der Waals décroît beaucoup plus lentement sur une échelle macroscopique que microscopique. Néanmoins, cela reste une force à très courte portée, perdant rapidement plusieurs ordres de grandeurs à mesure que la distance entre les deux surfaces augmente (de l'ordre de 4 ordres de grandeurs lorsque les particules sont séparées de 40 nm).

La distance minimale de contact  $D_0$  oscille entre 2 et 4 angstroms (d'après [Walton, 2007] et [Israelachvili, 2011]).  $A$  est la constante de Hamaker et s'exprime en joules.

### 2.1.2.2 La constante de Hamaker

La constante de Hamaker est intrinsèquement liée à la détermination de la force de Van der Waals. D'après [Hamaker, 1937], pour une interaction entre deux matériaux différents, cette constante peut être exprimée de la manière suivante :

$$A = \pi^2 (C_{London} + C_{Debye} + C_{Keesom}) \rho_1 \rho_2 \quad (2.9)$$

Avec  $\rho_1$  et  $\rho_2$  le nombre d'atomes par unité de volume dans le matériau 1 et 2, respectivement. Les constantes  $C$  sont des constantes associées aux interactions de London, Debye, Keesom. Si elles sont plusieurs à coexister, c'est la somme des contributions qui est à prendre en compte. La constante de Hamaker a une valeur généralement comprise entre  $10^{-20}$  et  $10^{-19}$  joules ([Hartzell *et al.*, 2013] et [Israelachvili, 2011]).

Les expressions de force détaillées dans la section 2.1.2.1 sont données pour des interactions entre des particules et surfaces de même matériau. Or, c'est un paramètre qui dépend du matériau, de sa géométrie ainsi que de l'environnement (médium) dans lequel il se trouve. D'après [Israelachvili, 2011], il est plus complet d'écrire :

$$F_{sphere \rightarrow surface} = \frac{A_{123} r}{6D^2} \quad (2.10)$$

où  $A_{123}$  est la valeur de la constante de Hamaker entre les matériaux 1 et 2, à travers le médium

3. Dans le cas où le médium est le vide,  $A_{123}$  devient  $A_{12}$ . A partir de là, la constante de Hamaker "commune" à une interaction en fonction de la constante propre à chaque matériau s'exprime de telle sorte que :

$$A_{12} = \sqrt{A_{11}A_{22}} \quad (2.11)$$

Cette méthode permet d'approcher facilement la constante de Hamaker.

Il est aussi possible d'obtenir expérimentalement la valeur de la constante de Hamaker, cette dernière pouvant être exprimée en terme d'énergie potentielle de surface. D'après [Burnham *et al.*, 1990], la constante de Hamaker est égale à :

$$A = 12\pi D_0^2 \Delta\gamma = 12\pi D_0^2 \sqrt{\gamma_p \gamma_s} \quad (2.12)$$

avec  $D_0$  la distance de contact déjà définie dans la section 2.1.2.1 et  $\gamma_p$  et  $\gamma_s$  sont les énergies de surface respectives d'une particule et d'un substrat. L'énergie de surface est liée à l'énergie requise pour séparer deux surfaces unitaires d'une distance infinie. Pour un solide, elle peut être obtenue en mesurant l'angle de contact  $\beta$  formé entre un liquide dont l'énergie de surface est connue et le solide en question. Plusieurs relations données par [Owens et Wendt, 1969] et [Etzler, 2013] permettent ensuite d'exprimer les différentes énergies de surface en fonction de  $\beta$ , comme présenté dans l'équation 2.13.

$$\gamma_i \cos(\beta) = \gamma_j - \gamma_{ij} \quad \text{avec} \quad \gamma_{ij} = \gamma_i + \gamma_j - 8 \frac{(\gamma_i \gamma_j)^{\frac{1}{2}}}{(V_{m_i}^{\frac{1}{3}} + V_{m_j}^{\frac{1}{3}})^2} \quad (2.13)$$

Ici,  $\gamma_i$  correspond à l'énergie de surface associée à un état et  $\gamma_{ij}$  est l'énergie de surface de l'interface.  $V_m$  correspond aux volumes molaires. Il est possible d'extrapoler l'équation 2.13 à toutes les configurations : solide-liquide, liquide-vapeur ou encore solide-vapeur.

### 2.1.2.3 Réécriture de la force de Van der Waals

[Perko *et al.*, 2001] propose une réécriture de la force de Van der Waals qui s'applique directement à la problématique de l'adhésion des poussières à la surface de la Lune. L'auteur a ainsi réécrit la force en implémentant un nouveau paramètre : la "propreté de surface"  $s$ . Il considère en effet que la faible quantité de gaz présente sur la surface de la Lune s'adsorbe plus ou moins profondément dans le régolithe, modifiant ainsi ses propriétés adhésives.

Le paramètre  $s$  se définit ainsi :

$$s = \frac{\Omega}{t_a} \quad (2.14)$$

avec  $\Omega$  le diamètre d'un ion  $O^{2-}$ , soit  $1,32 \cdot 10^{-10}$  m et  $t_a$  l'épaisseur adsorbée. La propreté de surface est normalisée par le diamètre de l'ion  $O^{2-}$ , car le régolithe lunaire est très riche en oxydes (voir Chapitre 4). La Figure 2.1 schématise  $t_a$ , qui est la distance prise depuis le centre de la molécule adsorbée la plus externe (rond blanc) jusqu'au centre de la molécule minérale la plus à l'extérieur (rond grisé). La propreté varie de 1 pour une surface extrêmement propre ne considérant qu'une seule couche adsorbée à 0 pour une surface saturée en molécules adsorbées.

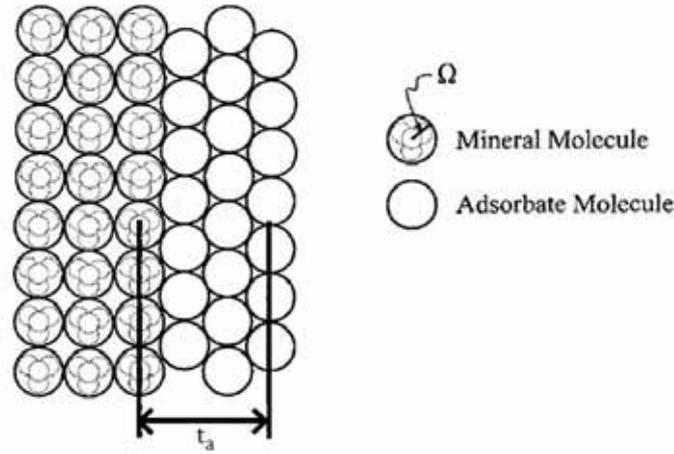


FIGURE 2.1 – Schéma explicatif mettant en relation les paramètres  $t_a$  et  $\Omega$  dans l'estimation de la propreté de surface  $s$ . Image issue de [Perko *et al.*, 2001].

Le coefficient de propreté d'une particule est directement lié à la pression de vapeur saturante. Sur Terre, c'est la pression de vapeur d'eau qui est prédominante. Dans des conditions de pression et de température terrestre normale, la propreté du régolithe lunaire est de 0,13. Il est plus difficile d'exprimer sa valeur à la surface de la Lune, étant donné que plusieurs gaz coexistent sans qu'aucun ne porte de contribution majeure dans l'atmosphère lunaire.

[Perko *et al.*, 2001] s'est servi de ce paramètre pour réécrire la force de Van der Waals. En reprenant l'écriture de base initialement proposée par [Israelachvili, 2011] en 1992, il exprime la force entre deux particules de même rayon  $r$  :

$$F_{sphere \rightarrow sphere} = \frac{Ar}{48t_a^2} = \frac{As^2r}{48\Omega^2}. \quad (2.15)$$

La combinaison de l'équation (2.8) et (2.15) permet de donner une relation entre  $D$ ,  $s$  et  $\Omega$  telle que :

$$sD = 2\Omega. \quad (2.16)$$

En supposant que  $D = 2t_a$ , c'est à dire que la distance entre deux particules est égale à deux fois l'épaisseur adsorbée.

#### 2.1.2.4 Illustration de la force de Van der Waals

Ce n'est que récemment que la lumière concernant une curiosité de la nature a été faite. En effet (et depuis longtemps) les biologistes tâchent de comprendre comment le gecko -petit reptile pouvant aller jusqu'à 20 cm de longueur- peut tenir et se déplacer au plafond.

Des photos récentes faites au microscope à balayage électronique ont montré que les pattes de gecko étaient constituées d'un grand nombre de lamelles (ou *scansors*), qui sont couvertes de fibres souples, les *setae*. D'après [Hansen et Autumn, 2005], ces dernières font environ 110  $\mu\text{m}$  de longueur pour un

diamètre de  $5 \mu\text{m}$ . La densité de setae sur une lamelle est supérieure à  $10^4/\text{mm}^2$  et chaque gecko en possède plusieurs millions. Les setae se ramifient elles-mêmes en centaines de filaments, chacune se terminant par une mince *spatulae* triangulaire. L'extrémité mesure environ  $0,2 \mu\text{m}$  de longueur et autant de largeur. C'est lorsque ces derniers rentrent en contact avec une surface que la force de Van der Waals apparaît et permet au gecko de supplanter la gravité quand il se trouve au plafond. La Figure 2.2 est une photo prise au microscope à balayage électronique d'une patte de gecko (la tarente de Maurétanie) réalisée en Octobre 2018. On y trouve les lamelles ainsi que les setae.

La mesure de la force d'adhésion d'un unique setae, grâce à un système proche de celui d'un AFM donne une valeur de force d'environ  $200 \mu\text{N}/\text{setae}$ . D'après [Autumn et Peattie, 2002], l'ensemble de setae d'un gecko de l'espèce tokay pourrait générer une force d'adhésion de 1300 N.



FIGURE 2.2 – Face interne d'un doigt d'une patte de gecko (tarente de Maurétanie) présentant les lamelles ainsi que les *setae*. Photo issue de [Rebiere, 2018].

### 2.1.3 Les forces électrostatiques

#### 2.1.3.1 Expression théorique

Sous l'effet de l'environnement chargeant existant à la surface de la Lune (voir Chapitre 3), les poussières possèdent une charge nette non nulle. Contrairement aux forces de Van der Waals, les forces électrostatiques auxquelles sont soumises des poussières ont un rayon d'action beaucoup plus grand (de l'ordre du centimètre) [Hays, 1991]. La littérature détaille plusieurs de ces forces.

La charge d'un objet immergé dans un plasma et éventuellement soumis à un flux de photons responsables de phénomènes de photoémission (voir le Chapitre 3) génère un champ électrique à la surface dudit objet. On le note  $\vec{E}$  dans ce manuscrit.

La combinaison de la charge  $q$  non nulle d'une poussière associée à ce champ crée la première force électrostatique, à savoir la force de Coulomb dont l'expression est donnée dans l'équation (2.17).

$$\vec{F}_{co} = q\vec{E} \quad (2.17)$$

Il est intéressant de noter que la valeur de la charge  $q$  va avoir un effet sur l'orientation de la force. Cela fait apparaître une caractéristique de ces forces : elles peuvent à la fois favoriser comme défavoriser l'adhésion.

Une grande partie des équipements embarqués lors des missions spatiales et confrontée au régolithe est faite de surfaces conductrices. Il devient donc intéressant d'étudier les forces agissant sur des particules chargées proches de ce type de surface. En effet, quand une particule chargée de charge  $q$  s'approche d'un conducteur, une redistribution des charges dans le conducteur s'effectue. Le champ électrique formé, perpendiculaire à la surface implique que le potentiel à la surface du conducteur est constant. Pour respecter cela, on considère que le champ électrique crée une charge image  $-q$  de signe opposée à la première, localisée à la même distance du conducteur mais à l'intérieur de celui-ci. La force de Coulomb exercée par la charge  $-q$  à l'intérieur du conducteur sur la charge  $q$  est donc la force image dont l'expression est donnée par l'équation (2.18) d'après [Hartmann *et al.*, 1976].

$$\vec{F}_i = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 z^2} \vec{n} \quad (2.18)$$

Ici  $\epsilon_0$  la permittivité diélectrique du vide,  $z$  la distance entre la charge  $q$  et la surface et  $\vec{n}$  un vecteur unitaire sortant normal à la surface. Cette force est attractive car elle résulte de l'interaction entre deux charges de signe opposées. Le sens est toujours dirigé vers le substrat ; cette force ne contribue donc qu'à l'adhésion de la particule.

[Hartmann *et al.*, 1976] ainsi que [Cooper *et al.*, 1989] proposent l'expression de deux autres forces électrostatiques : la force diélectrophorétique ainsi que la force de polarisation. Ces deux forces résultent de l'apparition de la force image. La force diélectrophorétique est la force créée suite à l'apparition du gradient de champ électrique imposé par les charges  $q$  et  $-q$  de la force image. La force de polarisation est quant à elle due à l'apparition d'un moment dipolaire créé par les deux charges  $q$  et  $-q$ . Les expressions respectives de la force diélectrophorétique et de polarisation sont données aux équations (2.19) et (2.20).

$$\|\vec{F}_d\| = \frac{q\vec{E}r^3}{2z^3} \quad (2.19)$$

$$\|\vec{F}_p\| = \frac{3\pi\epsilon_0 r^6 E^2}{2z^4} \vec{n} \quad (2.20)$$

La force de polarisation est toujours orientée vers le substrat et est un mécanisme de l'adhésion d'une particule chargée sur un substrat conducteur. La force diélectrophorétique, au même titre que la force de Coulomb, dépend de la valeur de la charge  $q$  et peut-être orientée dans les deux sens. Il est donc possible d'établir un bilan de forces électrostatiques s'appliquant entre une particule sphérique et un plan conducteur en présence d'un champ électrique orienté vers le plan (voir l'équation (2.21)).

$$\vec{F}_e = q\vec{E} - \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 z^2} \vec{n} + \frac{qr^3\vec{E}}{2z^3} - \frac{3\pi\epsilon_0 r^6 E^2}{2z^4} \vec{n} \quad (2.21)$$

Le modèle développé dans [Wang *et al.*, 2016], qui sera détaillé au Chapitre 3 propose un modèle de "patches de charge", où des poussières peuvent être à la fois chargées positivement par photoémission et négativement par collection de photoélectrons. Les variations de valeurs de patches à l'intérieur même d'une couche de poussières font alors apparaître des forces de Coulomb de type :  $\frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 z^2}$ , qui dépendent des signes de  $q_1$  et  $q_2$ .

### 2.1.3.2 Effet de la triboélectricité

D'après [Walton, 2007], en plus de la charge acquise par des phénomènes environnementaux, à savoir la photoémission et le vent solaire, un grain de poussière peut gagner de la charge par effet triboélectrique, ou encore "électrification de contact". La mise en contact de deux matériaux de natures différentes provoque un transfert d'électrons depuis la surface de contact de l'un des deux matériaux vers l'autre. Ce transfert peut subsister lors de la séparation. Bien que le phénomène ne soit pas entièrement compris, une corrélation entre le taux de transfert d'électrons et la différence de travail de sortie entre les deux matériaux a été faite par [Sternovsky *et al.*, 2002]. Le travail de sortie se définit comme le minimum d'énergie requis pour arracher un électron d'un solide électriquement neutre et s'exprime en électrons-volts (eV). L'échange de charge se fait depuis le matériau qui peut facilement perdre un électron (avec un faible travail de sortie) vers le matériau qui retient ses électrons (celui qui possède donc un fort travail de sortie).

[Sternovsky *et al.*, 2002] a étudié plus en détail le phénomène. L'auteur a mesuré la charge acquise sous vide de deux simulants de poussières lunaire et martienne (JSC-1 et JSC-Mars-1) mis en contact avec différentes plaques métalliques. Les poussières se chargent par contact avec ces substrats. La charge est déterminée par collection des particules dans une cage de Faraday où le signal est amplifié. La Figure 2.3 présente la charge par grain (exprimée en  $10^5 e$ , avec  $e$  la charge électrique élémentaire) en fonction du nombre de particules tombées. Les résultats de l'expérience indiquent que les poussières se chargent de plus en plus au fil de l'expérience. Cette augmentation est due à la répétition du nombre de particules mises en contact avec la plaque de nickel. L'expérience montre que les poussières peuvent se charger jusqu'à  $10^6 e$ , ce qui est considérable. [Horányi, 1996] a converti cette valeur de charge en potentiel moyen (axe droit de la Figure 2.3), en faisant l'hypothèse de particules de JSC-1 sphériques et dans le vide. Il exprime ainsi la charge  $q$  en nombre de particules élémentaires à partir du potentiel  $\phi$  et de la capacité d'une sphère  $C_{sphere}$ , comme décrit dans l'équation 2.26.

$$q[C] = C_{sphere}\phi \quad (2.22)$$

$$= 4\pi\epsilon_0 r[m] \phi[V] \quad (2.23)$$

$$= 10^{-10} r[m] \phi[V] \quad (2.24)$$

$$= 10^{-16} r[\mu m] \phi[V] \quad (2.25)$$

$$\Rightarrow q[e] \sim 700 r[\mu m] \phi[V] \quad (2.26)$$

Ainsi, une particule de charge  $10^6 e$  correspond à un potentiel moyen d'environ -20 V.

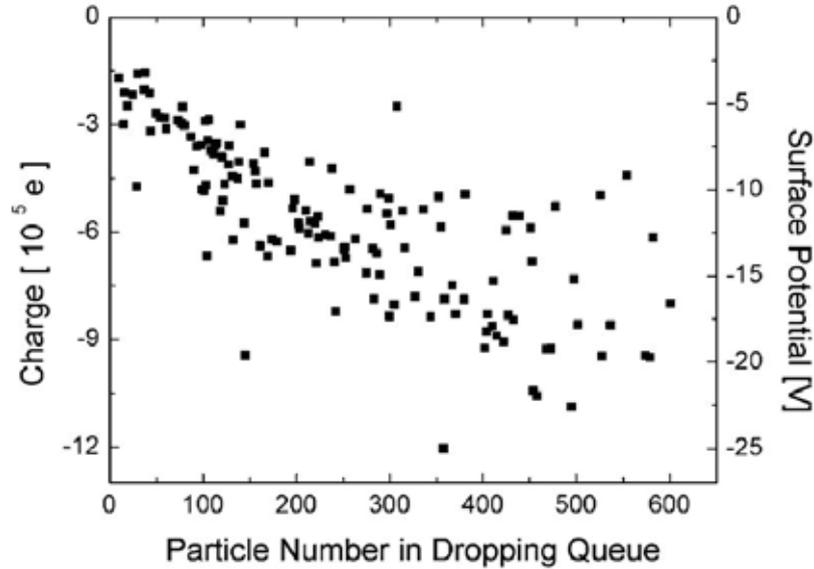


FIGURE 2.3 – Evolution de la charge du simulant lunaire JSC-1 [125, 150]  $\mu\text{m}$  après contact par tribocharging sur une plaque de nickel. L'axe de droite correspond au potentiel moyen équivalent de la particule (sous réserve de forme sphérique). Image issue de [Sternovsky *et al.*, 2002].

Une relation linéaire entre la charge moyenne des poussières et le travail de sortie des plaques a aussi été trouvée permettant d'obtenir par régression une estimation de la valeur du travail de sortie de la JSC-1 à 5,8 eV. Pour la JSC-Mars-1, une observation similaire a été faite. Cependant, il a aussi été observé un comportement surprenant spécifiquement pour le substrat de platine où la charge des poussières a été successivement positive et négative. Cela a permis de conclure que la charge moyenne des particules acquise par tribocharging était nulle. Cela signifie donc que la JSC-Mars-1 possède un travail de sortie très proche de celui du platine, à savoir 5,5 eV.

Cette première partie a permis de détailler les forces participant aux mécanismes d'adhésion entre un substrat et une particule soumis à un environnement spatial : la force de Van der Waals, résultant d'interactions dipôlaires et les forces électrostatiques, résultant de l'interaction d'une particule chargée avec son environnement extérieur. Les expressions des forces associées, ainsi que leur orientation sont données. Néanmoins, les interactions sus-citées se cantonnent à un schéma idéal où une particule sphérique interagit avec un substrat lisse, ou une autre particule sphérique.

## 2.2 Principe de mesure

La section 2.1 a permis de donner les différentes expressions des forces d'adhésion. Cette section vise à présenter les différents dispositifs expérimentaux permettant de quantifier ces forces.

On considère ici des particules préalablement placées sur un substrat où elles adhèrent.

### 2.2.1 Force de cisaillement

L'utilisation de la méthode dite de *Shear Strength* se base sur l'utilisation d'un flux de gaz parallèle à la surface permettant de déplacer voire décoller une particule d'une surface. En maîtrisant parfaitement le flux émis (vitesse, débit...), il devient théoriquement possible de déterminer la force d'adhésion d'une particule.

D'après [Cardot *et al.*, 2001], en considérant une particule sphérique posée sur un substrat lisse soumise à un flux d'air linéaire, plusieurs forces peuvent s'appliquer sur la particule. Ces dernières sont : la force de traînée  $F_D$  (*drag force*) et la force de portance  $F_L$  (*lift force*). Leurs expressions sont données par les équations (2.27) et (2.28).

$$F_D = \frac{1}{2} \rho C_x S v^2 \quad (2.27)$$

$$F_L = 6,46 \eta r^2 \left( \frac{\rho}{\eta} \frac{\partial v}{\partial y} \right)_{y=r}^{\frac{1}{2}} v \quad (2.28)$$

où  $C_x$  est le coefficient de traînée défini par  $C_x = 1,7009 \frac{24}{Re}$  pour  $10^{-4} < Re < 2$  [Zoetewij *et al.*, 2009] et  $C_x = \frac{22}{Re^{0,6}}$  pour  $1 < Re < 10^3$  [Zimon, 1982]. La masse volumique, viscosité et vitesse du fluide sont définis par les paramètres  $\rho$ ,  $\eta$  et  $v$ , respectivement. La surface de référence  $S$  est égale à  $\pi r^2$  ici.  $v(y)$  correspond au profil de vitesse du fluide ici pris à une hauteur  $y = r$ . La force de portance est généralement négligeable devant la force de traînée [Mittal et Jaiswal, 2015].

Au moment du détachement et en supposant qu'une particule adhérente est uniquement soumise aux forces de Van der Waals et électrostatiques, on a :

$$F_D + F_L = F_{VdW} + F_e \quad (2.29)$$

Cette méthode de détermination de la force d'adhésion n'est cependant pas la plus adaptée à l'étude de l'adhésion du régolithe lunaire. En effet, il n'existe aucune force aérodynamique à la surface de la Lune suite à l'absence d'atmosphère. Néanmoins, la technique peut être utilisée pour mesurer la force d'adhésion du régolithe martien. La faible inertie thermique de Mars provoque le réchauffement de sa surface. Associée à son atmosphère, les gradients de température provoquent l'apparition de vents à sa surface (voir l'image 2.17).

### 2.2.2 Méthode AFM

Le premier microscope à force atomique (ou AFM) a vu le jour en 1985. Un AFM se compose d'une pointe effilée faisant office de sonde montée sur un levier. La technique de l'AFM exploite l'interaction autant attractive que répulsive entre les atomes de la pointe et de la surface en contact pour obtenir des informations locales concernant des grandeurs physiques. Un AFM se compose aussi d'un système laser permettant d'amplifier les déviations mesurées par la pointe (voir la Figure 2.4a). La Figure 2.4 présente deux figures expliquant le principe du fonctionnement d'un AFM. Un avantage non négligeable de l'AFM est la possibilité de réaliser des mesures sous vide (donc compatibles avec l'adhésion du régolithe lunaire).

La technique de l'AFM peut-être utilisée de deux méthodes :

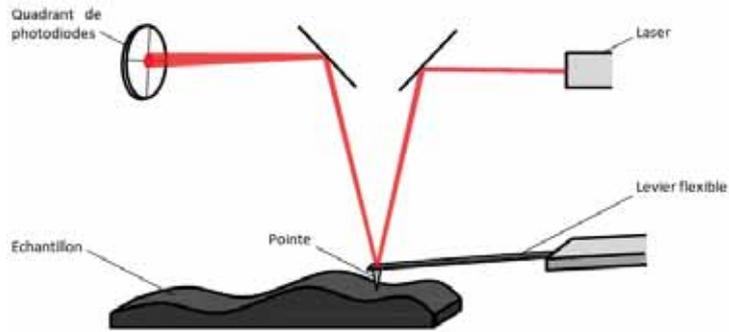
- Cartographie d'une surface : la pointe est déplacée le long de la surface de l'échantillon et la déviation mesurée permet d'obtenir la topologie de surface à des échelles atomiques (voir la Figure 2.4a). L'augmentation de la durée de vie de la pointe passe par la limitation de son temps de contact avec le substrat. Pour cela, on privilégie l'utilisation du mode dit "*tapping*" pour lequel la pointe est vibrée grâce à un *piezo – crystal*.
- Mesure de la force entre la pointe et une surface : l'interaction entre la pointe et l'échantillon est modélisée par un potentiel dit de *Lennard-Jones* d'après [Lennard-Jones, 1929]. C'est plus précisément une énergie potentielle qui décrit les interactions entre atomes et/ou molécules. Ce potentiel empirique s'exprime ainsi :

$$E_{L-J} = 4E_0 \left[ \left( \frac{d_{L-J}}{r_{L-J}} \right)^{12} - \left( \frac{d_{L-J}}{r_{L-J}} \right)^6 \right] \quad (2.30)$$

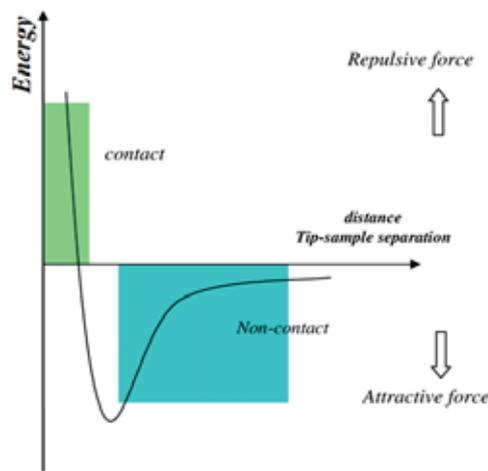
avec  $r_{L-J}$  la distance entre les deux atomes,  $d_{L-J}$  la valeur de  $r_{L-J}$  pour laquelle le potentiel s'annule et  $E_0$  l'énergie potentielle minimum (au creux du puits de potentiel). Ce potentiel se compose d'un premier terme à la puissance 6, qui correspond aux forces de type Van der Waals attractives (énergie potentielle négative). Le terme exposant 12 est répulsif (signe positif) et correspond à la répulsion de Pauli entre les électrons qui empêche l'interpénétration des nuages électroniques des atomes mis en contact. La Figure 2.4b présente un potentiel typique de Lennard-Jones où les zones attractives et répulsives sont représentées.

Ainsi, pour la mesure de la force par AFM, lorsque la pointe est approchée de l'échantillon, l'interaction est dominée par le terme attractif. Puis, lorsque les distances deviennent suffisamment faibles, c'est le terme répulsif qui domine l'interaction et la pointe est donc déviée. La force exercée entre le levier et la surface au moment de la déviation est considérée comme la force d'interaction entre les deux surfaces.

L'AFM est donc un outil capable de mesurer la force d'interaction entre la pointe et le substrat. Le principe a été élargi à la mesure de la force d'adhésion entre une particule et un substrat. Cette fois-ci, une particule est fixée sur une pointe et c'est l'ensemble qui est approché d'une surface. La Figure 2.5 présente les différentes étapes de mesure de force. Dans un premier temps, la particule est approchée vers le substrat (*approach*). L'interaction n'est pas suffisante à cet instant pour défléchir la pointe. Cela correspond à une force "nulle". Puis, lorsque les forces de Van der Waals sont suffisamment fortes, la particule est brusquement collée sur le substrat (*jump-in*). L'ensemble pointe et particule est donc défléchi vers le bas. La pointe est ensuite baissée afin de ramener son angle à une valeur précédemment connue (*load*), comme par exemple lors de la phase d'approche où elle est dans une position horizontale. La force nécessaire à la séparation de la pointe/particule et le substrat est alors considérée comme la force d'adhésion entre la particule et le substrat (*unload* et *detachment*). La pointe reprend ensuite sa position initiale. La force d'adhésion est exprimée par la variable  $F_H$  sur la Figure 2.5.



(a) Schéma de principe d'un AFM. Image issue de [Bacle *et al.*, 2016].



(b) Potentiel typique de Lennard-Jones. Image adaptée de [El-Desawy, 2019].

FIGURE 2.4 – Figures récapitulatives du fonctionnement d'un AFM.

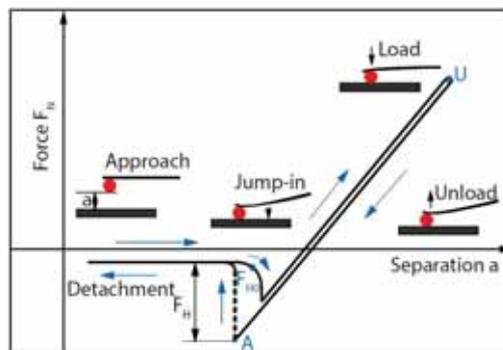


FIGURE 2.5 – Courbe typique de mesure de force par AFM entre une particule et un substrat. Les différentes étapes associées à la mesure sont aussi ajoutées. Image issue de [Mittal et Jaiswal, 2015].

Dans le cas idéal d'une interaction entre une particule sphérique et un substrat lisse, il n'y aurait besoin de faire cette mesure qu'une seule fois. Dans la réalité, et plus particulièrement avec les poussières lunaires qui possèdent une forme aléatoire, il est nécessaire de réaliser plusieurs fois ce type de mesure en

fixant la pointe sur différentes zones d'une même particule afin d'obtenir une cartographie moyenne de la force d'adhésion. De plus, comme dit en section 2.1.2, la force de Van der Waals est directement liée à la valeur de constante de Hamaker qui dépend par définition des matériaux. Deux mesures successives par AFM de la force sur deux zones d'une particule possédant des inhomogénéités de surface donneront lieu à des forces différentes.

En conclusion, et dans le cadre de la quantification et de la qualification de la force d'adhésion du régolithe lunaire sur les instruments embarqués, l'AFM peut être utilisé. Cette méthode est à utiliser pour une caractérisation finie des forces mais reste difficile à mettre en œuvre sur des particules non sphériques et non homogènes car elle nécessite de nombreuses mesures.

### 2.2.3 Force centrifuge

Le dernier principe présenté permettant de quantifier la force d'adhésion est l'utilisation d'une force mécanique connue telle que la force vibrationnelle ou encore la force centrifuge qui va permettre de décoller des particules. [Salazar-Banda *et al.*, 2007], qui a été l'un des premiers à utiliser la force centrifuge dans ce cadre, a supposé que la force d'adhésion est égale en amplitude mais opposée en sens à la force centrifuge lors du détachement, comme explicité par l'équation (2.31).

$$F_{ad} = -F_c \quad (2.31)$$

Ici,  $F_{ad}$  correspond à la somme des contributions de la force de Van der Waals et des forces électrostatiques et  $F_c$  est la force centrifuge appliquée sur une particule, dont l'expression est donnée dans l'équation (2.32).

$$F_c = mR_r\omega^2 \quad (2.32)$$

Avec  $m$  la masse de la particule,  $R_r$  le rayon du rotor sur lequel sont placées les particules et  $\omega$  la vitesse angulaire de rotation.

Généralement, les échantillons sont initialement photographiés puis centrifugés jusqu'à une vitesse de rotation  $\omega$  pendant une durée de temps donnée. La centrifugation est ensuite stoppée et les échantillons à nouveau photographiés. La comparaison des photos permet de déterminer quelles particules sont parties et à quelle vitesse. Ces paliers de centrifugation se répètent ensuite et permettent d'affiner au maximum la valeur de la force d'adhésion associée à chaque grain décollé. La Figure 2.6 illustre le principe décrit.

## 2.3 Paramètres géométriques influençant l'adhésion des poussières

### 2.3.1 Rugosité du substrat

#### 2.3.1.1 Théorie

L'expression des forces énoncées dans la section 2.1 font référence à des cas idéaux : interactions de particules parfaitement sphériques sur des substrats lisses. Dans la réalité, les poussières et les substrats

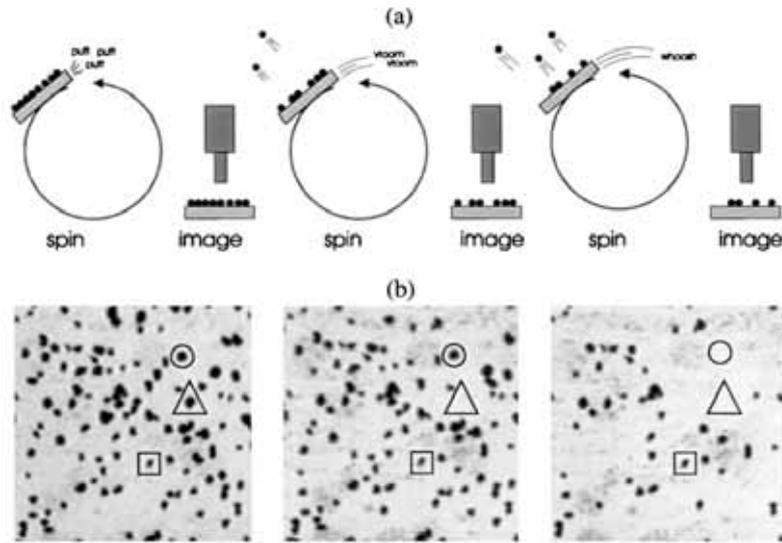


FIGURE 2.6 – En haut, schéma illustratif de la technique de centrifugation. En bas, mise en évidence du décollement successif de particules par comparaison visuelle. Image issue de [Mizes *et al.*, 2000].

possèdent une rugosité intrinsèque qui a un effet sur la force d'adhésion. L'étude de [Rabinovich *et al.*, 2000a] indique que la rugosité d'échelle nanométrique a une influence très forte sur la force d'adhésion : plus la rugosité du substrat augmente, plus la force d'adhésion diminue. Pour une rugosité de substrat comprise entre 0.1 et 20 nm, il observe une variation de deux ordres de grandeurs.

En réécrivant la force de Van der Waals, [Rabinovich *et al.*, 2000a] fait appel à deux termes afin de décrire l'interaction d'une particule sphérique avec un substrat rugueux. Le premier terme modélise la force d'adhésion qui apparaît suite à la mise en contact de la particule avec les aspérités du substrat. Le deuxième terme correspond à l'interaction "sans contact" de la particule au plan moyen du substrat. Les aspérités de surface sont modélisées comme des hémisphères de rayon  $r_a$  dont le centre ne coïncide pas avec la surface mais est placé sous le plan moyen. Dans cette configuration, le rayon moyen d'une aspérité devient plus grand. Cependant, comme il n'est physiquement pas possible de connaître le rayon de chaque aspérité, une relation a été trouvée entre  $r_a$  et  $rms$ , la rugosité moyenne de la surface. L'auteur modélise la rugosité  $rms$  comme la répétition du motif d'une aspérité de rayon  $r_a$  tous les  $\lambda$  (distance minimale entre deux sommets). La Figure 2.7 schématise l'interaction formulée.

Prenant en compte cette nouvelle géométrie du substrat, l'expression de la force de Van der Waals est donnée par l'équation 2.33.

$$F_{VdW} = \frac{A}{6D_0^2} \left[ \frac{1}{1 + \left( \frac{58,1r \times rms}{\lambda^2} \right)} + \frac{1}{\left( 1 + \frac{1,8 rms}{D_0} \right)^2} \right] \quad (2.33)$$

$A$  correspond à la constante de Hamaker et  $D_0$  est la distance de contact minimum (prise à  $\sim 0,3$  nm par l'auteur). La Figure 2.8 représente le ratio entre la force d'adhésion et le rayon  $r$  d'une particule adhérente en fonction de la rugosité  $rms$  d'un matériau pour un jeu de paramètres qui correspondent assez bien aux configurations d'intérêt du présent travail. Les paramètres  $A$ ,  $r$ ,  $D_0$  (qui correspond ici

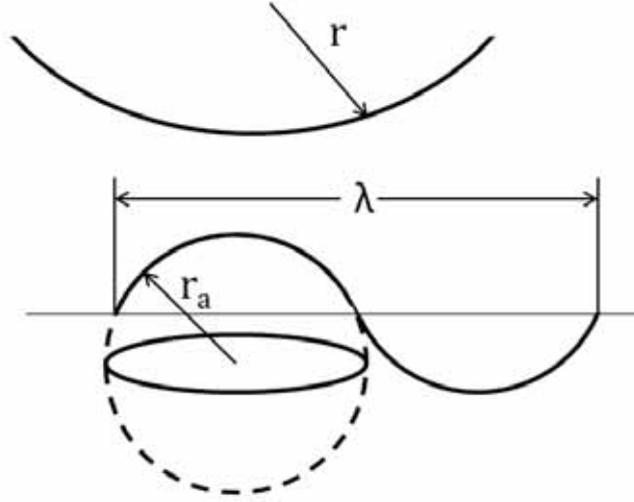


FIGURE 2.7 – Illustration schématique de l'interaction d'une particule de rayon  $r$  avec une surface de rugosité  $rms$ . Schéma adapté de [Rabinovich *et al.*, 2000a].

au paramètre  $H_0$ ) et  $\lambda$  sont aussi présentés. La courbe en traits discontinus correspond à l'interaction particule/aspérité, soit le premier terme de l'équation 2.33, tandis que l'interaction particule/surface est représenté en pointillés et correspond au deuxième terme. La somme des deux interactions est tracée en trait plein épais. Pour une particule de taille donnée, la force d'adhésion est maximisée aux plus faibles  $rms$ , d'échelle nanométrique. De plus, quelle que soit la rugosité  $rms$  du substrat, la contribution majeure provient de l'interaction particule/aspérité, soit le terme de "contact". Cependant, le deuxième terme "sans contact" devient non négligeable à faible rugosité. En effet à faible  $rms$ , une surface rugueuse tend vers un cas idéal de surface lisse. La distance est diminuée et l'interaction "sans contact" maximisée. Il est aussi à noter que lorsque  $r$  et  $rms$  tendent vers 0, la force tend vers celle d'un cas idéal (sphère lisse sur surface lisse). La force d'adhésion minimale entre une particule de  $10 \mu\text{m}$  de rayon et un substrat de rugosité  $rms$  10 nm est de 20 nN.

[Rabinovich *et al.*, 2000b] a approfondi la représentation en prenant en compte cette fois-ci la rugosité de l'aspérité elle-même (voir la Figure 2.9). Désormais, il existe deux  $rms$  :  $rms_1$  et  $rms_2$ , ainsi que deux  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ .

Avec cette géométrie, la force d'adhésion de Van der Waals s'écrit :

$$F_{VdW} = \frac{Ar}{6D_0^2} \left[ \frac{1}{1 + \left(\frac{58r \times rms_2}{\lambda_2^2}\right)} + \frac{1}{\left(1 + \frac{58r \times rms_1}{\lambda_1^2}\right) \left(1 + \frac{1,82r \times rms_2}{d_0}\right)^2} + \frac{D_0^2}{(1 + 1,82(rms_1 + rms_2))^2} \right] \quad (2.34)$$

Cette deuxième géométrie très complexe ne sera pas plus détaillée durant cette thèse. L'expression

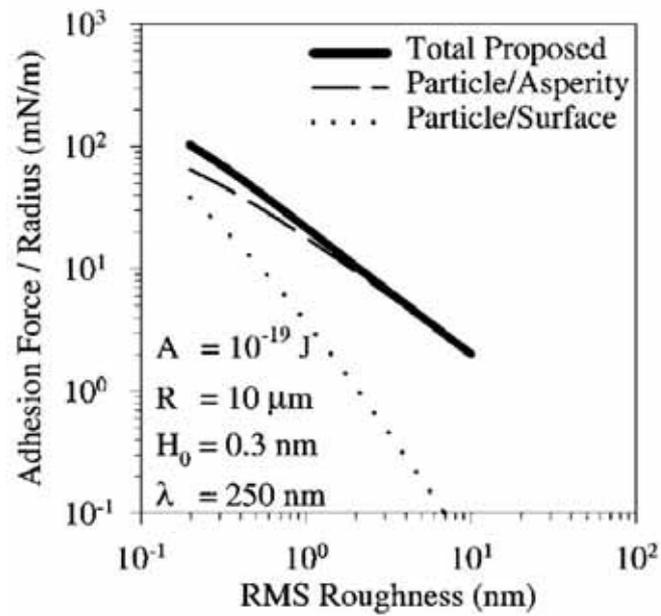


FIGURE 2.8 – Prédiction de la force de Van der Waals "Total proposed" utilisant l'expression 2.33. Les contributions des deux interactions particule/aspérité et particule/surface sont aussi présentées. Figure adaptée de [Rabinovich *et al.*, 2000a].

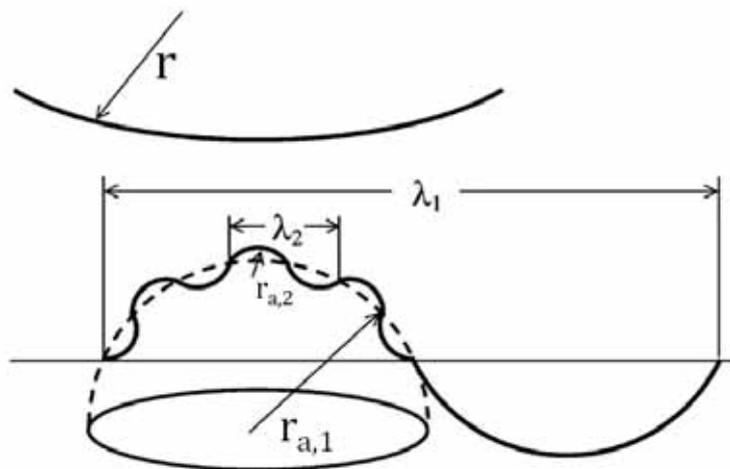


FIGURE 2.9 – Illustration schématique de l'interaction d'une particule de rayon  $r$  avec une surface de rugosité  $rms_1$  possédant elle même une rugosité  $rms_2$ . Schéma adapté de [Rabinovich *et al.*, 2000b].

de la force donnée par l'équation (2.34) sera uniquement utilisée afin d'ajuster les valeurs expérimentales présentées dans le paragraphe suivant sur la Figure 2.10.

Surface	$A$ [J]	$D_0$ [nm]	$rms_1$ [nm]	$\lambda_1$ [ $\mu\text{m}$ ]	$rms_2$ [nm]	$\lambda_2$ [ $\mu\text{m}$ ]
Tungstène lisse	$1, 3 \cdot 10^{-19}$	0,56	9,6	2,8	3,2	1,5
Tungstène rugueux			850	2,1	0,3	0,3
Verre	N/A	0,36	4,2	0,5	0,6	0,2

TABLE 2.1 – Paramètres utilisés pour les ajustements des points expérimentaux de la Figure 2.10. Données issues de [Autricque, 2018].

### 2.3.1.2 Illustration sur une configuration académique

La construction de tokamaks (ITER, DEMO) dans le cadre d'une utilisation industrielle de la fusion nucléaire comme source énergétique propre ne nécessitant pas l'utilisation de produits hautement radioactifs est confrontée au problème de la contamination par des particules dans les chambres à plasma, comme décrit dans le Chapitre 4.

La méthode de l'AFM a été sélectionnée par [Peillon *et al.*, 2018] afin de caractériser les forces d'adhésion. Les particules contaminantes sont considérées comme sphériques et se prêtent bien à la technique. Le principe de mesure est décrit en section 2.2.2. Les mesures sont réalisées sous des conditions de pression et de température normales. Le détail de la fabrication des billes de tungstène est présenté dans le Chapitre 4, les billes ayant un diamètre compris entre 7 et 20  $\mu\text{m}$ . Les résultats d'adhésion obtenus par le CEA et l'IRSN sont présentés sur la Figure 2.10 avec à gauche les forces en fonction du diamètre des particules. Chaque cas étudié est assimilé à une image (à droite) des topographies de surface réalisées par AFM. Les différents substrats utilisés sont, de haut en bas : un substrat de tungstène lisse (rugosité  $rms = 15$  nm), un substrat de verre (rugosité  $rms = 12$  nm) et un substrat de tungstène rugueux (rugosité  $rms = 750$  nm). Les substrats de tungstène proviennent d'un même bloc qui a été coupé en plusieurs morceaux par action mécanique. Les faces usinées sont les faces dites "rugueuses" qui n'ont pas subi de traitement. Le substrat de tungstène lisse a quant à lui d'abord été poli avec un papier silicone-carbone puis une pâte diamant. Les forces mesurées par AFM sont de l'ordre du micro-Newton pour le substrat de tungstène lisse (triangles jaunes), de la centaine de nano-Newton pour le substrat de verre (losanges verts) et de la dizaine de nano-Newton pour le substrat de tungstène rugueux (carrés bleus). Ces résultats sont en accord avec le modèle développé par [Rabinovich *et al.*, 2000a] détaillé en section 2.3.1, qui conclut que plus la rugosité du substrat augmente, plus la force d'adhésion diminue. Ces données pourront servir de référence au présent travail.

Ces valeurs expérimentales ont ensuite été ajustées en utilisant le deuxième modèle de Rabinovich (voir l'équation 2.34) par [Autricque, 2018]. Les paramètres utilisés afin d'ajuster les valeurs expérimentales sont présentées dans la Table 2.1 et sont jugés satisfaisants.

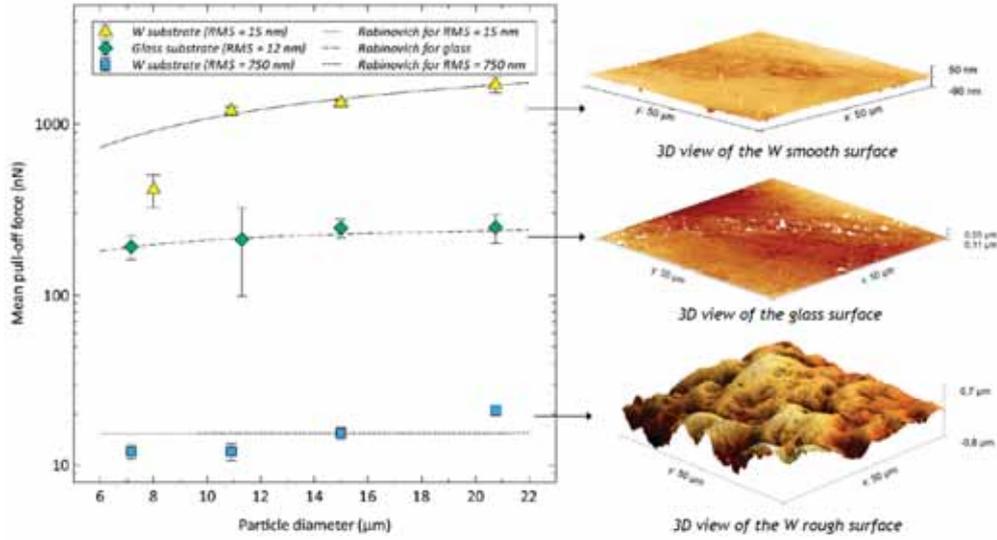


FIGURE 2.10 – A gauche, forces d’adhésion mesurées par AFM entre des billes de tungstène et des substrats de composition et rugosité variables. A droite, les topographies de surface des substrats. Image issue de [Peillon *et al.*, 2018].

### 2.3.1.3 Influence de la rugosité du substrat sur la force électrostatique

Un travail similaire à celui fait par [Sternovsky *et al.*, 2002], repris par [Dove *et al.*, 2011] et [Devaud *et al.*, 2014] montre que la modification de surface du substrat engendre une rugosité qui limite le transfert de charge entre ce dernier et une particule grâce à une diminution de la surface de contact. Cet aspect est traité plus en détail section 2.4.2.

## 2.3.2 Rugosité de la particule

### 2.3.2.1 Influence sur la force d’adhésion

D’après [Mizes *et al.*, 2000], la force d’adhésion de plusieurs particules entre elles dépend de plusieurs facteurs, dont la forme de la particule. Cet effet de la rugosité d’une particule est détaillé plus en détail par l’utilisation de *l’approximation de Derjaguin* développée dans [Israelachvili, 2011] où l’expression de la force d’adhésion d’une particule non sphérique avec un substrat est explicitée en fonction du rayon de courbure  $r_p$  de la particule et du rayon de courbure au point de contact  $r_c$ . L’expression est donnée par l’équation (2.35).

$$F_{ad}(D) = 2\pi w \left( \frac{r_p r_c}{r_p + r_c} \right) \quad (2.35)$$

avec  $w$  l’énergie d’interaction libre entre deux surfaces planes.

Dans le cas d’une particule quasi-sphérique, lorsque  $r_p \gg r_c$ ,  $F_{ad} \rightarrow 2\pi w r_c$  : la force diminue lorsque le contact est moins franc. Une solution à la diminution de l’adhésion réside dans la création d’aspérités de faible rayon de courbure sur une particule sphérique. Cela peut se réaliser en modifiant sa morphologie ou encore via l’ajout d’additifs de rayons très inférieurs à sa surface.

[Ott et Mizes, 1994] et [Mizes *et al.*, 2000] ont montré expérimentalement la diminution de la force d'adhésion entre une particule et une surface par modification de la morphologie de ces dernières. Les particules utilisées forment le *toner*, poudre servant d'encre dans l'industrie de l'impression laser qui se compose majoritairement de matière plastique et de résine. Le diamètre moyen des particules est d'environ  $10\ \mu\text{m}$ , leur composition n'est pas détaillée. Des *additifs* composés de particules de diamètre 1000 fois inférieur à celui du toner ont été ajoutés à leur surface. Cet ajout diminue le rayon de courbure de contact de la particule, provoque un contact moins franc avec le substrat et réduit donc l'adhésion. La Figure 2.11 présente la fraction de particules enlevées d'une surface en fonction de la force centrifuge appliquée et ce pour différentes gammes de taille de toner. À gauche sont présentés les valeurs pour les particules de toner recouvertes d'additifs et à droite pour les particules de toner seules. Les données expérimentales sont ajustées par un algorithme non détaillé ici. Pour une même valeur de force appliquée, on aperçoit bien que la force requise pour détacher les particules est 4 à 5 fois plus faible lorsque le toner est recouvert d'additifs. Une analogie peut être faite avec les résultats obtenus dans la section précédente 2.3.1 où plus un substrat était rugueux, plus la force d'adhésion associée est faible. Ici, pour un même substrat, plus une particule est rugueuse, plus sa force d'adhésion est faible. On observe cependant le comportement contraire pour les billes de toner seules de la gamme de taille  $[5,7]\ \mu\text{m}$ .

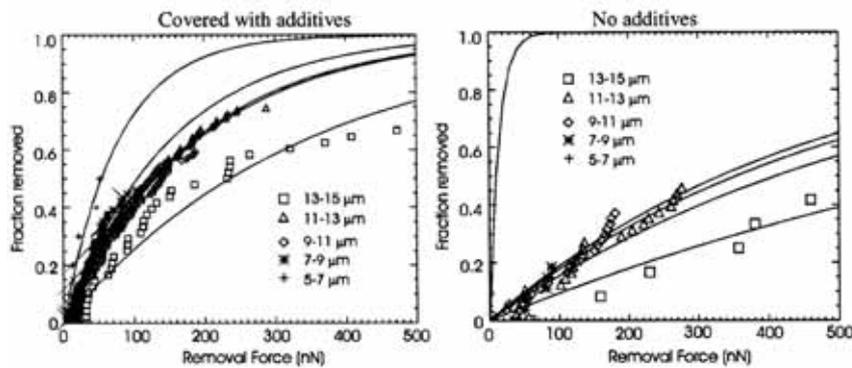


FIGURE 2.11 – Comparaison des forces nécessaires pour détacher des particules de toner recouvertes d'additifs (à gauche) et des particules de toner seules (à droite). Image issue de [Mizes *et al.*, 2000].

L'influence de la composition des additifs sur la force d'adhésion a aussi été étudiée. Trois types d'additifs ont été ajoutés à trois toners. Les cinq échantillons formés sont :

- Toner 1, additif 1 : poudre de titane de  $0,1\ \mu\text{m}$  de diamètre
- Toner 2, additif 1 : poudre de titane de  $0,1\ \mu\text{m}$  de diamètre
- Toner 3, additif 2 : mélange de titane de  $0,1\ \mu\text{m}$  et de silice de  $40\ \text{nm}$
- Toner 1, additif 3 : mélange de particules de silice de  $40\ \text{nm}$  et de magnétite de  $1\ \mu\text{m}$
- Toner 2, additif 3 : mélange de particules de silice de  $40\ \text{nm}$  et de magnétite de  $1\ \mu\text{m}$

La Figure 2.12 montre la force d'adhésion mesurée entre une particule de toner couverte de ces additifs et un substrat. Pour chaque configuration, la mesure d'adhésion a été réalisée par mesure AFM une centaine de fois sur 5 zones du substrat. Les forces mesurées entre deux toners différents mais recouverts du même additif de titane sont du même ordre de grandeur. Il semble donc que l'adhésion

soit majoritairement portée par l'additif et non pas par le toner. Les forces mesurées sont les plus fortes et les plus dispersées pour cet additif. Les variations (amplitude et dispersion) pour les échantillons recouvert d'additifs de titane et du mélange titane et silice sont imputées à des aspects électrostatiques (apparition de forces images qui favorisent l'adhésion). Au contraire, le toner additionné du mélange de silice et de magnétite présente les mesures de forces les plus uniformes et les plus faibles.

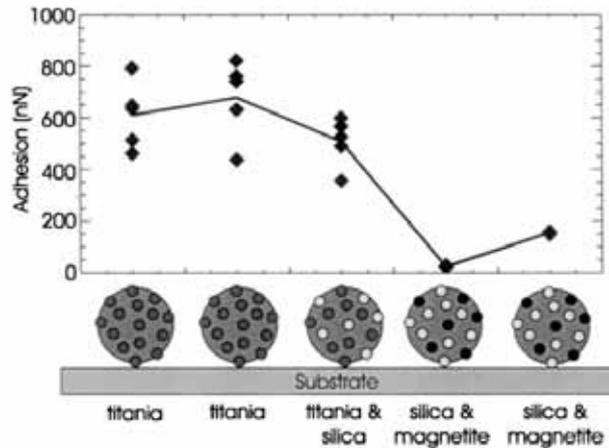


FIGURE 2.12 – Mesure de la force d'adhésion de particules de toner avec différents additifs sur un même substrat. L'écart-type est d'environ 5% et les barres d'erreurs ont été omises pour une meilleure lecture du graphique. Image issue de [Mizes *et al.*, 2000].

Enfin, l'étude menée par [Zimon, 1982] récapitule l'influence de la forme de la particule et de la rugosité du substrat. La fraction de particules enlevée en fonction d'une force centrifuge appliquée est présentée sur la Figure 2.13 entre des particules sphériques et rugueuses sur des substrats lisses et rugueux. Les différentes billes sont : billes de verre (sphériques) et d'acier (rugueuses). Ce sont les mêmes caractéristiques concernant les substrats : verre (lisse) et acier (rugueux). Dans les deux cas, le diamètre moyen des billes est compris entre 20 et 40  $\mu\text{m}$ .

Les conclusions précédemment portées (diminution de la force d'adhésion diminuée lorsque la rugosité du substrat augmente ou d'autre part lorsque la rugosité de la particule augmente) semblent indiquer que la force d'adhésion requise pour décoller une particule rugueuse sur le substrat rugueux serait la plus faible. [Zimon, 1982] nous assure du contraire en observant que la force d'adhésion requise pour détacher une particule rugueuse d'un substrat rugueux est plus élevée que dans la configuration "particule rugueuse, substrat lisse". L'auteur justifie ce résultat par l'augmentation de la surface de contact entre les éléments rugueux, qui favorise l'adhésion. La classification des résultats est détaillée. Pour une fraction de particules décollées de 50 %, et supposant une écriture de type "particule-substrat", l'ordre est le suivant :

$$F_{\text{rugueux-lisse}} < F_{\text{rugueux-rugueux}} < F_{\text{lisse-rugueux}} < F_{\text{lisse-lisse}} \quad (2.36)$$

Il est cependant nécessaire de préciser que ces mesures ont été réalisées pour deux éléments différents (acier et verre). La valeur de la constante de Hamaker peut donc évoluer et modifier les forces. La réalisation de cette mesure avec des échantillons de même composition serait donc idéale afin d'obtenir

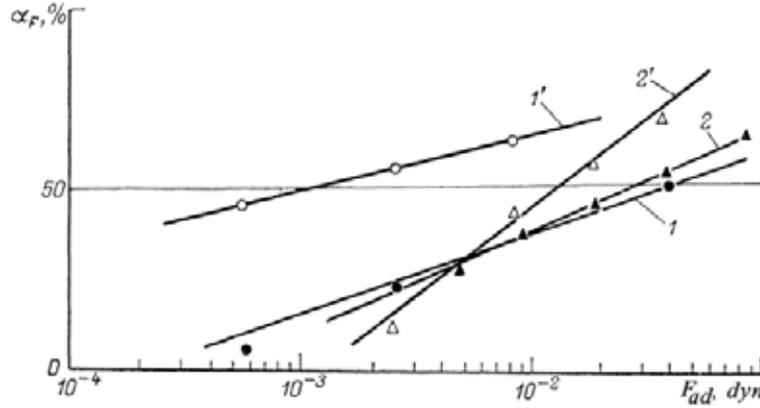


FIGURE 2.13 – Pourcentage de particules restantes en fonction d'une force externe appliquée. Considérant une écriture de type "particule-substrat", les courbes 1, 1', 2 et 2' correspondent respectivement à des interactions lisse-lisse, rugueux-lisse, lisse-rugueux et rugueux-rugueux. Graphique issu de [Zimon, 1982].

les contributions réelles des rugosités.

En conclusion de ce paragraphe, l'adhésion d'une particule sur un substrat lisse est plus faible pour une particule non-sphérique que pour une particule sphérique, du fait de la diminution du rayon de courbure de la particule rugueuse au contact.

### 2.3.2.2 Influence sur la force électrostatique

La littérature actuelle dans le domaine de l'estimation de la charge des poussières du milieu interstellaire tend à les modéliser sous la forme de sphères parfaites. Cependant, les échantillons ramenés des missions Apollo ne sont pas sphériques comme décrits par [Liu et Taylor, 2011] dans le Chapitre 4. [Soltani et Ahmadi, 1999] propose alors un modèle prenant en compte une géométrie plus "réaliste" des particules (voir la Figure 2.14). Cette dernière fait apparaître des aspérités à la surface sur les particules, représentés par des demi-hémisphères, de rayon  $r_a$ , le diamètre de la particule étant quant à lui  $d$ . L'équation (2.37) relie ces deux paramètres.

$$r_a = \frac{d}{n_u n_b \sqrt{N}}, \quad (2.37)$$

où  $n_u$  représente l'uniformité de la distribution des aspérités à la surface de la particule (pour  $n_u = 1$ , la distribution est parfaitement homogène),  $n_b$  contrôle l'espacement moyen entre les aspérités en contact avec le substrat et  $N$  est le nombre d'aspérités total. Un autre paramètre peut être ajouté : le nombre  $N_c$  d'aspérités en contact avec une autre particule ou encore une surface. [Soltani et Ahmadi, 1999] considère que  $N_c = 3$  en supposant que  $N_c$  correspond au nombre minimal d'aspérités accolées en contact avec le substrat.

D'après [Hays, 1991], lorsque la particule irrégulière se trouve en présence d'un environnement chargeant, la charge a tendance à s'établir par tribocharging et à s'accumuler à la surface des aspérités

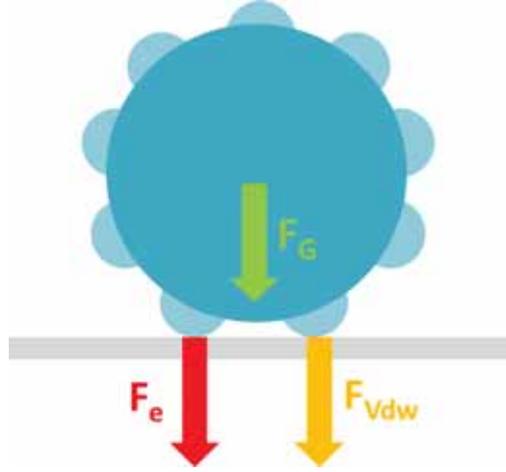


FIGURE 2.14 – Schéma d'une particule présentant des irrégularités de surface.  $F_{VdW}$  est la force d'adhésion de Van der Waals (flèche orange),  $F_e$  est la force électrostatique (flèche rouge) et  $F_G$  est la force de gravité (flèche verte). Schéma adapté de [Mittal et Jaiswal, 2015]

en contact avec une surface. Cela a conduit [Soltani et Ahmadi, 1999] à réécrire les différentes forces électrostatiques en prenant en compte cette géométrie. La force électrostatique totale  $F_e$  suit alors l'équation (2.38) (le premier terme  $-1,5qE$  est l'effet combiné de la force de Coulomb et de la force diélectrophorétique en considérant  $r = z$ ).

$$F_e = -1,5qE - \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{(1 - 3/N)}{d^2} + \frac{[(4n_b^2 + 1)^{\frac{3}{2}} + 2]3/N}{3r_a^2(4n_b^2 + 1)^{\frac{3}{2}}} \right) - 72\pi\epsilon_0 r_a^2 E^2 \quad (2.38)$$

Dans cette équation, l'auteur considère que les forces sont appliquées vers le substrat et que les effets de polarisation des aspérités en contact sont les seuls à prendre en compte. La Figure 2.15 trace la contribution de chaque contribution de l'équation (2.38) pour une particule de polystyrène posée sur un substrat conducteur. Cette particule possède une charge de  $20 \mu C/g$ , qui est une valeur typique d'une particule de toner d'après [Mizes *et al.*, 2000]. Pour ces particules,  $n_u = n_b = 2$ . L'influence du diamètre de la particule ainsi que du nombre d'aspérités  $N$  sur la particule est aussi étudié. Un champ électrique de valeur  $5000 \text{ kV/m}$  est simulé et orienté vers le substrat. Pour les particules de diamètre inférieur à  $10 \mu m$ , c'est la contribution cumulée de la force de Coulomb et de la force diélectrophorétique qui dominent l'interaction. Ces deux forces sont toutes deux indépendantes du nombre d'aspérités de la particule. La deuxième contribution la plus importante, pour les diamètres les plus élevés est la force image, mais pour les diamètres les plus faibles c'est la force de polarisation. Cela est dû au fait que les particules de petites tailles portent une très faible charge électrique. On notera aussi que la force image ainsi que la force de polarisation augmentent lorsque  $N$  diminue, ce qui coïncide avec le fait que la charge reste dans les aspérités. Pour les particules de diamètre supérieur à  $30 \mu m$ , c'est la force image qui domine, suivie de la force de Coulomb combinée. La force de polarisation devient quant à elle négligeable devant les autres forces.

On observe donc pour une particule chargée soumise à un champ électrique que plus son nombre d'aspérités  $N$  augmente (la particule est de moins en moins sphérique), plus les forces électrostatiques

d'adhésion sont faibles. Au contraire, plus la particule est sphérique, plus les forces sont fortes. Ceci est en accord avec la section précédente où une conclusion similaire était dressée : plus une particule est rugueuse, plus sa force d'adhésion sur un substrat est faible, quelle que soit son origine.

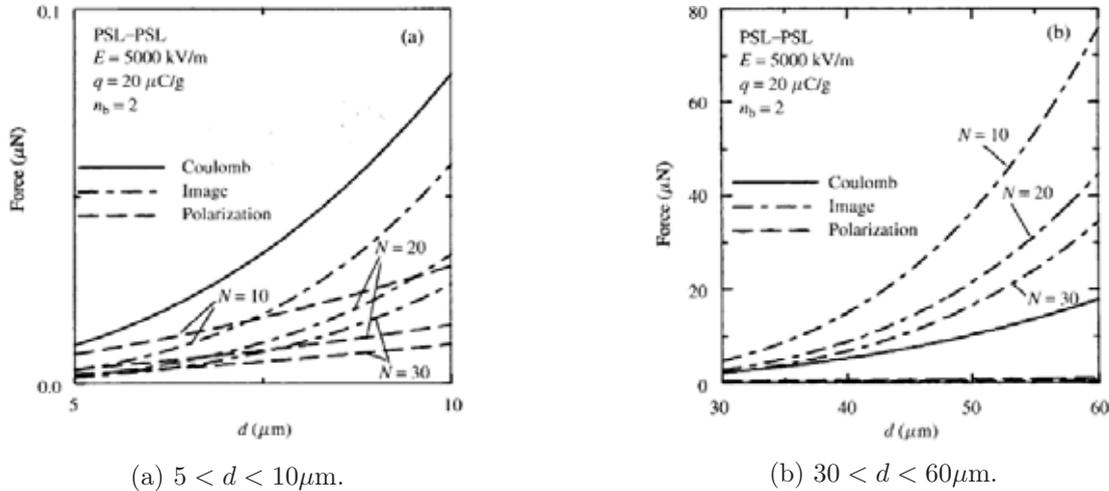
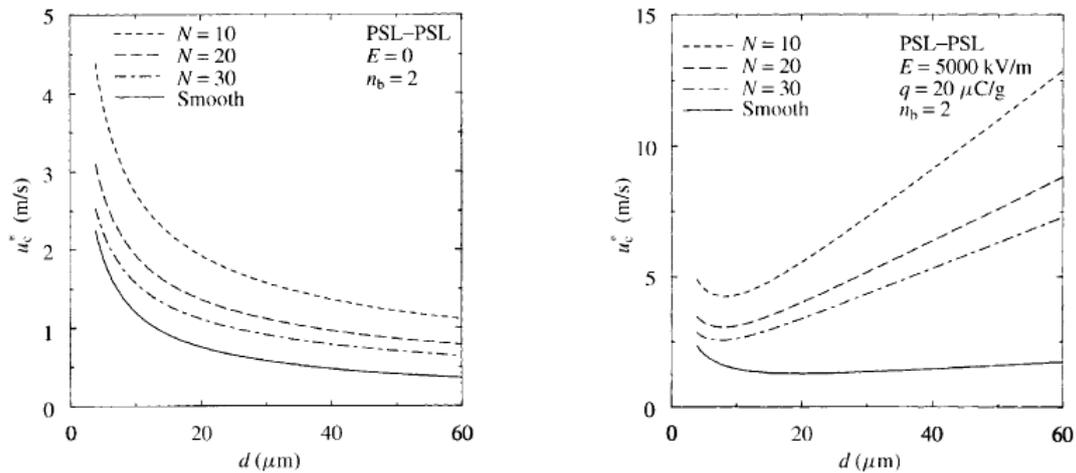


FIGURE 2.15 – Estimation des différentes contributions de la force électrostatique en fonction du diamètre  $d$  pour des particules sphériques de polystyrène possédant une charge de  $20 \mu\text{C/g}$  en présence d'un champ électrique de  $5000 \text{ kV/m}$ . Images issues de [Soltani et Ahmadi, 1999].

### 2.3.2.3 Influence de la rugosité de la particule sur son détachement

Reprenant la géométrie précédemment développée, l'influence de la rugosité de la particule sur la force de détachement à appliquer a été étudiée de façon théorique et numérique par [Soltani et Ahmadi, 1999]. Dans cette analyse qui vise à modéliser le déplacement d'une particule, c'est la force de traînée (*drag force*) qui est considérée. La Figure 2.16a présente la vitesse de détachement requise pour faire rouler une particule en fonction de son diamètre  $d$  et de sa rugosité (ici représentée par  $N$ ) sans champ électrique appliqué. On observe tout d'abord une tendance similaire quelle que soit la forme de la particule : plus son diamètre augmente, plus la force requise diminue. Cela s'explique par la relation entre  $S$  ( $S = \pi r^2$ ) et  $v^2$  dans l'équation (2.27) : pour une même valeur de force appliquée, si  $r$  augmente, alors  $v$  diminue. On note aussi que la vitesse requise pour détacher une particule est plus faible pour une particule sphérique que pour une particule rugueuse. D'après [Achenbach, 1971], cela est dû au fait que la rugosité d'une particule est inversement proportionnelle au nombre de Reynolds. A mesure que le nombre d'aspérités augmente sur une particule, la vitesse requise est de plus en plus faible. Cela implique que plus le nombre d'aspérités augmente, plus la forme de la particule se rapproche de celle d'une sphère. La Figure 2.16b présente le même graphique, mais cette fois-ci en présence d'un champ électrique  $E$  de valeur  $5000 \text{ kV/m}$  et pour des particules de charge  $20 \mu\text{C/g}$ . Pour les particules de taille  $d < 10 \mu\text{m}$ , les allures de courbes sont similaires à celles de la Figure 2.16a, mais pour des particules de taille  $d > 20 \mu\text{m}$ , les valeurs de vitesse requises sont beaucoup plus élevées. D'après [Soltani et Ahmadi, 1999], c'est parce que la quantité de charge d'une particule est proportionnelle à son volume. Les plus

grosses particules se chargent plus et sont donc plus difficiles à déplacer. On note aussi que plus le nombre  $N$  d'aspérités d'une particule chargée augmente, plus la vitesse requise à sa mise en déplacement en présence d'un champ électrique est faible.



(a) Vitesse de détachement requise à la mise en roulement d'une particule non chargée en fonction de son diamètre et de sa rugosité, dans un champ électrique nul.

(b) Vitesse de détachement requise pour mettre en roulement une particule chargée en fonction de son diamètre et de sa rugosité, en présence d'un champ électrique.

FIGURE 2.16 – Influence de la rugosité, du diamètre et de la charge d'une particule sur la vitesse de détachement. Images issues de [Soltani et Ahmadi, 1999].

Dans cette étude, le champ  $E$  appliqué est dirigé vers le substrat. Il apparaît que, pour un nombre  $N$  donné, plus le champ électrique augmente, plus la force de détachement requise est forte. Cela s'explique par la contribution de la force de polarisation qui varie en  $E^2$ .

## 2.4 Moyens de limitation de la contamination

Cette section s'intéresse aux moyens existants qui permettent de limiter la contamination. Cela recouvre deux aspects différents : soit chercher à décoller une particule déjà adhérente à une surface, soit empêcher une particule de coller à une surface.

### 2.4.1 Modèles de détachement de particules

Voici une liste non exhaustive de techniques de nettoyage utilisées afin de décoller des particules d'une surface [Mittal et Jaiswal, 2015], :

- Ultrasons
- Cavitation acoustique
- Propulsion d'un jet d'air
- Projection de gouttelettes

- Laser (processus de pulvérisation à haute pression produite par laser)
- Essuyage
- Application de revêtement détachable
- Cryo-pulvérisation
- Dioxyde de carbone supercritique

On considère qu'il existe trois manières de détacher une particule : en la faisant rouler (*rolling detachment*), glisser (*sliding detachment*), ou encore en utilisant l'action d'un champ électrique externe lorsque la particule est chargée. Ces trois méthodes forment néanmoins des solutions "actives", c'est à dire nécessitant un apport extérieur au contraire des solutions "passives" qui reposent sur des propriétés acquises des matériaux.

#### 2.4.1.1 Modèle de détachement par glissement

Si l'on considère la force d'adhésion  $F_{ad}$  d'une sphère lisse de rayon  $r$  sur un substrat, la force requise pour la faire glisser est l'association de la *drag force* dont l'expression est donnée par l'équation (2.27) et d'un coefficient de friction par glissement  $k_g$ . L'équilibre des forces requis pour déplacer une particule est donné par l'équation (2.39) :

$$F_D \geq k_g(F_{ad} + F_G - F_L) \quad (2.39)$$

avec  $F_G$  force de gravité.

#### 2.4.1.2 Modèle de détachement par roulement

La force requise pour faire rouler la même particule décrite ci-dessus est l'association de la *drag force* et d'un couple aérodynamique  $M$  dont l'expression est donnée dans l'équation (2.40).

$$M = \rho v^2 V f_m \frac{24}{2Re} \quad (2.40)$$

avec  $\rho$  la densité du fluide,  $f_m = 0.94$  d'après [O'Neill, 1968],  $v$  la vitesse du fluide et  $V$  le volume de la particule. Pour qu'une particule se mette en mouvement par roulement, l'équilibre requis est :

$$M + F_D L_1 + F_L L_2 \geq (F_{ad} + F_G) L_2 \quad (2.41)$$

avec  $k_r$  un coefficient de friction (par roulement). Les coefficients  $L_1$  et  $L_2$  sont définis par l'équation 2.42 [Burdick *et al.*, 2001].

$$L_1 = r + D_0 - rms - \delta \quad \text{et} \quad L_2 = \sqrt{r^2 - L_1^2} \quad (2.42)$$

avec  $r$  le rayon de la particule,  $D_0$  la distance de contact (0,3 nm),  $rms$  la rugosité du substrat et  $\delta$  le rapprochement estimé grâce à la *Théorie de Hertz* (voir l'équation 6.3 dans le Chapitre 6).

Des études menées par [Tsai *et al.*, 1991] ont montré que la technique de détachement par *rolling* était plus efficace que celle de *sliding* sur des billes sphériques car nécessitait une vitesse  $v$  plus faible. Cette conclusion est aussi valable pour une particule chargée en présence d'un champ électrique non nul. Il a aussi été vu que plus le rayon de la particule augmentait, plus la vitesse requise (et donc la force) était faible. Cela s'explique par le fait que  $F_D$  soit proportionnelle au rayon de la particule. Donc, pour une même valeur de force  $F_D$ , si  $v$  augmente, alors  $r$  diminue. Les petites particules sont donc les plus difficiles à enlever.

Les forces aérodynamiques ont prouvé qu'elles pouvaient être efficaces à décoller les particules. Par exemple, le vent à la surface de la planète Mars a permis le nettoyage des panneaux solaires du rover Opportunity en 2014. La Figure 2.17 compare deux photos à deux mois d'intervalle. Ce nettoyage a entre autre permis d'augmenter la quantité d'électricité disponible nécessaire au bon fonctionnement du rover.

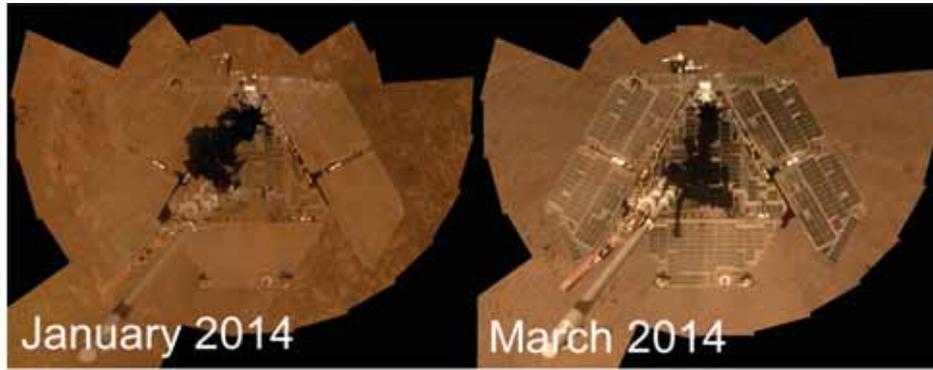


FIGURE 2.17 – Comparaison des panneaux solaires d'Opportunity à trois mois d'intervalle. Ces derniers ont été nettoyés grâce aux vents aérodynamiques existants à la surface de Mars. Image adaptée de [NASA, 2014].

### 2.4.1.3 Modèle de détachement par application d'un champ électrique externe

Un champ électrique peut être appliqué afin de décoller les particules chargées (sans considération de forces aérodynamiques). Les forces électrostatiques sont détaillées dans l'équation 2.21 mais rappelées ici. Il s'agit des forces de Coulomb, force image, force diélectrophorétique et force de polarisation. Dans ce cas, on considère que le champ électrique appliqué est orienté vers l'extérieur, afin que les forces de Coulomb et diélectrophorétiques aient un sens opposé à celui des forces image et polarisation. Ainsi, pour qu'une particule lisse sur un substrat plan soit décollée électrostatiquement, il faut :

$$F_{co} + F_d \geq F_i + F_p + F_G + F_{VdW} \quad (2.43)$$

$$\Rightarrow qE \left( 1 + \frac{r^3}{2z^3} \right) \geq \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 z^2} + \frac{3\pi\epsilon_0 r^6 E^2}{2z^4} + mg + F_{VdW} \quad (2.44)$$

$$\Rightarrow \frac{3\pi\epsilon_0 r^6}{2z^4} E^2 - q \left( 1 + \frac{r^3}{2z^3} \right) E + \left( \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 z^2} + mg + F_{VdW} \right) \leq 0 \quad (2.45)$$

A partir de l'équation (2.45) et connaissant les valeurs de  $q$ ,  $r$  et  $z$ , on peut estimer le champ électrique  $E$  nécessaire pour soulever une poussière en fonction de la force de Van der Waals.

Une autre méthode, utilisant cette fois-ci de manière combinée la force de Coulomb et la force diélectrophorétique est détaillée. D'après [Calle *et al.*, 2008], le procédé consiste à connecter une série d'électrodes parallèles dans un substrat et les relier à une source de tension alternative triphasée qui génère une onde "sans contact" grâce à laquelle les particules chargées se déplacent. Plusieurs types de substrats existent à ce jour (rigides, opaques, flexibles, transparents...) et fonctionnent sous vide. Des tests réalisés par [Calle *et al.*, 2008] de déplacement de simulant de JSC-1A [50, 75]  $\mu\text{m}$  sur des substrats transparents sont présentés sur la Figure 2.18. A gauche, on voit les substrats contaminés avec le simulant et à droite, le même substrat décontaminé après application de la force diélectrophorétique avec une efficacité estimée à plus de 99 %. La même expérience, réalisée avec d'autres électrodes (souples, métalliques...) et des gammes de tailles de JSC-1 différentes ( $< 10 \mu\text{m}$ ,  $< 50 \mu\text{m}$ , [50, 100]  $\mu\text{m}$ , [100, 180]  $\mu\text{m}$ ...) ont aussi montré des résultats très satisfaisants.

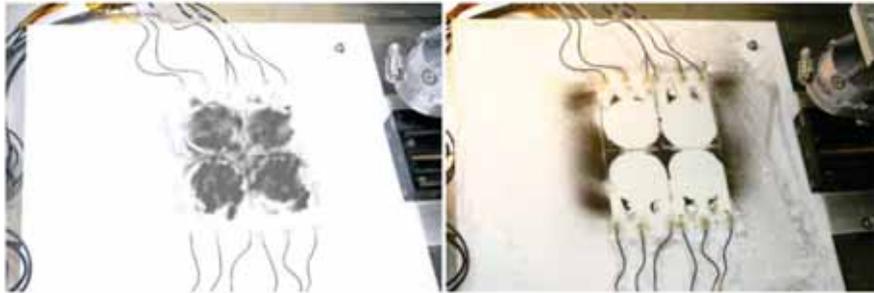


FIGURE 2.18 – Mise en évidence du déplacement électrostatique des particules de JSC-1 [50, 75]  $\mu\text{m}$  par l'utilisation de la force diélectrophorétique. A gauche, l'électrode est contaminée. A droite, la même électrode est décontaminée après déplacement électrostatique des particules. Image issue de [Calle *et al.*, 2008].

## 2.4.2 Méthodes limitant l'adhésion de particules

### 2.4.2.1 Réduction de l'énergie de surface du substrat

La section précédente portait sur les moyens actifs mis en œuvre pour détacher une particule. Cette section s'intéresse aux méthodes passives existantes visant à limiter le pouvoir "adhésif" d'une particule.

Il a été vu dans la section 2.1.2 que la force de Van der Waals dépend de la constante de Hamaker  $A$ . Expérimentalement, il est possible de relier  $A$  aux énergies de surface  $\gamma_p$  d'une particule et  $\gamma_s$  d'un substrat de telle sorte que  $A \propto \sqrt{\gamma_s \gamma_p}$  (voir l'équation (2.12)). Une première méthode visant à diminuer la force de Van der Waals passe donc par la diminution de la constante de Hamaker. Comme il est peu réaliste de chercher à modifier l'énergie de surface d'une particule (d'autant plus concernant le régolithe lunaire), c'est l'énergie de surface du substrat qui est diminuée.

La réduction d'énergie de surface entre deux interfaces diminue l'aire de contact existante d'après [Crowder et Haley, 2008]. Une des méthodes de réduction les plus utilisées actuellement s'inspire de la feuille de lotus qui possède d'impressionnantes propriétés hydrophobes grâce à des nano-structures qui diminuent son énergie de surface et le contact formé entre la feuille et une goutte d'eau. [Margiotta *et al.*, 2010] a ainsi développé un revêtement adapté à l'environnement spatial qui limite la contamination des poussières. Le revêtement (dont la formulation n'est pas détaillée) a été déposé par dépôt chimique en phase vapeur à pression atmosphérique sur un substrat d'aluminium. L'épaisseur du revêtement est généralement inférieur à la dizaine d'angstroms. Des mesures d'énergie de surface ont montré que l'adhésion avait visuellement diminué avec l'application du revêtement. Des comparaisons d'adhésion ont été faites où le simulant de JSC-1 est déposé à la surface de substrats traités et non-traités. La Figure 2.19 présente la comparaison d'adhésion de la JSC-1 où l'on peut voir les résultats probants obtenus. Une fois que la JSC-1 est placée sur le substrat, elle est "tapotée" afin d'enlever l'excédent.

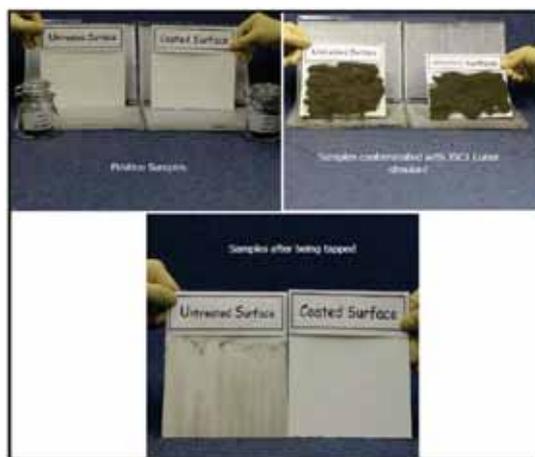
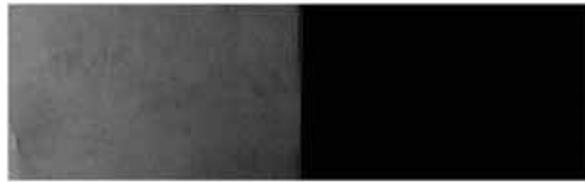


FIGURE 2.19 – Comparaison de l'adhésion de simulant de JSC-1 sur deux substrats de même composition, l'un resté original (gauche), l'autre recouvert d'un revêtement spécifique (droite). En haut à gauche, comparaison des deux substrats avant contamination. En haut à droite, contamination par dépôt de JSC-1 sur les substrats. En bas, comparaison des deux substrats après avoir été tapotés. Image issue de [Margiotta *et al.*, 2010].

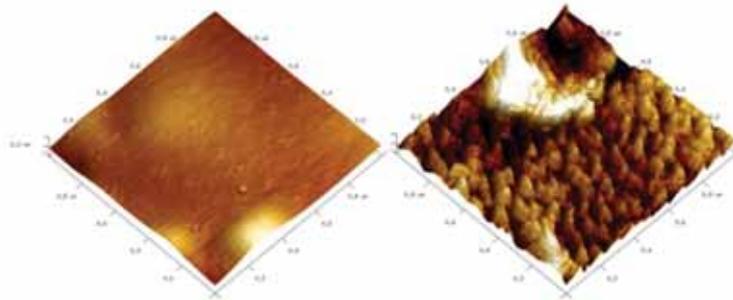
Une deuxième méthode de réduction de l'énergie de surface utilisée par [Devaud *et al.*, 2014] et [Dove *et al.*, 2011] vise à modifier les surfaces de substrats sous vide par un faisceau ionique. Ce processus pourrait être assimilé à l'érosion, bien qu'aucune augmentation ou diminution de matière apparent n'ait été noté. Dans les deux études, les substrats utilisés sont du Kapton<sup>®</sup> noir, du silicium et du quartz et sont contaminés pour [Devaud *et al.*, 2014] avec différents types de simulants de poussières lunaires et pour [Dove *et al.*, 2011] avec de la JSC-1.

Les travaux de [Devaud *et al.*, 2014] comparent dans un premier temps la contamination résiduelle macroscopique des substrats. Les résultats -uniquement visuels- montrent que les surfaces non-traitées sont plus contaminées que celles traitées. La Figure 2.20a présente cette comparaison pour un échantillon de Kapton<sup>®</sup> noir. Des mesures de rugosité ont aussi été réalisées et ont montré une augmentation significative de la rugosité *rms* de l'échantillon de kapton et de silicium après traitement (+30 % et +24 % respectivement), bien que moins significatif pour le quartz. Des mesures de la topographie

de surface des échantillons ont aussi été réalisées par AFM. La Figure 2.20b montre la différence de structure obtenue après traitement avec à gauche le kapton non traité et à droite le kapton traité. Chaque image est un carré de surface  $1 \mu m^2$ . L'augmentation de la rugosité est clairement visible sur l'image de droite. Afin d'obtenir des résultats plus quantitatifs, des mesures centrifuges ont aussi été réalisées par [Devaud *et al.*, 2014] et ont montré la diminution de la force requise pour décoller les particules lorsque le substrat a été traité. En moyenne, sur l'ensemble des simulants utilisés, la force d'adhésion a été réduite d'environ 75 %. Cette observation corrèle celles présentées par [Peillon *et al.*, 2018] et [Rabinovich *et al.*, 2000a] qui mettent en évidence la diminution de la force d'adhésion d'une particule à un substrat lorsque la rugosité de ce dernier augmente.



(a) Différence d'adhésion observée suite au dépôt de poussières et à la décontamination d'un échantillon de kapton noir. A gauche : morceau non traité. A droite : morceau de même composition mais ayant été traité par bombardement ionique.



(b) Comparaison de la topographie de surface des deux morceaux de kapton noir détaillés dans la Figure 2.20a : original (gauche) et traité (droite) après bombardement ionique.

FIGURE 2.20 – Mise en évidence de la réduction d'énergie de surface après contamination et décontamination d'un morceau de kapton noir. Images issues de [Devaud *et al.*, 2014].

[Dove *et al.*, 2011] propose un travail similaire en étudiant l'influence de la réduction d'énergie sur l'adhésion de simulants de JSC-1 sur les trois mêmes substrats discutés précédemment : kapton noir, silicium et quartz. Après traitement de ces derniers par bombardement ionique, des mesures d'énergie de surface ont été réalisées et ont montré une diminution de l'énergie de surface de l'ordre de 60 % pour le silicium et le quartz, mais une augmentation de 180 % avec le kapton noir.

Le pourcentage de particules restant après centrifugation en fonction de l'accélération centrifuge (en fonction de l'accélération de pesanteur terrestre  $g$ ) est présenté sur la Figure 2.21. Les courbes en pointillés correspondent aux substrats non-traités et les courbes en traits pleins aux substrats traités. Pour les 3 échantillons et pour une même force centrifuge, la fraction de particules restantes est plus faible sur les substrats traités. Cela s'applique aussi au cas du kapton, malgré une augmentation de l'énergie de surface après traitement. Il s'avère que le kapton utilisé dans l'étude de [Dove *et al.*, 2011] a été rendu conducteur grâce à un processus industriel ; la force image apparaît alors. Elle est considérée

comme très supérieure à la force de Van der Waals et va beaucoup décroître sur le substrat traité. En effet, le traitement effectué semble limiter le contact et par extension l'effet triboélectrique. Cela explique également pourquoi les particules de JSC-1 sur kapton partent plus facilement.

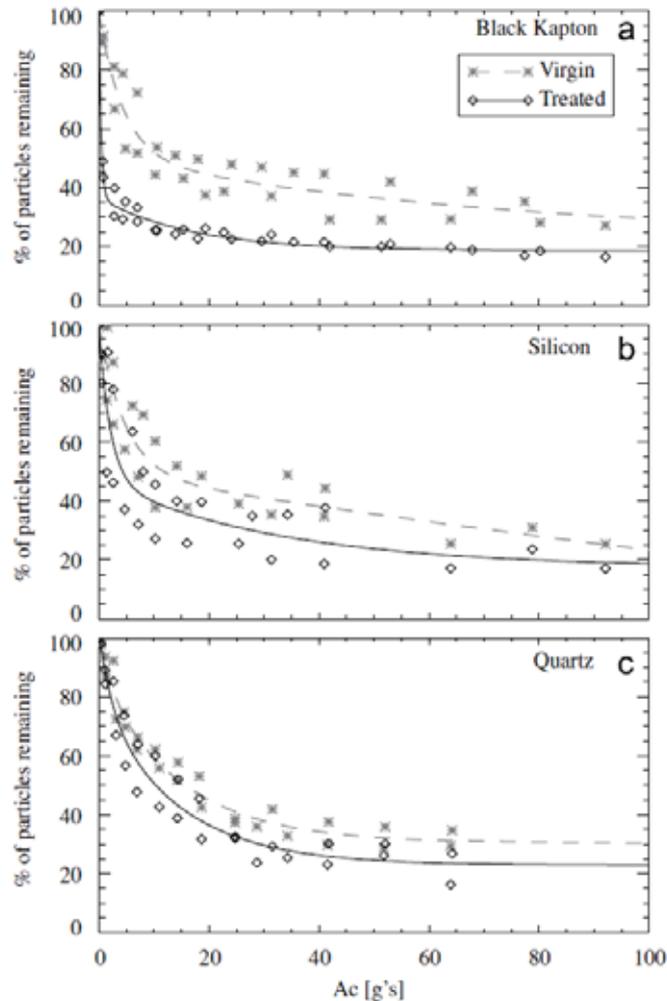


FIGURE 2.21 – Fraction de particules restantes en fonction de l'accélération centrifuge (en terme de l'accélération de pesanteur terrestre  $g$ ) pour trois substrats : kapton noir (haut), silicium (milieu) et quartz (bas). Les croix présentent les valeurs pour les substrats non-traités et les losanges les valeurs des substrats traités.

Dans un second temps, [Dove *et al.*, 2011] a aussi étudié l'influence de la charge du substrat sur l'adhésion des poussières. La centrifugation de particules de JSC-1 a été faite sur des substrats ayant préalablement été irradiés pendant 2 heures par une lampe UV. Les substrats sont ensuite contaminés. C'est donc un total de quatre sets de trois échantillons qui ont été comparés : un set "original", un set traité, un set original irradié et un dernier set à la fois traité et irradié. La Figure 2.22 présente la fraction de particules restantes sur le substrat en fonction de l'accélération centrifuge. Dans toutes les configurations (sauf pour le kapton noir traité), la force requise pour décoller les particules a augmenté avec l'irradiation, sans distinction de substrat traité ou non par une modification de surface. L'effet est d'autant plus drastique pour le substrat de quartz. D'après [Dove *et al.*, 2011], cela est dû à l'apparition

d'une force de Coulomb attractive entre la JSC-1 et le quartz, qui sont tous deux non-conducteurs. L'effet est moins notable pour le silicium, le matériau possédant une conductivité plus élevée que celle du quartz. Enfin, on note une diminution de la force requise pour le substrat de kapton noir traité et irradié. On conclut donc, que sous irradiation UV, les forces électrostatiques (au moins la force image) semblent être plus faibles pour les interactions isolant-conducteur que pour les interactions isolant-isolant.

Cela peut aussi s'expliquer par l'effet du tribocharging, comme détaillé section 2.1.3.2. Des mesures de transfert de charges similaires à celles faites par [Sternovsky *et al.*, 2002] ont été réalisées par [Dove *et al.*, 2011] et ont montré que l'échange de charge entre des particules de JSC-1 de tailles comprises entre 180 et 212  $\mu\text{m}$  sur des substrats non-traités puis traités avait diminué de 70 %. Les modifications de surface apportées par le bombardement ionique limitent donc les transferts de charge par effet triboélectrique.

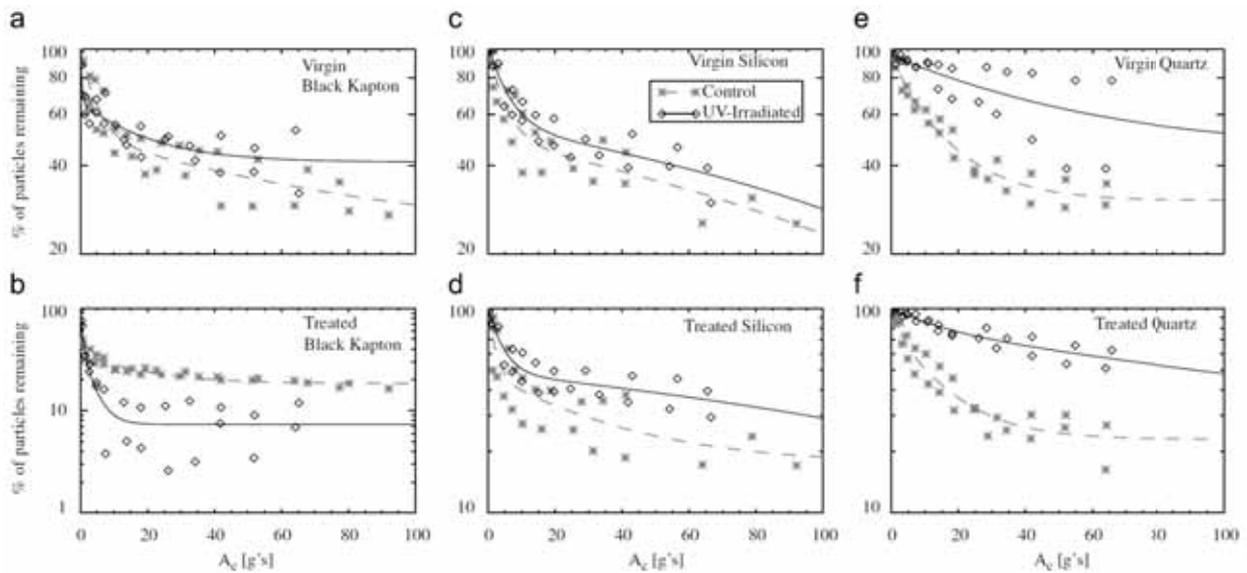


FIGURE 2.22 – Fraction de particules de simulants restants sur substrats originaux (haut) et traités par modifications de surface (bas). Les croix présentent les résultats obtenus pour les substrats de contrôle et les losanges les résultats pour les substrats irradiés par UV.

#### 2.4.2.2 Adaptation du travail de sortie

Il a été vu dans la section 2.1.3.2 que l'accumulation de charge sur une particule par effet tribocharging pouvait augmenter les forces électrostatiques en présence. Le transfert de charge par tribocharging se fait depuis un matériau qui possède un faible travail de sortie vers un matériau qui en possède un élevé. La première conclusion proposée par [Sternovsky *et al.*, 2002] afin de limiter le transfert de charge est donc de ne mettre en contact que des matériaux possédant des travaux de sortie proches. La deuxième conclusion est que les travaux de sortie des simulants lunaire JSC-1 et martien JSC-Mars-1 développés par la NASA sont respectivement de 5,8 et 5,6 eV. Le matériau possédant le travail de sortie le plus proche est le platine, avec une valeur de 5,64 eV.

D'après [Devaud *et al.*, 2014], l'augmentation de la rugosité du substrat menant à la diminution de la surface de contact avec une particule limiterait aussi les échanges de charges et diminuerait ainsi les interactions électrostatiques. La limitation de l'adhésion d'une poussière serait donc amplifiée lorsque les deux méthodes sont cumulées : réduction de l'énergie de surface et utilisation de matériaux possédant des travaux de sortie proches de celui du régolithe lunaire.

## 2.5 Bilan

Ce premier chapitre fait la synthèse bibliographique des phénomènes régissant l'adhésion entre deux particules ou entre une particule de régolithe lunaire et un substrat. Deux forces d'adhésion existent : la force de Van der Waals, issue de l'interaction de dipôles à l'intérieur de la matière et les forces électrostatiques qui résultent de l'interaction entre les particules et leur environnement. La force de Van der Waals est la force à plus courte portée et dépend de la constante de Hamaker. Cette dernière appellation est trompeuse, la constante de Hamaker est un paramètre dépendant de la géométrie, composition et environnement de l'interaction. Les forces électrostatiques dépendent quant à elle de la charge ainsi que du champ électrique.

L'influence de plusieurs paramètres sur la force d'adhésion a été étudié. Dans un premier temps, le modèle de [Rabinovich *et al.*, 2000a] a été validé par [Peillon *et al.*, 2018] pour lequel on observe une diminution de la valeur de la force d'adhésion d'une particule sphérique lorsque le substrat sur lequel elle se trouve est rugueux. Dans un deuxième temps, c'est l'effet de la rugosité intrinsèque de la particule sur l'adhésion qui a été étudié. Il a ainsi été vu que l'adhésion entre une particule non sphérique et un substrat lisse était plus faible qu'entre une particule sphérique et le même substrat. Cela est dû à la diminution de la surface de contact et donc de l'interaction lorsque la particule est rugueuse. Certains auteurs comme [Devaud *et al.*, 2014] considèrent que le paramètre influant le plus sur l'adhésion est la rugosité du substrat et non celle de la poussière.

Les techniques de réduction de l'adhésion de particules sont aussi détaillées et distinguent les méthodes actives et passives. Parmi ces dernières, on trouve les méthodes de modifications de l'énergie de surface qui semblent modifier la rugosité du substrat en l'augmentant. On retrouve ainsi des conclusions similaires à celles mentionnées plus haut. Enfin, des études confirment l'intérêt d'utiliser des substrats possédant des travaux de sortie proches de ceux du régolithe.

Il existe actuellement peu de littérature donnant accès à des valeurs quantitatives de forces, autant de Van der Waals ou électrostatiques. Pourtant, la connaissance de ces valeurs permettrait d'établir un bilan de forces indiquant si une particule adhère à une surface ou non. Le manque de connaissance réside dans la dépendance à la charge électrique, qui reste très peu caractérisée. Rien ne laisse supposer qu'une particule possède une distribution homogène en charge, mais présente plutôt des patches de charge. D'après [Soltani et Ahmadi, 1999], ces derniers s'établissent par tribocharging et s'accumulent dans les aspérités des particules. Le prochain chapitre vise à étudier les phénomènes qui régissent la charge des poussières dans le contexte de l'exploration lunaire.

## Chapitre 3

# La charge des poussières

Le détail des phénomènes de charge à la surface de la Lune sont décrits dans ce chapitre. On considérera trois échelles : une échelle *macroscopique*, qui considère la Lune dans sa globalité, une échelle *mésoscopique* qui prend en compte les structures à taille humaine (rochers, rovers...) et enfin une échelle *microscopique* qui correspond à l'échelle de grains de poussière.

### 3.1 Environnement lunaire et charge macroscopique

Le milieu interstellaire est par définition la matière remplissant le volume entre les étoiles. Ce milieu se compose principalement de gaz, de rayonnement, de poussières et comprend les corps telluriques et gazeux tels que les planètes. Le gaz se compose d'atomes et de molécules et se présente majoritairement sous forme ionisé : il s'agit alors d'un plasma. Le rayonnement se divise en deux types : le rayonnement en provenance des étoiles et le rayonnement cosmique galactique en provenance de la galaxie. Il se compose majoritairement de particules chargées mais contient aussi des particules neutres.

La Lune est soumise à deux types de rayonnements : le rayonnement cosmique galactique correspondant au flux de particules de hautes énergies circulant dans le milieu interstellaire et le rayonnement cosmique du Soleil qui correspond quant à lui aux particules de très hautes énergies éjectées lors des éruptions solaires. L'environnement lunaire, suite à sa proximité avec le Soleil est majoritairement dépendant de l'activité solaire. A ces deux premières sources doit donc s'ajouter la composante du vent solaire, flux de plasma émis par le Soleil composé en quantité égale d'ions et d'électrons. La Table 3.1 résume les énergies des particules incidentes ainsi que leur origine. En terme de flux, c'est la contribution du vent solaire qui est majeure. Les particules issues des autres rayonnements ont des flux plus faibles mais possèdent néanmoins des énergies beaucoup plus élevées.

#### 3.1.1 Influence du vent solaire

Le vent solaire est un flux de gaz ionisé (ions et électrons), macroscopiquement neutre. La composition de ce plasma est directement proportionnelle à la composition du Soleil et est donc majoritairement constitué d'hydrogène. D'après [Tonks et Langmuir, 1929], les rapports de masse et de vitesse entre les électrons permettent de considérer un plasma comme constitué d'électrons mobiles et d'ions "gelés".

Type	Vent solaire	Rayonnement cosmique solaire	Rayonnement cosmique galactique
Energie des noyaux	$\sim 0,3 - 3 \text{ keV/n}$	$\sim 1 \text{ to } > 100 \text{ MeV/n}$	$\sim 0,1 \text{ à } > 10 \text{ GeV/n}$
Energie des électrons	$\sim 1 - 100 \text{ eV}$	$< 0,1 \text{ to } 1 \text{ MeV}$	$\sim 0,1 \text{ to } > \text{ à GeV/n}$
Flux (protons. $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ )	$\sim 3.10^8$	$\sim 0 - 10^6$	2-4
Pénétration dans le sol lunaire	$< \mu\text{m}$	mm-cm	cm-m

TABLE 3.1 – Tableau récapitulatif des principales sources de rayonnements dans l’environnement lunaire. L’unité eV/n correspond à "électrons-volts par nucléon". Tableau issu de [Heiken *et al.*, 1991].

Lorsque ces particules approchent de la Lune, les électrons sont collectés par la surface qui se charge négativement. Ce déplacement de particules a pour effet de créer un champ électrique qui repousse les électrons du plasma et qui accélère les ions vers la surface. Cette séparation induit la non-neutralité de la zone. A l’équilibre, la charge de surface reste négative, cette dernière étant écrantée par la charge positive créée par les ions. Une gaine est alors formée. La distance d’écrantage de cette surface négative par la charge positive est caractérisée par la *longueur de Debye* qui se définit de la manière suivante :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (3.1)$$

avec  $\varepsilon_0$  représente la permittivité diélectrique du vide,  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T_e$  la température électronique,  $n_e$  la densité électronique et  $e$  la charge électrique. On estime qu’au-delà de cette longueur le plasma écran le potentiel d’une perturbation et qu’elle n’est donc plus ressentie. Il existe une zone précurseur à la gaine : la pré-gaine, qui permet d’accélérer les ions pour satisfaire au critère de Bohm. On considère dans cette zone la quasi-neutralité. Un schéma représentant l’évolution du potentiel électrique en fonction de la distance à la paroi est détaillé sur la Figure 3.1. On y observe une diminution très nette du potentiel plasma à l’approche de la pré-gaine puis dans la gaine, suite à la collection croissante d’électrons à la surface.

En 1994, le satellite WIND a montré que les densités du vent solaire mesurées dans le sillage de la Lune cette zone étaient 20 fois inférieures à celles mesurées avant d’entrer dans le sillage. Il a été conclu que, suite à la différence de vitesse entre la Lune et celle du vent solaire, la Lune absorbait les particules du côté jour et qu’un sillage apparaissait à l’arrière de la Lune, créant une cavité de densité beaucoup plus faible [Ogilvie *et al.*, 1996]. Cette cavité est en partie créée par les ions du vent solaire en régime supersonique. A l’inverse, les électrons du vent solaire cherchent à s’étendre dans cette cavité de plus faible densité. La différence de vitesse entre les électrons et les ions provoque une séparation des charges et l’apparition d’un champ électrique qui repousse les électrons les moins énergétiques et accélère les ions vers la cavité. Les trajectoires de ces particules suivent les lignes de champ magnétiques.

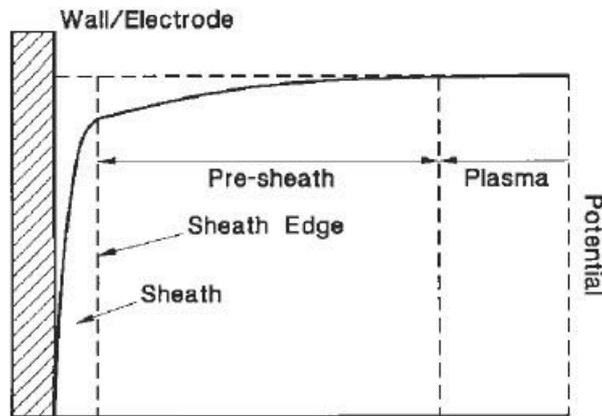


FIGURE 3.1 – Schéma présentant la transition du potentiel à l’interface plasma-paroi. Schéma issu de [BIRA-IASB, nd].

Enfin, d’après [Halekas *et al.*, 2005], la nature non-Maxwellienne des électrons du vent solaire provoque l’augmentation de la température électronique dans la cavité. Le courant dominant sur le côté nuit de la Lune devient donc celui d’électrons très énergétiques, ce qui va mener la surface à se charger encore plus négativement. D’après [Manka, 1973] et [Freeman et Ibrahim, 1975], le potentiel de surface à l’arrière de la Lune peut atteindre une valeur de -200 V. La Figure 3.2 schématise la collection de particules dans la cavité à l’arrière de la surface illuminée de la Lune.

### 3.1.2 Influence du rayonnement solaire

La lumière du Soleil reçue par le régolithe provoque le phénomène de photoémission, dérivant de l’effet photoélectrique. Cet effet désigne l’émission d’électrons par interaction de la matière avec la lumière et forme une deuxième contribution aux effets de charge à la surface de la Lune.

Parmi le rayonnement émis par le Soleil, ce sont les rayons UV qui à l’origine de la photoémission à la surface de la Lune ; les électrons arrachés sont alors appelés des photoélectrons. La lacune provoquée laisse donc une surface positivement chargée. Si la photoémission est le courant dominant à la surface, le flux d’électrons sortant laisse la surface illuminée de la Lune plus positivement chargée. La valeur du potentiel de surface de la Lune illuminée a été mesurée par l’instrument Apollo Lunar Surface Suprathermal Ion Detector Experiment (SIDE) et est de l’ordre de la dizaine de volts positifs [Freeman et Ibrahim, 1975]. La région frontière entre les côtés jour et nuit de la Lune s’appelle le *terminator*. Les calculs théoriques menés par [Manka, 1973] indiquent un potentiel de surface dans cette zone de l’ordre de - 40 V. Cependant, d’après [Freeman et Ibrahim, 1975], cette valeur est largement dépendante de la température électronique du vent solaire et pourrait donc être considérablement plus négative. La combinaison des différents processus (dont la concurrence entre la photoémission et le vent solaire) rend la détermination du potentiel complexe. Des mesures réalisées par SIDE ont néanmoins montré que le potentiel du terminator pouvait aller jusqu’à - 100 V. Enfin, des calculs utilisant l’expression de potentiel exprimé par [Chopra, 1961] statuent d’une valeur estimée à - 70 V pour un plasma stationnaire,

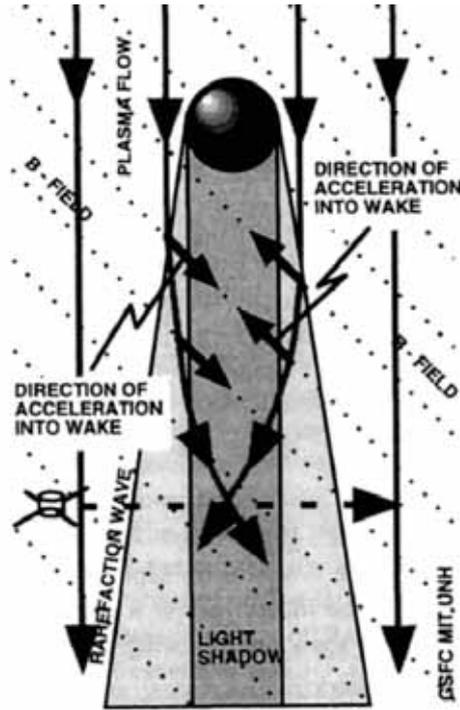


FIGURE 3.2 – Représentation de la cavité de faible densité sur la face opposée au vent solaire de la Lune. Dans le sillage, les trajectoires des particules chargées suivent les lignes de champ magnétiques (flèches noires). Image issue de [Ogilvie *et al.*, 1996].

considérant une température ionique et électronique de  $10^5$  et  $2.10^5$  K, soit environ 9 et 17 eV.

### 3.1.3 Bilan des courants chargeants à la surface de la Lune

Trois zones se distinguent sur la Lune : le côté jour, le côté nuit et la région frontière. Les potentiels associés ont été présentés précédemment. La valeur de ces potentiels résulte de l'équilibre obtenu entre les courants (ou densité de courants). Les phénomènes chargeants sont listés : densité de courant d'ions collectés  $j_{i,coll}$ , densité d'électrons collectés  $j_{e,coll}$  et densité de photoélectrons émis  $j_{ph,emis}$ . Il est possible de rajouter trois autres termes. En effet, lorsque les photoélectrons émis ne sont pas suffisamment énergétiques pour être absorbés par la gaine, ils sont recollectés par la surface. Il y a donc un premier terme  $j_{ph,recoll}$ . L'émission électronique secondaire, qui désigne l'émission d'électrons sous un flux d'électrons incidents est associée aux termes  $j_{sec,emis}$  et  $j_{sec,recoll}$ , correspondant respectivement aux électrons secondaires émis et recollectés. La Figure 3.3 présente le bilan des courants sur les différentes faces de la Lune ainsi que les courants associés. Les valeurs de longueur des gaines (*sheath*) sont aussi présentées.

Considérant tous les courants, le bilan s'écrit :

$$j_{i,coll} - j_{e,coll} + j_{ph,emis} - j_{ph,recoll} + j_{sec,emis} - j_{sec,recoll} = 0 \quad (3.2)$$

La Table 3.2 présente les densités de courant majoritaires en fonction de plusieurs zones à la surface de la Lune. L'appellation Term correspond à la zone du terminator. La photoémission a une valeur

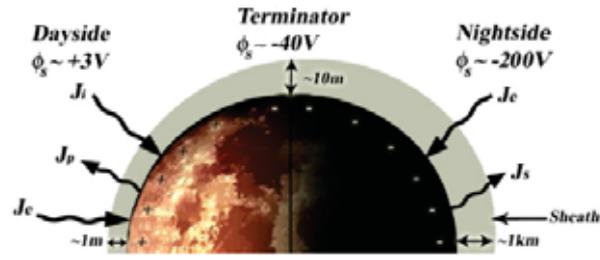


FIGURE 3.3 – Bilan des densités de courant chargeant sur les différentes faces de la Lune ainsi que les valeurs de potentiels obtenues. La densité de courant d’émission d’électrons secondaires  $J_s$  existe sur toutes les faces (ici uniquement représenté sur le côté nuit). Image issue de [Jackson *et al.*, 2015].

typique de  $4.10^{-6} \text{ A/m}^2$  [Jackson *et al.*, 2015]. Le courant d’électrons secondaires est non nul -bien que faible- dans les zones où la température électronique est plus élevée, c’est à dire là où les électrons sont les plus énergétiques. Sur les zones éclairées, ce courant est beaucoup plus faible et non considéré dans la Table 3.2. Les densités de courant ionique et électronique sont identiques sur les zones du terminator et de la nuit. Elles sont aussi très proches dans les zones de cratère, bien que la densité d’ions soit plus faible. [Jackson *et al.*, 2015] considère que les électrons peuvent avoir leurs trajectoires suffisamment défléchies pour atteindre cette zone. La formation d’une cavité par dépletion de la densité se retrouve cette fois-ci sur une échelle plus faible que celle créée dans le sillage de la Lune (voir la section 3.1.1).

Courant [ $\text{A/m}^2$ ]	Jour	Term	Nuit	Cratère (ombre)	Bord le plus éloigné du cratère
$\dot{j}_{i,coll}$	$3, 2.10^{-7}$	$3, 5.10^{-8}$	$4.10^{-10}$	$1, 6.10^{-11}$	$7, 5.10^{-9}$
$\dot{j}_{e,coll}$	$10^{-6}$	$3, 5.10^{-8}$	$4.10^{-10}$	$5, 1.10^{-10}$	$1, 6.10^{-8}$
$\dot{j}_{sec,emis}$	0	0	$4.10^{-11}$	$5, 1.10^{-10}$	$4.10^{-9}$
$\dot{j}_{ph,emis}$	$4.10^{-6}$	0	0	0	0

TABLE 3.2 – Tableau récapitulatif des densités de courants typiques sur plusieurs zones à la surface de la Lune. Tableau adapté de [Jackson *et al.*, 2015].

### 3.1.4 Influence de la topographie sur la charge de la Lune (charge mésoscopique)

De manière générale, lorsqu’un cratère est créé par impact, un rebord se forme autour de ce dernier. Si l’on considère ce cratère dans une zone polaire de la Lune (donc au moins en partie à l’ombre avec le vent solaire en incidence rasante), les phénomènes de charge à hauteur de l’impact vont être similaires au premier ordre à ceux identifiés sur la face arrière de la Lune. Une cavité de densité plus faible mais de température électronique plus élevée se crée juste au niveau du rebord, formant une région de charge d’espace négative provoquant la charge négative de la surface. Les ions plus massifs ne sont pas aussi rapides et la séparation des charges provoquée crée un champ électrique au dessus du rebord du cratère. La trajectoire des ions est alors défléchiée et dirigée vers le cratère. Le potentiel final du cratère

est alors plus positif que celui du rebord par collection plus importante d'ions. La Figure 3.4 schématise la charge d'un cratère autour du rebord.

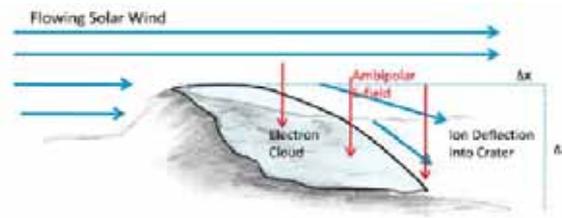


FIGURE 3.4 – Schéma illustrant la déflexion des ions vers un cratère, où un nuage d'électrons se crée au niveau du rebord, chargeant très négativement ce dernier. Schéma issu de [Farrell *et al.*, 2010].

Le cratère dit de Shoemaker, situé au pôle Sud de la Lune, a été cartographié grâce à l'instrument Goldstone [Margot *et al.*, 1999]. Des simulations numériques ont été réalisées par [Farrell *et al.*, 2010] afin de valider l'hypothèse de la création de zones très négatives autour du rebord du cratère et de la déflexion du vent solaire vers ledit cratère, créant un potentiel moins négatif. La Figure 3.5 présente les résultats de simulations. La courbe *Crater Topo Profile* correspond à la topographie de surface du cratère, l'axe de droite correspondant à la profondeur de ce dernier. Les potentiels estimés sont définis sur l'axe de gauche. Les paramètres d'entrée pour le vent solaire sont les suivants : vitesse de 400 km/s avec un angle d'incidence de  $90^\circ$  en provenance de l'ouest (partie gauche de la courbe). Les électrons ont une densité de  $5/cm^3$  et une température de 10 eV.

On distingue trois zones sur le panneau du haut : autour du cratère (*topside*), la zone juste après le rebord (*leeward edge* ou "côté sous le vent") qui débute à une distance  $x = 18,6$  km et le fond du cratère (*far edge*) aux environs de  $x = 50$  km. Le tour du cratère est considéré à l'ombre et uniquement soumis au vent solaire, le potentiel de surface est alors d'environ -45 V. D'après [Jackson *et al.*, 2011], la densité de courant ionique reçue dans cette zone est comprise entre 10 et 40 nA/m<sup>2</sup>. A partir de la distance  $x = 18,6$  km, on rentre dans la zone sous le vent. Ici, le potentiel devient très négatif (de l'ordre de -90 V) car la densité de courant ionique perd trois ordres de grandeurs entre le contour et le rebord. Cela est dû au fait que les ions n'arrivent pas atteindre cette zone du fait de leur régime supersonique. Cette partie se charge alors uniquement par collection d'électrons très énergétiques. Cela est visible au bas de la Figure 3.5 où l'on voit la densité de courant d'ions reçue le long du cratère passer brutalement de  $10^{-8}$  à  $10^{-10}$  A/m<sup>2</sup>. Les ions finissent tout de même par être collectés à la surface du cratère : entre 20 et 70 km la densité de courant passe de  $10^{-10}$  à quasiment  $10^{-7}$  nA/m<sup>2</sup>. Cela explique le gradient de potentiel observé sur le haut de la Figure 3.5 où sur la même zone le potentiel passe de -90 à -45 V et retrouve ainsi le potentiel de surface autour du cratère.

Supposant les électrons en équilibre de Boltzmann, le potentiel  $\phi$  d'une surface à l'ombre soumise à un flux maxwellien d'ions et d'électrons s'écrit [Manka, 1973] :

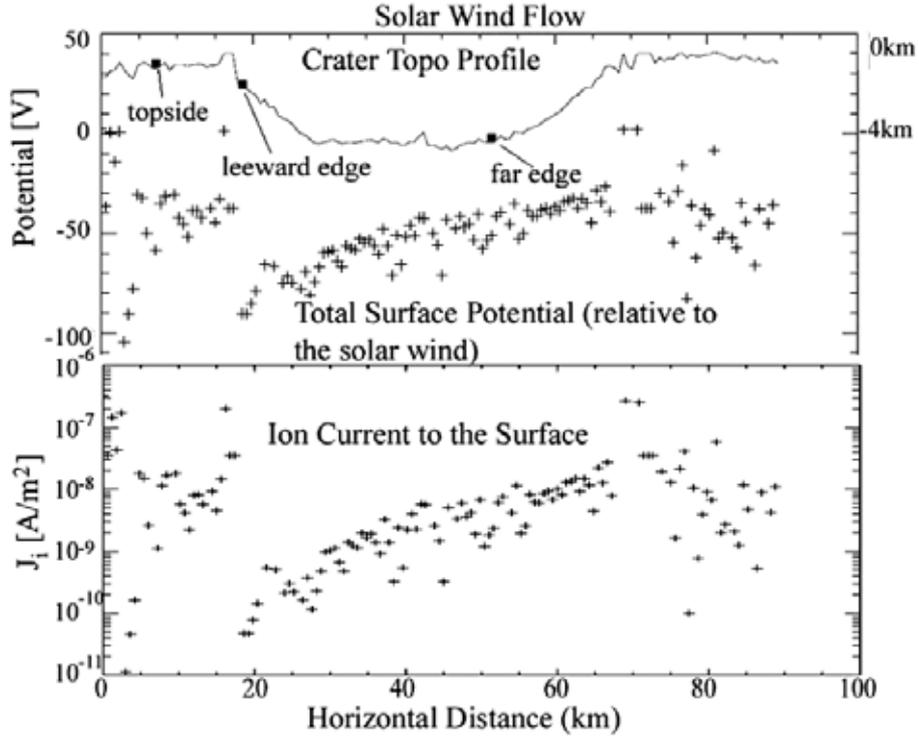


FIGURE 3.5 – En haut, topographie de surface du cratère de Shoemaker avec le potentiel simulé (gauche) et la profondeur du cratère (droite) en fonction de la distance. En bas, la densité d’ions collecté suivant la topographie. Courbes issues de [Jackson *et al.*, 2011].

$$j_e(1 - \delta_e) \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right) - j_i = 0 \quad (3.3)$$

$$\Rightarrow \ln\left(\frac{j_e(1 - \delta_e)}{j_i}\right) = \frac{e\phi}{k_B T_e} \quad (3.4)$$

$$e\phi = -k_B T_e \ln\left(\frac{j_e(1 - \delta_e)}{j_i}\right) \quad (3.5)$$

avec  $e$  la charge élémentaire,  $T_e$  la température électronique (ici 10 eV),  $j_e$  et  $j_i$  les densités de courants des électrons et des ions du vent solaires, respectivement et  $\delta_e$  le rendement d’énergie électronique secondaire. Dans la partie après le rebord du cratère, protégée du vent, le ratio entre le courant d’électrons et d’ions est le plus faible, d’après la Table 3.2. C’est donc dans cette zone, suivant l’équation 3.5 que le potentiel de surface final est le plus négatif. Dans l’hypothèse où le courant d’ions deviendrait cette fois-ci négligeable devant celle des électrons,  $\phi \rightarrow -\infty$ . Cette hypothèse n’est pas réaliste, il faut qu’une autre source de courant qui puisse contrebalancer la charge accumulée. Dans un premier temps, c’est l’émission électronique secondaire qui a été suggérée, mais [Farrell *et al.*, 2010] a proposé que ce courant soit porté par des grains de poussières. Ces derniers portent un potentiel similaire à celui du fond du cratère et sont donc négativement chargés. D’après [Stubbs *et al.*, 2006], le champ électrique régnant sur cette partie du cratère peut être suffisamment élevé pour décoller des

grains. Cela pourrait être ce déplacement qui générerait un courant de charge négative mais de sens opposé à celui des électrons incidents. Il jouerait donc un rôle similaire à celui des ions dans d'autres zones du cratère où l'équilibre est atteint. La Figure 3.6 schématise ce nouveau courant qui expliquerait pourquoi le potentiel atteint au fond du cratère reste dans des limites raisonnables.

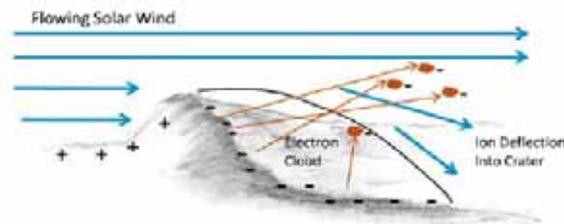


FIGURE 3.6 – Schéma illustrant le décollement de grains de poussières négativement chargés qui auraient le même rôle que le courant d'ions et permettrait au potentiel sur le rebord du cratère d'atteindre l'équilibre. Schéma issu de [Farrell *et al.*, 2010].

Cette hypothèse de déplacement de grains négativement chargés fait aussi suite aux observations menées par l'équipage de la mission Apollo 17 lors de l'expérience Lunar Ejecta and Meteorites (LEAM) [Berg *et al.*, 1976]. Des grains de poussières électrostatiquement décollés ont été observés dans la vallée Taurus-Littrow lors de périodes non éclairées.

L'influence de l'angle d'incidence du vent solaire et de la photoémission a aussi été étudié par [Farrell *et al.*, 2010]. Dans ce cas, les deux flux sont supposés unidirectionnels. Le cratère étudié est le cratère de Shackleton, au sud du cratère de Shoemaker. Les angles d'incidence étudiés sont de  $90^\circ$ ,  $88^\circ$  et  $80^\circ$  en provenance de l'ouest, ce dernier cas illustrant une configuration extrême, le Soleil n'illuminant pas réellement cette région du pôle sud lunaire avec cet angle. L'étude montre qu'avec l'augmentation de l'angle d'incidence, les courants dominants sont ceux de la photoémission. Les potentiels de surface sont donc positifs au Soleil. L'augmentation de l'angle d'incidence diminue l'aire des zones d'ombre qui se retrouvent sur le côté des cratères opposé au vent. C'est aussi sur ces zones que l'on observe les potentiels de surface les plus négatifs, avec des valeurs avoisinant les  $-50$  V.

Un travail similaire a été réalisé par [Poppe *et al.*, 2012] puis par M. Sébastien Hess avec le logiciel SPIS. La Figure 3.7 présente l'influence de l'incidence du vent solaire sur les potentiels de surface obtenus sur un cratère. Le vent solaire simulé à une vitesse de  $400$  km/s en provenance de l'est, une température ionique et électronique de  $10$  eV et une densité de  $7$  particules/cm<sup>3</sup>. Lorsque l'incidence est de  $0^\circ$ , tous les potentiels sont positifs, la photoémission devenant la source de courant principale. Au fur et à mesure que l'angle d'incidence augmente, la surface où le potentiel est positif diminue, au profit de l'apparition d'une surface de potentiel négatif sur le côté opposé au vent.

### 3.1.5 Charge d'un astronaute

[Farrell *et al.*, 2008] s'est intéressé au potentiel que pouvait acquérir un rover ou encore un astronaute en mouvement à la surface de la Lune. D'après l'auteur, ces derniers se chargent principalement par tribocharging (voir Chapitre 2), à la différence du régolithe qui se charge par collection de courants.

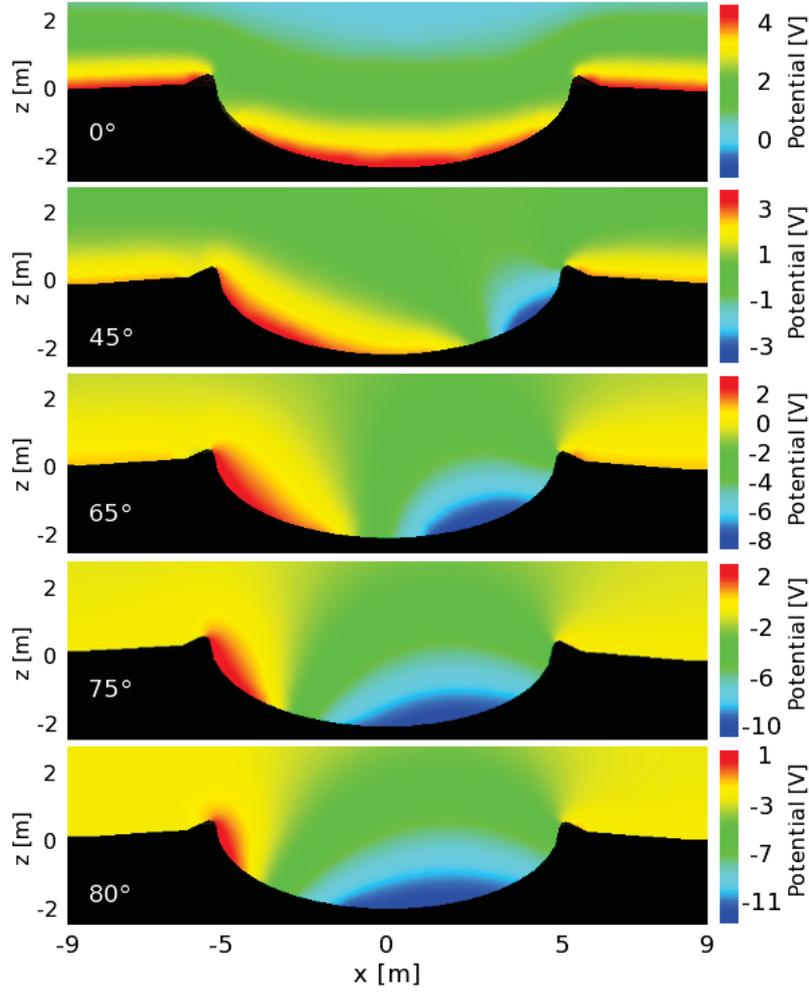


FIGURE 3.7 – Evolution des potentiels de surface sur un cratère en fonction de l'angle d'incidence du vent solaire. Pour les angles d'incidence supérieurs à  $0^\circ$ , le vent provient de la droite.

Le système chargeant est ici modélisé par un condensateur de capacité  $C$ . Il existe deux moyens de décharger le condensateur : soit par le régolithe soit par le plasma ambiant. Le régolithe est modélisé par une résistance  $R_g$  très importante et le plasma ambiant par un courant  $I_{amb}$ . Le circuit électrique équivalent est présenté sur la Figure 3.8.

L'équation associée au circuit est donnée par [Farrell *et al.*, 2007] :

$$C \frac{d\Phi_{obj}}{dt} = j_e(1 - \delta) \exp\left(\frac{e\Phi_{obj}}{k_B T_e}\right) A - j_i \frac{A}{2} - C \frac{\Phi_{obj}}{\tau_R} + S(t) \quad (3.6)$$

où  $\Phi_{obj}$  désigne le potentiel de l'objet considéré (astronaute, rover...),  $j_e$  et  $j_i$  les courants chargeants du vent solaire,  $A$  l'aire sur laquelle le courant est collecté,  $C$  la capacité de l'objet et  $\tau_R$  le temps de dissipation de la charge. Le terme  $S$  correspond à la charge acquise par effet triboélectrique et dépend du temps : plus l'astronaute marche, plus il accumule de la charge. L'expression de cet effet est donné par l'équation 3.7. On considère que lorsque le mouvement cesse, l'échange de charges entre le sol et l'astronaute s'arrête. Le coefficient  $n_{pas}$  correspond au nombre de pas que réalise l'astronaute et  $\Delta t$  à

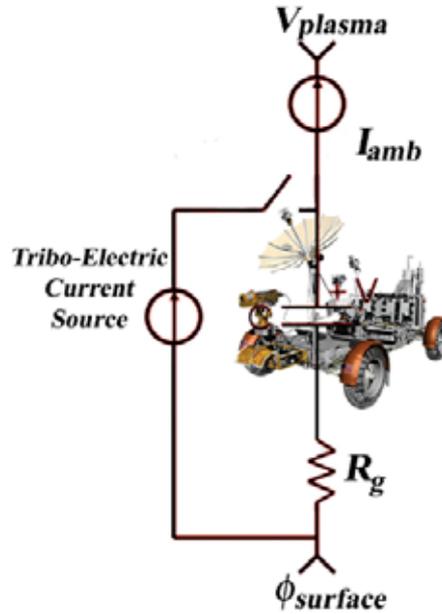


FIGURE 3.8 – Circuit équivalent de la charge d’un objet (ici, un rover). Ce dernier est modélisé par un condensateur. Schéma issu de [Farrell *et al.*, 2007].

l’intervalle de temps entre chaque pas.

$$S(t) = \Phi_0 C \delta(t - n_{pas}\Delta t) \text{ avec } n_{pas} = 1, 2, 3... \quad (3.7)$$

$\Phi_0$  est le potentiel supplémentaire acquis par tribocharging. On considère ici que la fonction  $\delta$  est égale à 1 lorsque  $t = n_{pas}\Delta t$ . Dans le cas contraire ( $t \neq n_{pas}\Delta t$ ), elle est nulle. Lorsque l’astronaute marche dans une région ensoleillée, le courant dominant est celui du vent solaire et la charge accumulée à chaque pas est rapidement évacuée par le plasma ambiant et le potentiel retourne rapidement à l’équilibre. Cependant, il a été vu que dans certaines régions des pôles ou des cratères une baisse considérable du flux d’ions. Ainsi, lorsque l’astronaute marche dans ces zones, il accumule une grande quantité de charge qui ne peut pas être dissipée par les courants ambiants. De plus, la conductivité du régolithe à l’ombre est très faible (voir en section 3.4.2.3) et la dissipation de la charge par ce dernier est quasiment nulle. Des simulations réalisées par [Jackson *et al.*, 2011] ont montré que l’astronaute pouvait accumuler en trente secondes suffisamment de charges pour atteindre un potentiel de -1000 V. Il est évident que de tels gradients de potentiels augmentent les risques électriques tels que les ESD (décharge électrostatique apparaissant entre deux objets aux potentiels électriques différents), qui peuvent à leur tour provoquer des dégâts sur le matériel embarqué.

Afin d’éviter l’accumulation de charges par effet triboélectrique, [Jackson *et al.*, 2011] conclut deux choses. La première est de chercher à maximiser l’aire de collection  $A$  des courants du vent solaire afin de favoriser le retour à l’équilibre. La deuxième conclusion repose sur la limitation de l’effet triboélectrique. Il a été vu Chapitre 2 qu’une faible différence de travail de sortie entre deux matériaux limitait l’échange de charge par effet triboélectrique. Une étude menée par [Sternovsky *et al.*, 2002] concluait que le travail de sortie du simulant martien JSC-Mars-1 était très proche de celui du platine. [Jackson *et al.*, 2011]

conclut que les matériaux adéquats pour former les semelles des chaussures des astronautes sont des métaux terrestres tels que le calcium ou encore le magnésium. On privilégie par ailleurs les matériaux conducteurs afin d'assurer une meilleure répartition des charges le long de la combinaison.

Les phénomènes chargeants à la surface de la Lune ont été détaillés dans cette première partie. Les potentiels de surface sont obtenus par l'équilibre entre les différents courants existants. D'un côté, la collection du vent solaire sur la Lune charge négativement sa surface par collection d'électrons plus rapides que les ions. Le phénomène du sillage provoqué par le vent solaire amplifie la collection d'électrons négatifs à l'arrière de la Lune. Sur le côté jour, la charge négative est supplantée par le phénomène de photoémission, où des électrons sont arrachés sous l'influence du rayonnement solaire (plus particulièrement les UV). On peut donc séparer la Lune en deux zones distinctes : le côté illuminé positivement chargé et le côté non-illuminé négativement chargé. Une troisième zone, mitoyenne des deux favorise l'apparition de déplacement de grains de poussières chargés, détaillés dans [Champlain, 2016]. Ces effets de charges, décrits à l'échelle de la Lune ont aussi été retrouvés à plus petite échelle, comme vu avec les cratères de Shoemaker et Shackleton. De nouveau, à des échelles beaucoup plus petites, la topographie de surface fait apparaître des champs électriques qui peuvent être suffisamment forts pour créer des zones de charges très négatives qui peuvent être à l'origine du déplacement de grains de régolithe.

Les missions Apollo se sont toutes cantonnées à des zones illuminées de la Lune, afin de bénéficier de l'énergie solaire. Les missions futures chercheront désormais à explorer des endroits moins accueillants (entre autres sur le côté nuit). Le choix de l'emplacement de l'alunissage ou encore des instruments embarqués devra donc être fait en connaissance des effets de charge estimés dans ces nouvelles zones.

## 3.2 Charge microscopique d'un grain

### 3.2.1 Modèle de patches de charge

La section précédente décrit les phénomènes de charge de manière macroscopique et mésoscopique et conclut que le régolithe se charge négativement lorsqu'il est à l'ombre et positivement lorsqu'il est au Soleil. Par extension, et encore très récemment, un grain unique de régolithe était supposé porter une charge relativement uniforme en fonction de sa position. On parle alors de "*shared charge model*". Il a tout de même été vu que d'après [Soltani et Ahmadi, 1999] dans le Chapitre 2 que la charge pouvait rester majoritairement stockée dans les irrégularités des particules. La Figure 3.9 rappelle l'environnement ainsi que les forces auxquelles est soumise une particule. On retrouve les forces d'adhésions attractives telles que la force de gravité ainsi que la force de Van der Waals. En combinant le champ électrique créé dans la gaine orienté vers la surface et un grain négativement chargé, la force de Coulomb  $qE$  favorise le décollement de la particule. La force de répulsion électrostatique entre particules de même signe (non représentée ici) est aussi à prendre en compte et participe également au décollement.

La charge portée par une poussière sphérique est alors définie par [Flanagan et Goree, 2006] comme étant la charge portée par un condensateur de rayon  $r$ . La charge totale portée est alors égale à  $Q = C_{sphere}\phi$ , avec  $C_{sphere}$  la capacité d'une sphère dans le vide définie par  $4\pi\epsilon_0 r$  et  $V$  le potentiel tel

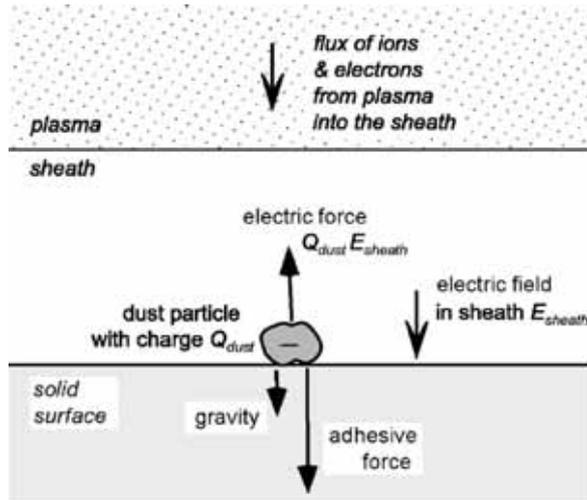


FIGURE 3.9 – Schéma illustrant l’environnement ainsi que les forces auxquelles est soumise une particule de régolithe. Schéma issu [Flanagan et Goree, 2006].

que  $\phi = rE$ , avec  $E$  le champ électrique. La charge devient :

$$Q = 4\pi\epsilon_0 r^2 E \quad (3.8)$$

Des expériences de décollement électrostatique de particules ont été réalisées par [Wang *et al.*, 2016] et [Necmi Cihan Örgür *et al.*, 2018] et ont permis l’observation de décollement d’agrégats de simulants de régolithe martien. Néanmoins, aucun calcul de charge et de force appliquées à une particule ne permet de justifier des décollements de régolithe observés (sur Terre ou sur la Lune). Sans même prendre en compte la force de Van der Waals, la force de gravité seule supprime complètement les forces électrostatiques. La Table 3.3 présente les valeurs de forces estimées suivant le *shared charge model* sur Terre et sur la Lune par [Wang *et al.*, 2016]. Les rapports de forces entre les forces électrostatiques et la force de gravité sont de l’ordre de  $10^{-2}$  sur Terre et  $10^{-7}$  sur la Lune. Les forces électrostatiques et donc la charge semblent être sous-estimées.

Paramètres	Laboratoire	Lune (côté jour)
$Q$ [C]	$1,7 \cdot 10^{-16}$	$6,9 \cdot 10^{-21}$
$F_e$ [N]	$1,7 \cdot 10^{-12}$	$2,8 \cdot 10^{-19}$
$F_c$ [N]	$4,3 \cdot 10^{-13}$	$6,9 \cdot 10^{-20}$
$F_G$ [N]	$1,5 \cdot 10^{-10}$	$2,5 \cdot 10^{-12}$

TABLE 3.3 – Valeurs de forces estimées pour une particule soumise à des flux chargeants suivant le modèle de charge uniforme *shared charge model* sur Terre et sur la Lune. Tableau adapté de [Wang *et al.*, 2016].

En 2016, [Wang *et al.*, 2016] a proposé un modèle prenant en compte la géométrie d'une couche de poussière. La géométrie proposée prend en considération les interstices présents entre les différentes couches de poussière (voir la Figure 3.10). La couche supérieure est directement soumise soit au flux d'UV soit au vent solaire. Le potentiel résultant est alors positif dans le premier cas et négatif dans le deuxième. Lorsque le rayonnement et les particules passent dans les interstices et atteignent la deuxième couche, des photoélectrons ou des électrons secondaires sont émis. Ces derniers sont recollectés par les surfaces avoisinantes, dont le bas de la couche supérieure de poussière. La zone émettrice d'électrons de la couche inférieure acquiert donc une valeur de potentiel similaire à celui du haut de la couche supérieure. La zone réceptrice d'électrons atteint quant à elle une valeur plus négative. Dans son modèle, [Wang *et al.*, 2016] considère que les poussières sont isolantes. Pour les poussières du haut de la couche, il y a donc établissement de deux patchs de charge de valeurs différentes. Plus spécifiquement, lorsque la poussière est soumise à un flux UV, le haut de la couche est chargé positivement et le bas négativement. La Figure 3.10 schématise les patchs de charges acquis sur les deux premières couches de poussières après interaction avec leur environnement. Le patch bleu est associé à un potentiel  $\Phi_b$  (ainsi qu'une charge  $Q_b$ ) et le patch rouge à un potentiel  $\Phi_r$  (charge négative  $Q_r$ ). Par opposition au modèle *shared charge model* de [Flanagan et Goree, 2006] qui considèrerait les poussières uniformément chargées, ce deuxième modèle est appelé "*patched charge model*".

La question qui se pose désormais est l'estimation de la charge  $Q$  portée par une poussière du haut de la couche, qui est plus susceptible d'être décollée électrostatiquement. Pour cela, l'auteur compare d'abord le champ électrique  $E$  dans la gaine à celui dans l'interstice de la couche de poussière (entre les patchs bleu et rouge). Par définition, le champ électrique  $E$  dans la gaine est proportionnel à la différence de potentiel entre le potentiel  $\Phi_b$  sur la poussière et le potentiel  $\Phi_p$  du plasma au niveau de la gaine de telle sorte que  $E \sim \frac{\Phi_b - \Phi_p}{\lambda_D}$ , avec  $\lambda_D$  la longueur de Debye. De la même manière, le champ  $E_i$  dans l'interstice est d'environ  $\frac{\Phi_r - \Phi_b}{r}$ . On considère ici que la distance entre les deux patchs est proche de la valeur du rayon d'une particule. La valeur de chaque champ électrique calculée est alors réinjectée dans l'équation 3.8. Or d'après [Flanagan et Goree, 2006], la longueur de Debye est souvent supérieure au rayon d'une particule. Par comparaison des champs électriques et considérant que  $\Phi_b - \Phi_p$  et  $\Phi_r - \Phi_b$  sont du même ordre de grandeur, on obtient  $E_i > E$ . La charge électrique d'un grain de la couche supérieure est donc majoritairement dépendante du champ électrique à l'intérieur des interstices. On obtient ainsi :

$$Q \sim Q_r = 4\pi\epsilon_0 r (\Phi_r - \Phi_b) \quad (3.9)$$

Avec cette approximation et ce modèle, un grain de poussière de la couche supérieure soumis à un flux d'UV possède une charge négative créée par la collection des photoélectrons émis de la couche inférieure.

Des estimations des patchs de charge d'une poussière ont été réalisées afin de valider l'hypothèse du *patched charge model*. Le dispositif mis en place est le suivant : deux disques conducteurs séparés d'un isolant sont placés 3 mm au dessus d'une plaque conductrice (voir la Figure 3.11). Les deux disques

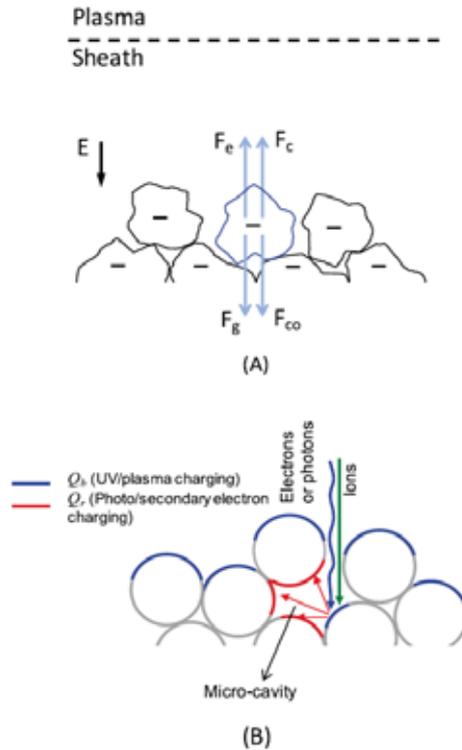


FIGURE 3.10 – En haut, illustration des forces s’appliquant sur une poussière sous environnement spatial. La force de gravité  $F_g$  ainsi que la force de cohésion  $F_{co}$  (Van der Waals) favorisent l’adhésion. Les forces d’origines électrostatiques  $F_e$  et  $F_c$  (Coulomb et répulsion électrostatique) sont quant à elles orientées dans le sens opposé. En bas, illustration du *patched charge model* où une même poussière peut acquérir des zones à la fois positivement et négativement chargées. Illustration issue [Wang *et al.*, 2016].

simulent les faces du dessus et du dessous d’une poussière de la couche supérieure. Le disque du dessus (*top probe*) simule la partie de la poussière soumise au flux chargeant ( $\Phi_b$ ), le disque du dessous (*bottom probe*) simule la partie basse de la même particule qui collecte les électrons émis par la plaque ( $\Phi_r$ ). Cette dernière est soumise elle aussi au flux chargeant et prend un potentiel similaire à celui de la *top probe*. Le dispositif expérimental est tour à tour irradié avec des UV, un faisceau d’électrons et un plasma associé à un faisceau d’électrons. Le potentiel des deux disques ainsi que celui de la plaque conductrice est mesuré lorsque l’interrupteur du circuit électrique détaillé est fermé.

La différence de potentiel obtenue entre la *bottom probe* et la plaque conductrice assimilées à  $\Phi_r - \Phi_b$  est de - 2,5 V, -22 V et -12 V lors des irradiations par UV, faisceau d’électrons et plasma avec faisceau d’électrons, respectivement. Le canon à électrons utilisé à une énergie de 120 eV et le plasma une température de 2 eV. La lampe UV émet des photons de 7,2 eV. Les photoélectrons émis possèdent une énergie de 0,3 eV et les électrons secondaires 3 eV. La valeur de la charge d’une particule sphérique est ensuite calculée grâce à l’équation 3.9. Les valeurs de forces sont ensuite déterminées. Toutes les données obtenues sont présentées dans la Table 3.4.

On observe bien une valeur de  $Q_r$  beaucoup plus élevée de  $Q_b$ , ce qui va dans le sens du modèle développé. De la même manière, l’estimation de  $Q_r$  est  $10^6$  fois plus élevée que dans la précédente estimation proposée dans de la Table 3.3. Une expérience non détaillée dans ce manuscrit a mis en

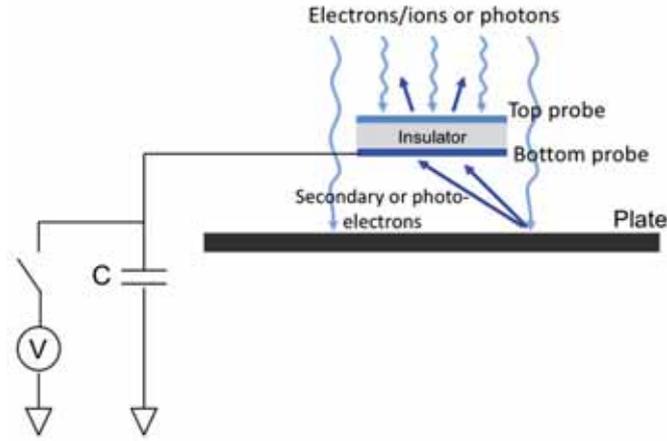


FIGURE 3.11 – Dispositif expérimental utilisé pour évaluer les charges  $Q_r$  et  $Q_b$  d'une particule diélectrique. Schéma issu [Wang *et al.*, 2016].

Paramètre	UV	Faisceau d'électrons	Plasma et faisceau d'électrons
$E$ [V/m]	$10^2$	$8 \cdot 10^3$	$10^3$
$R$ [ $\mu\text{m}$ ]	8	18,5	18,5
$\Phi_r - \Phi_b$ [V]	- 2,5	- 22	- 12
$Q_b$ [C]	$5,5 \cdot 10^{-19}$	$2,3 \cdot 10^{-16}$	$2,8 \cdot 10^{-17}$
$Q_r$ [C]	$1,4 \cdot 10^{-15}$	$2,8 \cdot 10^{-14}$	$1,5 \cdot 10^{-14}$
$F_e$ [N]	$1,4 \cdot 10^{-13}$	$2,2 \cdot 10^{-10}$	$1,5 \cdot 10^{-11}$
$F_c$ [N]	$4,3 \cdot 10^{-11}$	$3,5 \cdot 10^{-9}$	$10^{-9}$
$F_G$ [N]	$4 \cdot 10^{-11}$	$4,9 \cdot 10^{-10}$	$4,9 \cdot 10^{-10}$
$F_{VdW}$ [N]	$4,4 \cdot 10^{-9}$	$9,9 \cdot 10^{-9}$	$9,9 \cdot 10^{-9}$
$\frac{F_G + F_{VdW}}{F_e + F_c}$	$\sim 100$	$\sim 3$	$\sim 10$

TABLE 3.4 – Valeurs de forces estimées avec le *patched charge model* associées à la Figure 3.10. Tableau adapté de [Wang *et al.*, 2016].

évidence le déplacement électrostatiques de simulants martien sous les trois mêmes configurations étudiées avec le dispositif des deux plaques conductrices. C'est le rayon moyen des particules décollées qui a été choisi pour le calcul de la charge et la force. Le champ électrique  $E$  utilisé est celui de la gaine. Les écarts entre les différentes forces sont désormais moindres. La force estimée dans le cas d'une irradiation UV seule ne semble toujours pas suffisante pour permettre le décollement des particules, le ratio des forces étant d'environ 100 (dernière ligne de la Table 3.4). Cependant, pour l'irradiation avec

un faisceau d'électrons seuls ou avec le plasma et le faisceau d'électrons, ce ratio est respectivement réduit à 3 et 10. La justification désormais proposée par les auteurs pour expliquer le décollement observé expérimentalement repose sur une surestimation de la force d'adhésion  $F_{VdW}$ .

Le nouveau modèle semble donc proposer une estimation de la charge et des forces plus réaliste que le précédent modèle de charge uniforme dans une particule. Les expériences de décollement de poussières sous environnement spatial réalisées par [Wang *et al.*, 2016] ont aussi mis en évidence le décollement d'agrégats (de taille maximale 140  $\mu\text{m}$ ), environ 3 fois plus gros que la taille de grains individuels. D'après l'auteur, les structures poreuses font apparaître des forces de cohésion interparticulaires entre les grains (patches de charges de signes opposés très proches). Les petites particules s'aggloméreraient ainsi plus facilement entre elles avant d'être électrostatiquement décollées. Inversement, cela sous-entend que des forces répulsives doivent aussi apparaître afin de faciliter le décollement des agrégats. Ce résultat donne aussi une nouvelle indication concernant la très grande amplitude des valeurs possibles des forces d'adhésion pour des particules de formes irrégulières. Des processus similaires ont été observés sur des comètes et autre corps célestes où des agrégats semblent plus prompts à décoller que des particules individuelles [Schulz *et al.*, 2015], [Patel, 2019] et [Nichols, 2019].

### 3.2.2 Simulations numériques

Les sections suivantes 3.2.2.1, 3.2.2.2, 3.2.2.3 et 3.2.2.4 font une synthèse des simulations numériques réalisées par [Zimmerman *et al.*, 2016]. Le modèle développé évalue l'établissement du champ électrique à l'intérieur d'une couche de poussière. Les paramètres plasma utilisés sont détaillés dans la Table 7.2. Tous les résultats sont présentés pour  $t = 10$  secondes.

	Photoélectrons	Electrons	Ions
Longueur de Debye [m]	1	15	15
Vitesse [m/s]	$6,5 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^5$
Energie [eV]	1	10	$10^3$
Densité de courant [ $\text{A}/\text{m}^2$ ]	$4 \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-7}$
Densité [ $\#/ \text{m}^3$ ]	$10^8$	$5 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^6$

TABLE 3.5 – Paramètres du plasma utilisés dans les simulations réalisées par [Zimmerman *et al.*, 2016].

La géométrie simule l'empilement de grains de 100  $\mu\text{m}$  de rayon séparés d'une distance de 1/10 du rayon du grain. La conduction de charge n'est pas prise en compte, mais le grains simulés possèdent une conductivité volumique de  $10^{-13}$  S/m.

#### 3.2.2.1 Prise en compte de la photoémission uniquement

Dans un premier temps, le phénomène de photoémission seul est pris en compte. Les grains sont sur le côté jour de la Lune et sont éclairés par une source lumineuse avec un angle d'incidence de  $45^\circ$ . La

Figure 3.12 présente le "facteur d'illumination" dont la valeur varie entre 0 et 1. Lorsque ce facteur est égal à 0, cela signifie que la zone est à l'ombre. Les grains présentent des zones d'illumination d'intensité variable, autant sur la première que la deuxième couche. La photoémission s'effectue sur de faibles surfaces sur la deuxième couche.

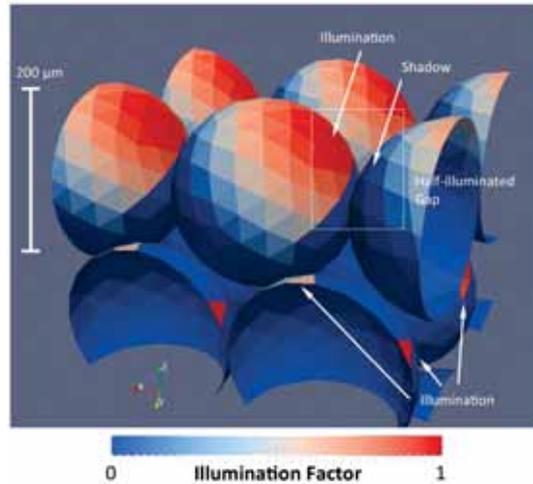


FIGURE 3.12 – Facteur d'illumination obtenu après illumination d'une couche de poussière. La valeur à 1 correspond aux zones éclairées tandis que la valeur à 0 correspond aux zones à l'ombre. L'illumination atteint bien les couches inférieures. Schéma issu [Wang *et al.*, 2016].

La Figure 3.13a présente les valeurs de charge de surface ainsi que le champ électrique entre grains à  $t = 10$  secondes. Sur un même grain de la première couche, les zones éclairées portent une charge positive de l'ordre de  $0,5 \mu\text{C}/\text{m}^2$ . Les zones non éclairées portent quant à elles une charge négative de  $-0,5 \mu\text{C}/\text{m}^2$ , ce qui correspond à la collection de photoélectrons émis par la deuxième couche. Malgré les fortes variations de charge entre les grains, la charge totale accumulée par un grain dans ces simulations est nulle. Dans un scénario plus réaliste, des photoélectrons devraient s'échapper et ainsi augmenter le potentiel de surface (et donc la charge). Dans ces conditions et reprenant les notations  $Q_r$  et  $Q_b$  de [Wang *et al.*, 2016], on a  $|Q_r| = -|Q_b|$  (et non pas  $Q_r \gg Q_b$ ). Les estimations de force peuvent donc être modifiées. La charge d'un grain de la deuxième couche est majoritairement négative, avec de petits patches de charges positives. Le champ électrique à la surface de deux grains se faisant face entre la première et deuxième couche atteint une valeur supérieure à  $2.10^5 \text{ V}/\text{m}$ .

La force électrostatique estimée par [Zimmerman *et al.*, 2016] dans cette configuration prend uniquement en compte les répulsions électrostatiques entre deux grains. Sa valeur est de  $10^{-12} \text{ N}$ , estimée  $10^7$  fois trop faible pour supplanter la force de gravité et de cohésion dont le total fait environ  $10^{-5} \text{ N}$ . Cette force est dirigée vers le haut, dans la direction du flux lumineux. La force de répulsion coulombienne précédemment estimée par [Wang *et al.*, 2016] est 40 fois supérieure.

### 3.2.2.2 Prise en compte du vent solaire uniquement

De la même manière, de nouvelles simulations ont été réalisées avec cette fois-ci uniquement le vent solaire comme phénomène chargeant. Le flux d'ions -considérés monoénergétiques- est incliné à  $45^\circ$  et

a une vitesse de dérive  $v_{sw} = 4.10^5$  m/s. Les électrons sont injectés suivant une distribution isotrope de vitesse thermique  $v_{the} = 1,4.10^6$  m/s et orientés suivant l'axe Z uniquement. Les résultats de simulation sont présentés sur la Figure 3.13b. Pour un grain de la première couche, des patchs de charge positifs apparaissent aux endroits où les ions sont directement incidents. Le reste du grain se charge négativement par les électrons. La charge de surface varie entre  $\pm 2 \mu\text{C}/\text{m}^2$ . Les ions et les électrons atteignent aussi la deuxième couche et des patchs apparaissent aussi. Des champs électriques de l'ordre de  $10^5$  V/m ont été simulés, bien que certains dépassent les  $10^6$  V/m entre la première et deuxième couche. Dans cette configuration, la force électrostatique est dirigée dans le sens du flux lumineux, mais orientée vers le bas. Elle a donc tendance à favoriser l'adhésion du grain. La valeur estimée est  $10^{-9}$  N.

### 3.2.2.3 Cumul de la photoémission et du vent solaire

Les résultats obtenus présentés sur la Figure 3.13c combinent les deux effets précédemment discutés. Les patchs positifs coïncident avec l'éclairage à  $45^\circ$  et sont dominés par la photoémission. Le reste du grain est chargé négativement par collection d'électrons. Les valeurs de charge de surface et de champ électrique sont les mêmes que ceux obtenus par la photoémission seule. Une nouvelle fois, les forces ne permettent pas de décoller les grains électrostatiquement.

Les transferts de charges entre grains (photoélectrons et électrons secondaires) associés à l'accumulation de charges en provenance du vent solaire pourraient conduire à l'établissement de champ électriques très forts à l'intérieur de la couche de poussière ( $> 10^6$  V/m). Ce phénomène dit *supercharging* dépend aussi du temps de charge. Cumulé au *patched charge model*, il pourrait expliquer l'observation de décollement de particules par génération de très fortes forces électrostatiques répulsives à l'intérieur d'une couche. Dans les simulations avec uniquement la photoémission, les champs générés sont insuffisants à 10 secondes mais devraient continuer à augmenter avec le temps, jusqu'à atteindre une valeur suffisamment élevée pour permettre le décollement des particules.

### 3.2.2.4 Discussion

Les simulations numériques parviennent à mettre en évidence les patchs de charge positives et négatives. Cependant, les estimations de charge de [Wang *et al.*, 2016] ne se retrouvent pas dans les simulations numériques de [Zimmerman *et al.*, 2016]. Dans le premier cas, on a  $Q_r \gg Q_b$ , tandis que le deuxième obtient  $|Q_r| = -|Q_b|$ . De plus, aucune de ces deux études n'est en mesure de fournir des valeurs de force permettant d'expliquer le décollement électrostatique des poussières. L'estimation de la charge reste donc encore mal caractérisée.

De plus, les résultats ci-dessus ne prennent pas en compte la conductivité entre les grains, qui permet la dissipation de la charge à l'intérieur de la couche. Les temps d'établissement du supercharging est à comparer au temps caractéristique de dissipation des charges par conduction électrique afin de déterminer quel phénomène prédomine. A cela s'ajoute la dépendance en température de la conductivité (détaillée dans la section 3.4.2.3). En effet, dans les régions les plus froides, la conductivité est plus faible et les charges restent alors piégées localement. C'est dans ces configurations que le supercharging a le plus de chance d'apparaître. De même, la porosité d'une couche de poussière pourrait être déterminante dans

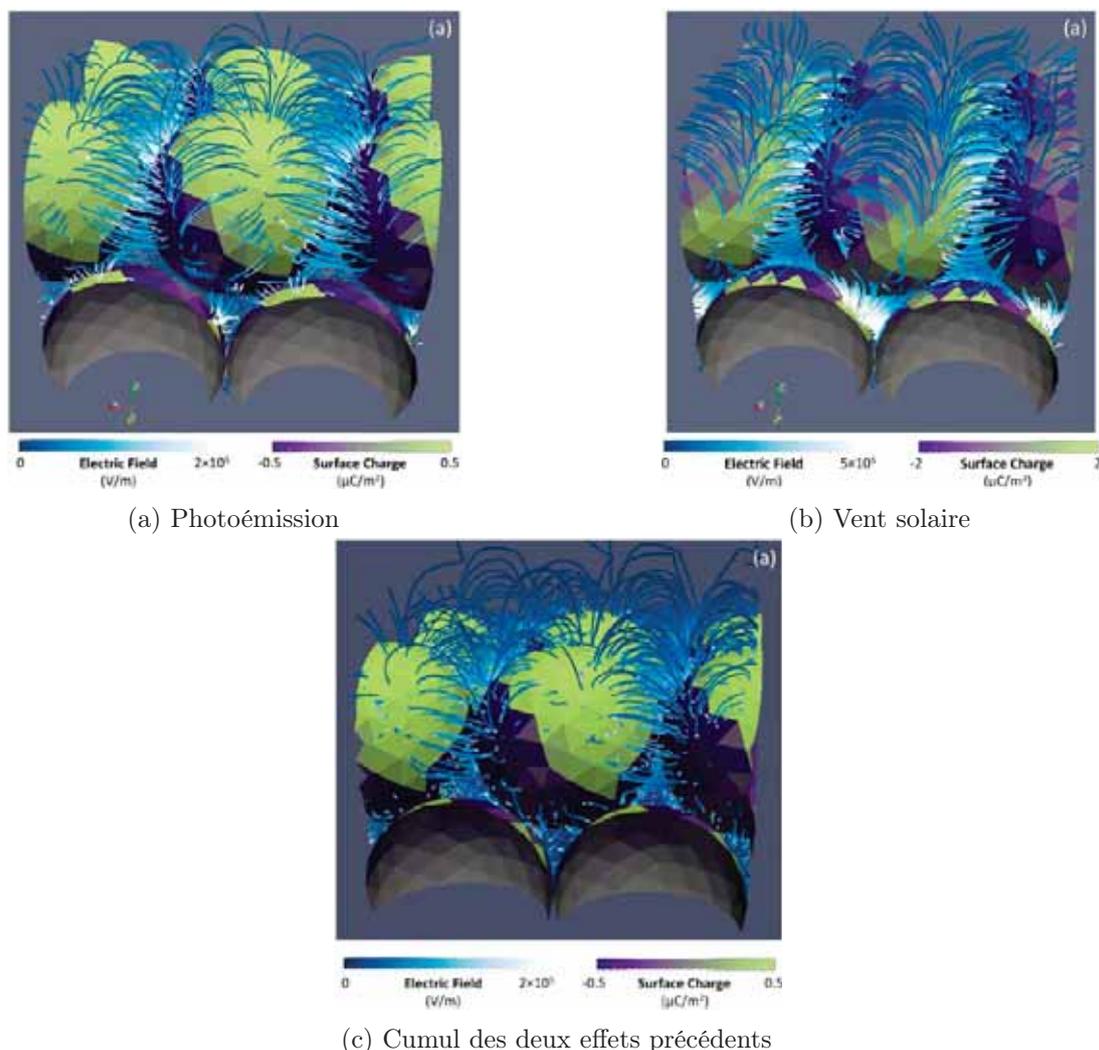


FIGURE 3.13 – Charge de surface et lignes de champ électrique obtenues à  $t = 10$  s dans les différentes configurations étudiées : photoémission seule, vent solaire seul et cumul des deux phénomènes. Images issues de [Zimmerman *et al.*, 2016].

l'établissement du champ électrique car la compacité diminue significativement l'entrée des particules dans la couche.

### 3.2.3 Autres paramètres ayant une influence sur la charge du grain

#### 3.2.3.1 Rugosité de la couche de poussière

L'émission de photoélectrons sous irradiation UV d'une couche de  $\text{CeCO}_3$  solide et une couche du même matériau réduit en poudre été mesurée par [Dove *et al.*, 2018]. Les résultats indiquent que le courant de photoélectrons émis est beaucoup plus faible pour la surface poudreuse. Ceci est dû à la forte réabsorption des électrons dans les structures microporeuses de la poudre. La collection de ces charges négatives permettrait l'établissement de patches, ce qui soutient l'hypothèse du *patch charged model*. Des résultats similaires ont été observés pour l'émission d'électrons secondaires par [Wang *et al.*, 2016].

### 3.2.3.2 Porosité de la couche de poussière

L'influence du nombre de déplacements électrostatiques de grains en fonction de la porosité d'une couche de poussière a été étudié par [Necmi Cihan Örgen *et al.*, 2018]. Le nombre de déplacements a une corrélation directe avec l'état de la charge d'une couche de grains. Des billes de  $\text{SiO}_2$  de rayons compris entre 6 et 45 microns ont été placées sur une plaque de graphite dans une chambre à vide à pression de  $4 \cdot 10^{-3}$  Pa et ont été irradiées avec un faisceau d'électrons d'énergie 450 eV. Le déplacement des grains est mesuré grâce à un télescope microscopique et une caméra rapide. Plusieurs configurations sont étudiées. Dans un premier temps, aucune force extérieure ni de champ électrique n'est appliqué sur les poussières. Un total de 426 déplacements a été noté, avec une vitesse moyenne de 0,15 m/s. Dans un deuxième temps, une pression extérieure est appliquée sur les poussières (environ  $4 \cdot 10^3$  Pa). Cela a pour effet d'augmenter les surfaces de contact entre grains et de réduire les microcavités à l'intérieur de la couche. L'augmentation de la compacité a diminué le nombre de décollements (66) mais a augmenté la vitesse de décollement des grains (0,3 m/s). Cela est dû, d'après les auteurs, à l'établissement de plus forts potentiels électrostatiques à l'intérieur de la couche. Le nombre de décollements est plus faible car les forces de Van der Waals sont plus fortes, mais lorsqu'elles partent les particules ont plus d'énergie potentielle car leur charge est plus forte.

## 3.3 Rappels généraux du transport de charge dans un matériau

La prise en compte de la conductivité est nécessaire pour compléter le bilan de charge d'un grain d'une couche de poussière. La section qui suit détaille dans un premier temps les phénomènes de transport de charge à travers un solide parfait puis imparfait, avant de décrire un modèle de calcul de la conductivité d'une couche de poussière. Les différents moyens expérimentaux permettant d'évaluer la conductivité électrique sont ensuite présentés ainsi que des résultats significatifs issus de la littérature.

### 3.3.1 Conductivité dans un solide parfait

On trouve dans la nature quatre états de la matière : solide, liquide, gazeux et plasma. Ces états se caractérisent par des agencements différents.

Dans le cas des solides et d'un point de vue électrique, on distingue deux types : les conducteurs et les isolants. La théorie des bandes dans un milieu cristallin permet d'expliquer si un matériau est conducteur ou non. Le régolithe lunaire s'apparente plus à un ensemble amorphe mais il est néanmoins possible de lui appliquer cette théorie d'après [Prasanta, 2012]. Dans un solide, c'est-à-dire lorsque les atomes sont ordonnés dans un réseau, les électrons de valence entre atomes interagissent. Le principe de Pauli interdit cependant que deux électrons aient les mêmes nombres quantiques. Ainsi, de nouveaux niveaux d'énergies disponibles apparaissent. Au fur et à mesure que le réseau grandit, les niveaux d'énergie augmentent suffisamment pour former des bandes d'énergies. Au final, on distingue trois bandes d'énergies dans un solide (voir la Figure 3.14). La première d'énergie la plus faible correspond aux électrons de cœur. Les électrons de valence sont quant à eux dans deux autres bandes d'énergies supérieures : la bande de valence et la bande de conduction. Comme son nom l'indique, lorsqu'un électron a suffisamment d'énergie pour se trouver dans la bande de conduction, il pourra participer à la

conduction.

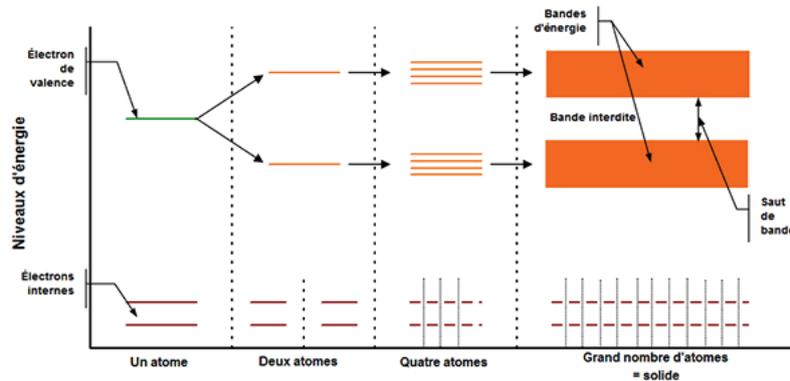


FIGURE 3.14 – Schéma illustrant la théorie des bandes dans un solide parfait. Schéma issu de [Valls et Frèze, nd].

C'est la position relative de ces deux dernières bandes ainsi que le nombre d'électrons qui les occupent qui va classer un matériau comme étant conducteur ou isolant. Lorsqu'elles se chevauchent, les électrons les plus énergétiques de la bande de valence se trouvent aussi dans la bande de conduction. Sans apport d'énergie, ces électrons peuvent donc se déplacer librement. Le solide est alors dit conducteur. Au contraire, lorsque les deux bandes sont séparées (par une large bande dite bande interdite) et que la bande de valence est remplie, aucun électron ne peut passer dans la bande de conduction. Il n'y alors pas de mise en commun de charges et le matériau est alors considéré comme isolant. Le seul moyen de faire passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction est d'apporter de l'énergie (par chauffage ou irradiation). Lorsque les deux bandes sont séparées mais que la bande interdite n'est pas trop large, il est possible de faire passer des électrons d'une bande à l'autre grâce à un faible apport d'énergie. Dans ce cas, le matériau est dit semi-conducteur. Le dioxyde de silicium, qui compose à 50 % le régolithe lunaire, possède une bande interdite d'environ 9 eV, ce qui le place dans la catégorie des isolants.

La conduction va donc être caractérisée par le déplacement de porteurs de charge : les électrons et les trous. Les trous résultent de la lacune laissée par un électron déplacé. La mobilité ainsi que le nombre de ces porteurs sont deux autres paramètres importants de la conductivité (plus ils sont importants, plus elle augmente).

### 3.3.2 Conductivité dans un solide imparfait désordonné

#### 3.3.2.1 Mécanismes de conduction

[Anderson, 1958] a été le premier à faire le lien entre la présence d'impuretés dans un solide isolant et l'existence de niveaux d'énergie dans la bande interdite. Ces états, dits *états d'Anderson* permettent aux porteurs de charges de franchir plus facilement la bande interdite, le niveau d'énergie requis étant plus faible. D'après [Blaise, 2001], l'énergie d'activation requise pour qu'un porteur de charge passe d'un état à l'autre n'excède pas 1 eV. Il devient donc possible de faire passer un porteur de charge de la bande de valence à la bande de conduction dans un matériau même si ce dernier présente une large

bande interdite. L'un des mécanismes de transport derrière ce déplacement s'appelle le *hopping*. La probabilité de "saut" d'un porteur de charge de proche en proche dépend de deux paramètres : l'énergie  $W$  nécessaire pour faire le saut entre deux niveaux et la distance  $d_{hop}$  séparant deux niveaux d'énergies. La probabilité de saut  $P_{hop}$  et la conductivité  $\sigma_{hop}$  peuvent donc s'écrire :

$$P_{hop} \propto \sigma_{hop} \propto \exp\left(-\frac{2\alpha d_{hop} + W}{k_B T}\right) \quad (3.10)$$

avec  $\alpha$  un paramètre qui correspond au taux de recouvrement des fonctions d'ondes associées au saut. D'après l'équation 3.10, la probabilité décroît exponentiellement avec la distance entre les niveaux ou avec la différence d'énergie  $\Delta E$ .

[Mott, 1969] propose un mécanisme proche du *hopping* : le *variable range hopping*, qui présente une dépendance de la probabilité de saut avec la température. La probabilité  $P_{VRH}$  ainsi que la conductivité  $\sigma_{VRH}$  de saut devient alors proportionnelle à :

$$P_{VRH} \propto \sigma_{VRH} \propto \exp\left(-\frac{T_0}{T}\right)^{\frac{1}{4}} \quad (3.11)$$

avec  $T_0$  une constante qui dépend de  $\alpha$ .

Enfin, [Blaise, 2001] propose un dernier mécanisme pour justifier de la conduction de charge : le *multiple trapping and release*. Avec ce phénomène, les transports de charge se cantonnent entre la bande de conduction et les impuretés présentant des niveaux d'énergie proches de cette dernière. Les porteurs de charges sont donc successivement dans la bande de conduction, puis redescendent dans la bande interdite, pour ensuite remonter lorsqu'ils possèdent une énergie suffisante, etc. La probabilité de saut suivant ce mécanisme s'écrit :

$$P_{multi} \propto \sigma_{multi} \propto \exp\left(-\frac{E_c - E_i}{k_B T}\right) \quad (3.12)$$

avec  $E_c$  l'énergie de la bande de conduction et  $E_i$  l'énergie moyenne de l'impureté dans la bande interdite.

Le phénomène de *hopping* prédomine dans les milieux très désordonnés. Inversement, c'est le *multiple trapping and release* qui domine dans les milieux peu désordonnés. D'après [Blaise, 2001], les deux mécanismes peuvent néanmoins coexister pour des milieux intermédiaires. La détermination de la prédominance de l'un ou de l'autre mécanisme proposé se fait suivant l'équation 3.13. Pour que le phénomène de *hopping* domine, il faut que :

$$E_c - E_i \geq 2\alpha d_{hop} k_B T + W \quad (3.13)$$

### 3.3.2.2 Conduction en régime alternatif

Les matériaux désordonnés présentent une réponse caractéristique de leur conductivité dans le domaine fréquentiel. [Jonscher, 1977] a établi une loi dite *Universal relaxation law* après des mesures successives de la conductivité de différents matériaux diélectriques. Un plateau aux basses fréquences

est observable, tandis que le reste de la conductivité s'établit suivant une loi en puissance à partir d'une certaine fréquence (ou pulsation). La Figure 3.15 présente les mesures de plusieurs matériaux et l'allure générale de la courbe.

La *Universal relaxation law* exprime la conductivité ainsi :

$$\sigma'(\omega, T) = \sigma_{DC} + C_J \omega^n \quad (3.14)$$

avec  $C_J$  une constante,  $n$  un facteur compris entre 0 et 1 et  $\sigma_{DC}$  la conductivité dite *DC* mesurée à fréquence nulle qui caractérise le transport des charges libres. Lorsque l'on passe du régime alternatif à continu, la conductivité  $\sigma'$  devient  $\sigma_{DC}$ .

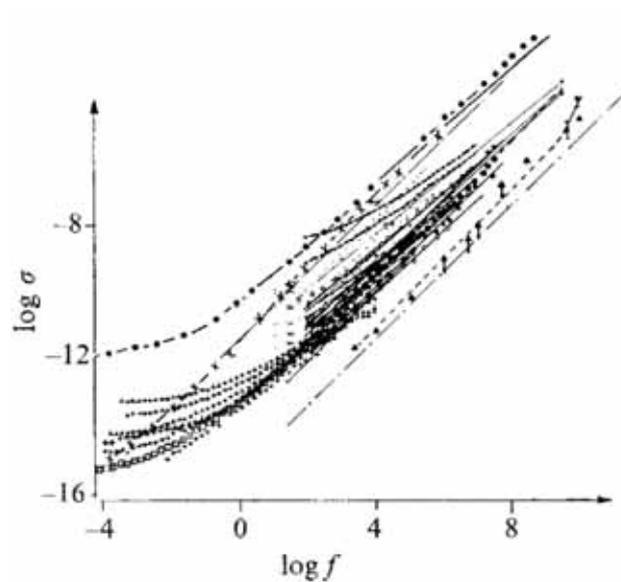


FIGURE 3.15 – Allures typiques du logarithme de la conductivité de matériaux désordonnés en fonction du logarithme de la fréquence. Graphique issu de [Jonscher, 1977].

Des mesures de conductivité électrique sur l'échantillon de roche lunaire **15418** réalisées par [Schwerer *et al.*, 1973] présentent une allure de courbe typique de la courbe de Jonscher. Il sera aussi vu au Chapitre 6 que les simulants de poussières lunaires possèdent un comportement typique à celui de la *Universal relaxation law*.

### 3.3.3 Conductivité dans un matériau poudreux

Cette partie s'intéresse désormais à la conduction de charges à travers une poudre. Bien que le matériau soit toujours solide, de nouveaux paramètres entrent en compte tels que la porosité, le nombre et la surface de contact, etc.

Dans un premier temps, [Montes *et al.*, 2011] considère un cas idéal composé de billes sphériques de rayon  $r_0$  déformables empilées les unes sur les autres sur une hauteur nominale  $L_N$  (voir sur la Figure 3.16 (gauche)). Lorsqu'une contrainte normale est appliquée à cette couche, les billes se déforment peu à peu, passant par forme sphérique aplatie pour atteindre une forme cubique finale (voir la Figure

3.17). Dans cette configuration théorique où les billes sphériques sont parfaitement compressées, la surface de contact est  $S_N$ . En réalité, elle est plus petite et de valeur  $S_E$ . Sans compression, l'épaisseur de l'échantillon  $L_E$  est identique à  $L_N$  (voir la Figure 3.16 (gauche)). La couche possède une porosité  $\theta$  (qui se définit comme le ratio de volume vide sur le volume total), sa valeur maximale est égale à  $\theta_M = 1 - \frac{\pi}{6}$ . Les indices  $N$  et  $E$  tiennent pour "nominal" et "effectif".

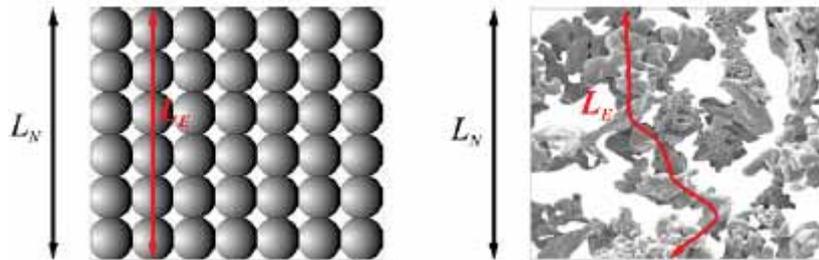


FIGURE 3.16 – Estimation du chemin parcouru entre une couche idéale (gauche) et une couche réelle composée d'agrégats (droite). Schémas issus de [Montes *et al.*, 2010]

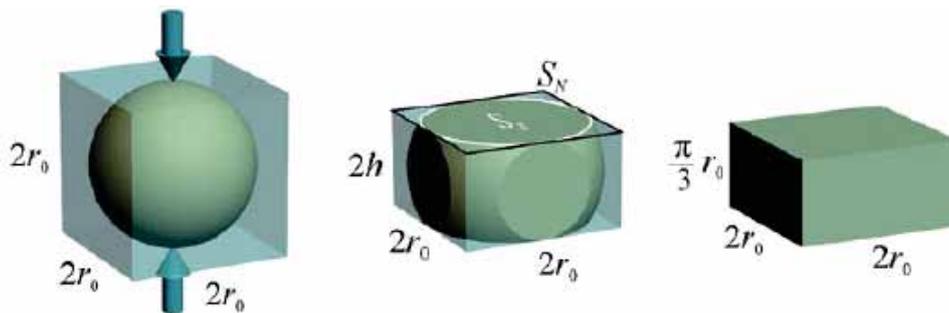


FIGURE 3.17 – Déformation d'une sphère d'une couche idéale lorsqu'elle est soumise à une contrainte normale. Sa hauteur diminue et passe de  $2r_0$  à  $2h$ . Sa surface de contact est un cercle de surface  $S_E$  qui devient un carré de surface  $S_N$  dans la configuration finale. Schéma issu de [Montes *et al.*, 2011]

Les relations qui lient  $S_N$  et  $S_E$  ainsi que  $L_N$  et  $L_E$  en fonction de la porosité sont détaillées dans l'équation 3.15.

$$S_E = S_N \left(1 - \frac{\theta}{\theta_M}\right) \text{ et } L_E = L_N \frac{1 - \theta}{1 - \frac{\theta}{\theta_M}} \quad (3.15)$$

[Montes *et al.*, 2011] considère dans un deuxième temps un cas réel composé de particules de tailles et de formes aléatoires et de porosité  $\Theta$ . Cette porosité prend la valeur maximale  $\Theta_M$  lorsque la poudre est vibrée. L'auteur considère qu'elle se modifie suivant le réarrangement des particules et est dépendante de la taille, forme et distribution des poussières. La longueur du chemin totale parcourue par les charges reste  $L_E$  mais est supérieure à la longueur  $L_E$  du cas idéal (voir la Figure 3.16, à droite). La surface de contact entre chaque particule est  $S_E$ .

Il y a donc deux paires de  $S_E$ ,  $L_E$  dans ce modèle : une associée au cas idéal et une associée au cas réel. D'après l'auteur, il est possible d'obtenir une équivalence entre les deux systèmes lorsque les ratios

$[S_E/L_E]_{ideal} = [S_E/L_E]_{reel}$  sont égaux. Il obtient dès lors une expression en fonction de la porosité de chaque système (équation 3.16)

$$\left[\frac{S_E}{L_E}\right]_{ideal} = \left[\frac{S_E}{L_E}\right]_{reel} \Rightarrow 1 - \frac{\theta}{\theta_M} = \left(1 - \frac{\Theta}{\Theta_M}\right)^u \quad (3.16)$$

avec  $u = 1 + (1 - \Theta_M)^{\frac{4}{5}}$ . A partir de ces expressions, il est possible d'exprimer la conductivité électrique  $\sigma_E$  effective (voir l'équation 3.17) en fonction de  $\theta$  puis de  $\Theta$  (équation 3.16).

$$\sigma_E = \sigma_B \left(1 - \frac{\theta}{\theta_M}\right) = \sigma_B \left(1 - \frac{\Theta}{\Theta_M}\right)^u \quad (3.17)$$

avec  $\sigma_B$  la conductivité "bulk" du matériau. On observe que lorsque la porosité  $\Theta \rightarrow 0$  (le volume de pores devient infiniment faible et la couche se comporte comme un solide), alors la conductivité effective  $\sigma_E \rightarrow \sigma_B$ . De la même manière, lorsque  $\Theta \rightarrow \Theta_M$  (le volume de pores augmente et la surface de contact effective  $S_E$  devient très faible), alors  $\sigma_E \rightarrow 0$ .

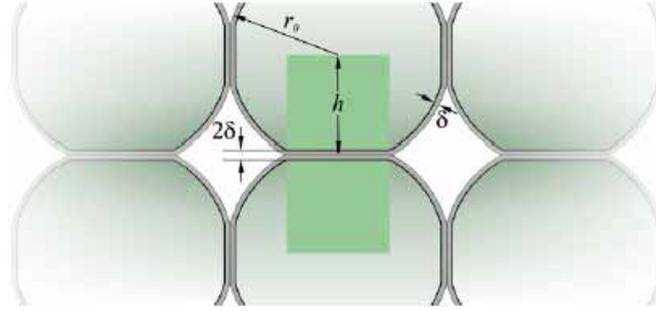


FIGURE 3.18 – Schéma présentant la géométrie au point de contact entre deux sphères métalliques de rayon  $r_o$  recouvertes d'une couche d'oxyde d'épaisseur  $\delta$ . Schéma issu de [Montes *et al.*, 2011]

La conductivité électrique à travers une couche de poussières métalliques recouvertes d'une couche d'oxyde a été exprimée. La Figure 3.18 schématise la configuration d'une couche idéale où les particules ont un rayon moyen  $r_o$  et la couche d'oxyde une épaisseur  $\delta$ . On considère que le courant est monodirectionnel et qu'il se déplace uniquement de manière verticale. [Montes *et al.*, 2011] modélise la résistance électrique entre deux sphères comme un cylindre dont la hauteur est la distance entre les centres des sphères ( $2h$  ici) et de surface de contact identique à l'aire de contact entre les sphères. En utilisant la formule usuelle  $R = \frac{L}{\sigma S}$ , la résistance de contact peut s'écrire :

$$R_c = \frac{2(h - \delta)}{\sigma_B S_E} + \frac{2\delta}{\sigma_{ox} S_E} = \frac{2}{S_E} \left[ \frac{(h - \delta)}{\sigma_B} + \frac{\delta}{\sigma_{ox}} \right] \quad (3.18)$$

avec  $\sigma_{ox}$  la conductivité de la couche d'oxyde. En implémentant la porosité dans l'équation 3.18 et en supposant  $\delta \ll h$ , la conductivité électrique devient :

$$\sigma_E = \sigma_B \left[ (1 + \alpha) \left(1 - \frac{\Theta}{\Theta_M}\right)^{-u} + \alpha \left(\frac{6}{\pi} - 1\right) \right]^{-1} \quad (3.19)$$

avec  $\alpha = \frac{\sigma_B \delta}{\sigma_{ox} r_o}$ . Deux autres paramètres  $m$  et  $n$  ont ensuite été rajoutés afin d'exploiter le fait que

la couche d'oxyde puisse sous l'effet de la pression se fissurer et donc permettre une augmentation de la conductivité par mise en contact des surfaces métalliques. Le paramètre  $\alpha$  devient alors :

$$\alpha = \alpha_M \exp\left(-m \left(1 - \frac{\Theta}{\Theta_M}\right)^n\right) \text{ avec } \alpha_M = \frac{\sigma_B \delta}{\sigma_{ox} r_o} \quad (3.20)$$

L'études des limites indique que lorsque  $\Theta \rightarrow \Theta_M$  alors  $\sigma_E \rightarrow 0$ , ce qui est logique car dans cette configuration les surfaces de contact deviennent des points. Lorsque  $\Theta \rightarrow 0$ , alors  $\sigma_E \rightarrow \sigma_B [1 + 6/\pi \alpha_M \exp(-m)]^{-1}$ . La valeur obtenue pour  $\sigma_E$  est légèrement inférieure à  $\sigma_B$ .

Des mesures de conductivité électrique de différentes poudres métalliques ont montré la bonne cohérence du modèle développé. La résistance électrique  $R_m$  d'une couche de poussières de hauteur  $H$ , de masse  $M$  et de surface  $S$  a été mesurée. Au total, 9 échantillons composés de poudres d'aluminium, bronze, fer, nickel et titane ont été étudiés. Pour ces trois derniers, plusieurs morphologies de particules ont été prises en compte. La conductivité effective est déterminée grâce à l'équation :  $\sigma_E = \frac{H}{R_m S}$ . La Figure 3.19 présente les conductivités expérimentales normalisées (points) en fonction de la porosité normalisée. Les traits correspondent aux fits numériques utilisant l'équation 3.19.

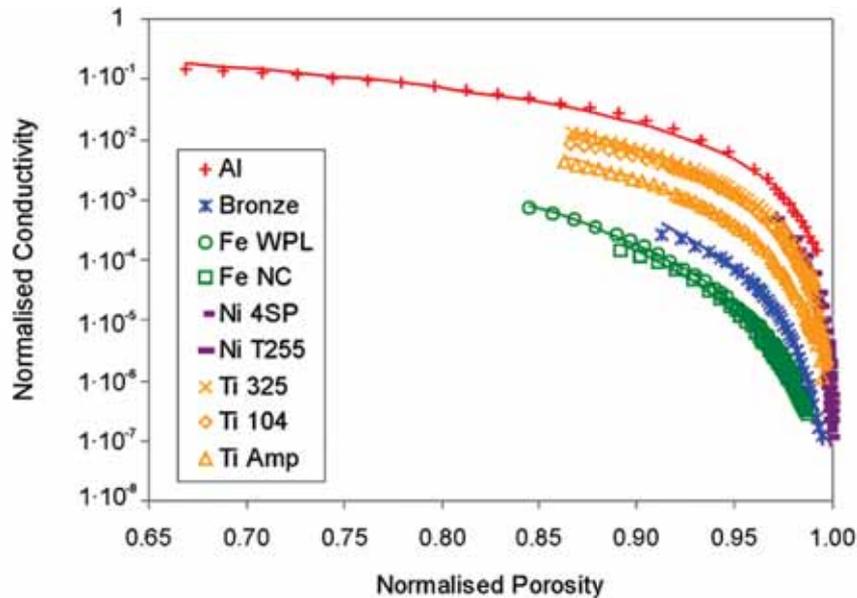


FIGURE 3.19 – Conductivités expérimentales normalisées (points) obtenues en fonction de la porosité normalisée. Les données sont ajustées par le modèle de conduction à travers une couche de poudres métalliques (lignes) pour les neuf échantillons testés. Graphique issu de [Montes *et al.*, 2011].

## 3.4 Mesure de la conductivité

### 3.4.1 Spectroscopie Diélectrique Dynamique

#### 3.4.1.1 Réponse d'un matériau diélectrique à l'application d'un champ électrique $E^*$

La Spectroscopie Diélectrique Dynamique (SDD) est l'un des moyens les plus utilisés afin d'obtenir des informations sur les paramètres électriques d'un matériau [Kremer et Schönhals, 2003]. Plus précisément, cette technique permet de caractériser les différents modes de relaxation dipolaire ainsi que les modes de transport de charges à travers un matériau. L'intérêt de cette méthode réside aussi dans la mesure des propriétés diélectriques d'un milieu en fonction de la fréquence.

Lorsqu'un matériau est soumis à un champ électrique  $E^*$ , les différentes charges présentes à l'intérieur interagissent avec et une polarisation est alors induite. On distingue deux types de polarisations : une polarisation "macroscopique" de l'échantillon, qui correspond à la migration des charges libres dans l'échantillon et une polarisation "microscopique" qui correspond à l'orientation des dipôles liés avec les lignes de champ électrique. Deux types de conductivité en résultent : celle des charges libres et celle des charges liées. Il faut aussi prendre en compte les phénomènes de polarisation au niveau des dipôles permanents déjà présents dans le matériau.

Lorsque le champ électrique est arrêté, les dipôles perdent leur orientation avec des temps caractéristiques : ce sont les modes de relaxation dipolaire. D'après [Roggero, 2015], les temps caractéristiques des contributions électroniques et dipolaires sont de  $10^{-15}s$  et de  $10^{-9}s$  à  $10^{-5}s$ , respectivement. L'influence de l'accumulation de charges aux interfaces et interphases du matériau induit une polarisation caractéristique dite de *Maxwell-Wagners-Sillars* (MWS) dont le temps de relaxation est supérieur à  $10^3s$ . Ce phénomène a été pour la première fois mis en évidence par [Sillars, 1937]. Dans les faits, ces relaxations se superposent.

#### 3.4.1.2 Principe de mesure

Le principe de mesure est le suivant : un échantillon diélectrique est placé entre deux électrodes métalliques. Une tension sinusoïdale de type  $U^*(\omega, T) = U_0 e^{i\omega t}$  est appliquée de manière isotherme aux bornes de l'un des électrodes. Le courant induit  $I^*(\omega, T) = I_0 e^{i\omega t}$  est collecté sur la face de la deuxième électrode. Un schéma de principe de mesure est détaillé sur la Figure 3.20.

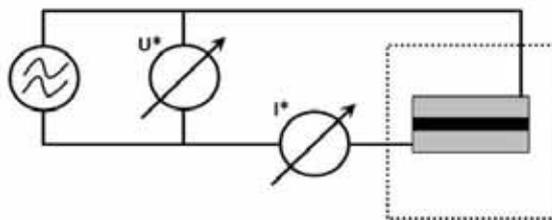


FIGURE 3.20 – Principe de fonctionnement de la spectroscopie diélectrique dynamique

Le calcul de l'impédance  $Z^* = U^*/I^*$  donne accès à la permittivité diélectrique du matériau, de

telle sorte que :

$$Z^*(\omega, T) = \frac{\rho_r^*(\omega, T)S}{L} \iff \sigma^*(\omega, T) = \frac{1}{\rho_r^*(\omega, T)} = \frac{1}{Z^*(\omega, T)} \frac{L}{S} \quad (3.21)$$

$$\sigma^*(\omega, T) = \frac{i\omega C_0 \varepsilon^*(\omega, T)L}{S} = i\omega \varepsilon_0 \frac{S}{L} \varepsilon^*(\omega, T) \frac{L}{S} = i\omega \varepsilon_0 \varepsilon^*(\omega, T) \quad (3.22)$$

avec  $C_0 = \frac{\varepsilon_0 S}{L}$  la capacité du matériau diélectrique,  $S$  la surface de l'électrode,  $L$  la distance qui les sépare et  $\rho_r$  la résistivité.

En rajoutant la contribution des charges libres  $\sigma_{DC}$ , la conductivité complexe devient :

$$\sigma^*(\omega, T) = \sigma_{DC} + i\omega \varepsilon_0 \varepsilon^*(\omega, T) \quad (3.23)$$

En détaillant l'équation 3.23 car considérant  $\varepsilon^*(\omega, T) = \varepsilon'(\omega, T) - i\varepsilon''(\omega, T)$ , on obtient :

$$\sigma^*(\omega, T) = \sigma_{DC} + \omega \varepsilon_0 \varepsilon''(\omega, T) + i\omega \varepsilon_0 \varepsilon'(\omega, T) \quad (3.24)$$

Cette expression permet d'identifier la partie réelle de la conductivité  $\sigma^*(\omega, T)$  comme étant proportionnelle à la permittivité diélectrique  $\varepsilon''(\omega, T)$ , associée à des phénomènes dissipatifs (c'est à dire avec perte d'énergie) tels que les relaxations dipolaires. La partie imaginaire de la conductivité est proportionnelle à  $\varepsilon'(\omega, T)$  et est associée à des phénomènes diélectriques capacitifs sans pertes d'énergie. L'étude de  $\sigma_{DC}$  et  $\varepsilon''$  (et donc par extension de la partie réelle de la conductivité) permet d'identifier les mécanismes électriques à l'œuvre dans un matériau. La partie réelle de l'équation 3.24 donne accès, à très basse fréquences (inférieures à 1 Hz), à la valeur de la conductivité  $\sigma_{DC}$ .

Un autre paramètre, le facteur de perte (ou *loss tangent*)  $\tan(\delta)$  est défini comme :

$$\tan(\delta) = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \quad (3.25)$$

D'après [Heiken *et al.*, 1991], la permittivité diélectrique ainsi que le facteur de perte ont été définis empiriquement pour le régolithe lunaire :

$$\varepsilon' = 1,919\rho \quad \text{et} \quad \tan(\delta) = 10^{[0,038(\% \text{TiO}_2 + \% \text{FeO}) + 0,312\rho - 3,260]} \quad (3.26)$$

avec  $\rho$  la densité bulk du matériau en  $\text{g/cm}^3$ . La permittivité diélectrique est majoritairement dominée par la densité, plus que par les propriétés physiques et minéralogiques du matériau. [Heiken *et al.*, 1991] ajoute que la permittivité est aussi indépendante de la fréquence (pour des valeurs supérieures à 1 MHz) et de la température pour des valeurs typiques lunaires. A l'opposé, le facteur de perte est très fortement dépendant de la composition du matériau et plus particulièrement de la concentration ( $\text{TiO}_2 + \text{FeO}$ ). Il est moins dépendant de la fréquence et de la température.

Des mesures de permittivité et de facteur de perte obtenues par SDD sur l'échantillon de régolithe **14163,131** sont présentées sur la Figure 3.21. En moyenne, les valeurs de permittivité diélectrique du régolithe lunaire ont une valeur à  $25^\circ\text{C}$  d'environ 3. Le protocole a été le suivant : les mesures ont premièrement été faites sous vide (pression de l'ordre de  $10^{-5}$  mbar), avec la température progressivement

augmentée. Les valeurs de permittivité et de facteur de perte varient alors peu durant cette période. L'échantillon est ensuite exposé à l'atmosphère (courbe 4). La permittivité électrique augmente alors considérablement pour les fréquences inférieures à  $10^4$  Hz. De même, le facteur de perte augmente d'un facteur 20 pour les mêmes gammes de fréquences. Lorsque l'échantillon est de nouveau placé sous vide, les paramètres reprennent leurs valeurs initiales. Ces mesures ont permis de mettre en évidence l'influence de l'humidité sur la valeur des paramètres.

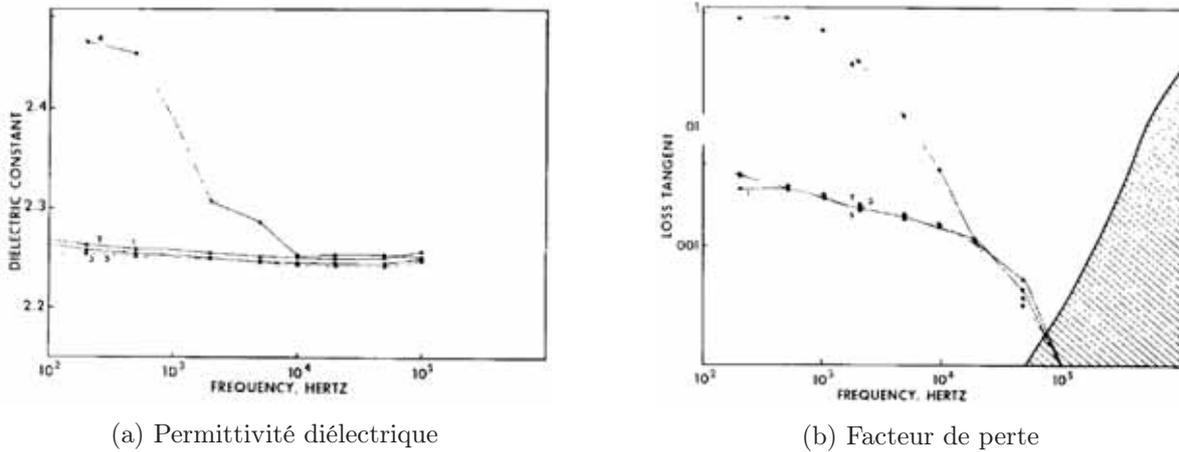


FIGURE 3.21 – Paramètres électriques de l'échantillon **14163,131** en fonction de la fréquence appliquée, mettant en évidence l'influence de l'humidité sur la variation des mesures. Les différents numéros correspondent à : 1) 27 °C,  $10^{-5}$  mbar après plusieurs cyclages thermiques, 2) 27 °C,  $5 \cdot 10^{-7}$  mbar après exposition à une atmosphère azotée, 3) 27 °C après chauffage à 200 °C, 4) 27 °C à pression atmosphérique et 5) 27 °C,  $10^{-6}$  mbar. Graphiques issus de [Strangway *et al.*, 1972].

Des mesures très similaires ont été réalisées par [Olhoeft *et al.*, 1974a] sur l'échantillon de régolithe **15301,38**. Les mêmes paramètres en fonction de la fréquence et de la température sont présentés sur la Figure 3.22. Une très forte dispersion de la permittivité diélectrique apparaît pour les fréquences inférieures à  $10^6$  Hz. Au contraire, la permittivité reste indépendante de la fréquence pour des fréquences supérieures, comme indiqué par [Heiken *et al.*, 1991]. D'après [Olhoeft *et al.*, 1974a], la forte disparité n'est pas due aux effets de l'humidité, l'échantillon ayant été rigoureusement écarté de toute contamination atmosphérique. Les variations seraient causées par les hétérogénéités de matériau (effet MWS). L'effet serait d'autant plus renforcé que l'échantillon aurait été très irradié avant sa collecte. Les valeurs de facteur de perte présentent quant à eux toujours la même forme, mais décroissent avec la température et la fréquence d'environ un ordre de grandeur sur 6 ordres de grandeur en fréquence.

Enfin, des tests réalisés par [Alvarez, 1973] sur des simulants de régolithe lunaire (composé de roches basaltiques terrestres broyées) ont montré un cumul des deux phénomènes détaillés par [Strangway *et al.*, 1972] et [Olhoeft *et al.*, 1974a]. Deux modes de relaxations ont été observés. Le premier est causé par la nature de l'échantillon (poudre) et le deuxième est causé par l'humidité. L'effet MWS apparaîtrait au niveau des centres d'adsorption des molécules d'eau, ce qui aurait pour effet de localement augmenter la conductivité.

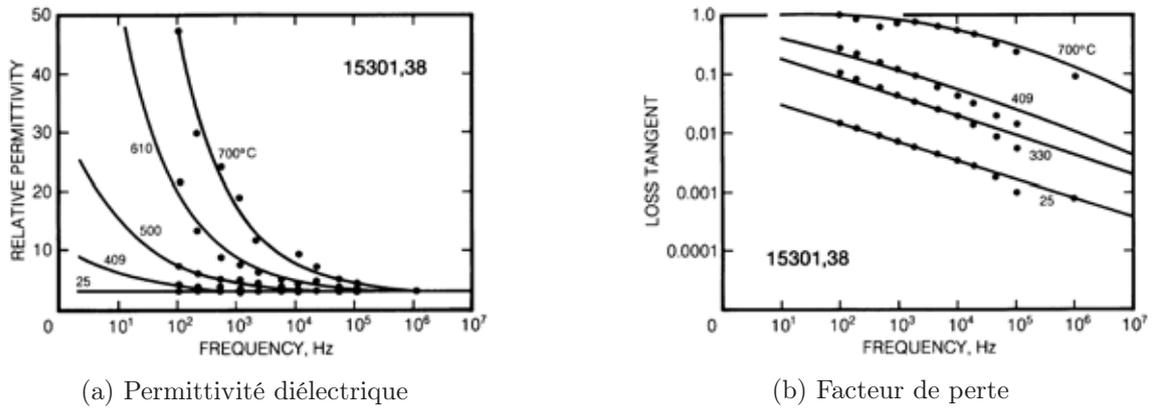


FIGURE 3.22 – Paramètres électriques de l'échantillon **15301,38** en fonction de la fréquence appliquée. La dispersion à basse fréquence est due à l'effet de Maxwell-Wagner-Sillars. Graphiques issus de [Olhoeft *et al.*, 1974a].

La prochaine section détaille les différents moyens de mesure de la conductivité des charges libres à fréquence nulle,  $\sigma_{DC}$ .

### 3.4.2 Mesure de conductivité DC

#### 3.4.2.1 Principe de mesure

La mesure de la conductivité *DC* repose sur un principe similaire à celui de la Spectroscopie Diélectrique Dynamique. Un échantillon isolant est placé entre deux électrodes métalliques. La tension appliquée à l'une des électrodes est continue. La conductivité suit la formule suivante :

$$\sigma_{DC} = \frac{IL}{US} \quad (3.27)$$

avec  $I$  le courant mesuré supposé constant,  $L$  l'épaisseur de l'échantillon étudié,  $U$  la tension appliquée et  $S$  l'aire de l'électrode.

La méthode la plus usitée pour mesurer la conductivité DC est la méthode dite "3 électrodes" (voir la Figure 3.23), qui est détaillée par [D09 Committee, nd]. Avec cette méthode, il est possible de séparer les contributions des courants surfaciques de ceux volumiques.

#### 3.4.2.2 Influence de l'irradiation VUV sur la conductivité de surface du régolithe lunaire

La conductivité électrique est aussi dépendante du rayonnement lumineux au travers du phénomène de la *photoconductivité*. Deux échantillons de régolithe (**63501,52** et **15041,21**) ont été irradiés avec différentes sources lumineuses (UV, visible et IR) par [Alvarez, 1977]. Les puissances choisies pour les lampes sont typiques des radiations solaires reçues par la surface de la Lune. La distance entre les lampes et les échantillons est d'environ 10 centimètres. Elles irradient uniquement l'échantillon afin d'éviter des interférences de mesures qui pourraient être provoquées par des photoélectrons émis par le support des poussières. Dans cette expérience, c'est la conductivité de surface qui est mesurée. Le dispositif expérimental est similaire à la méthode 3 électrodes précédemment détaillée mais contrairement à la

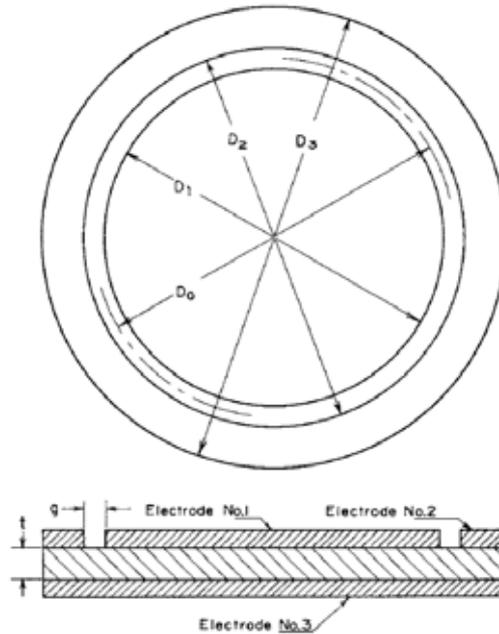
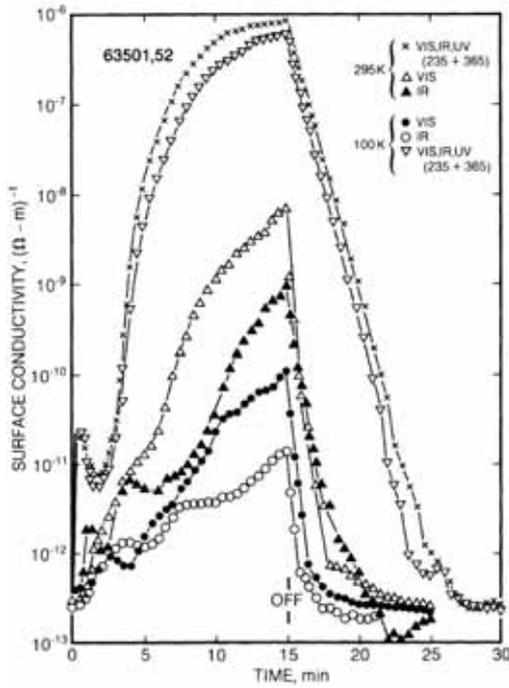


FIGURE 3.23 – Dispositif expérimental dit "3 électrodes" : deux électrodes mesurent les contributions de surface et deux électrodes mesurent les contributions volumiques. Schéma issu de [D09 Committee, nd].

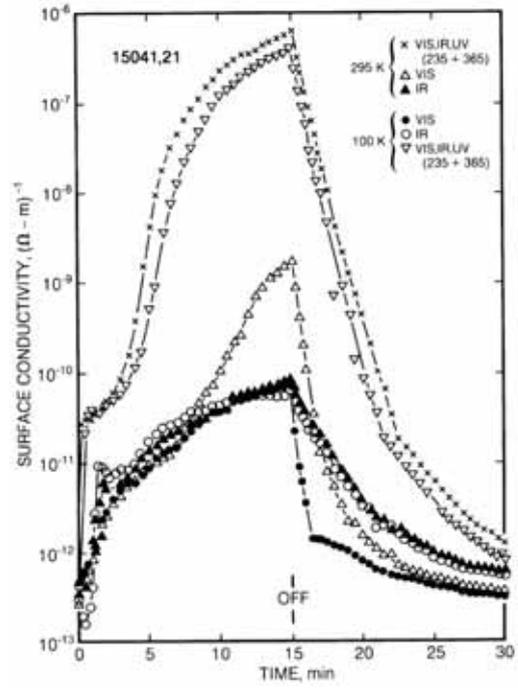
Figure 3.23, où l'une des électrodes est polarisée, ici c'est la lampe qui permet la création de charges. Les poussières sont placées dans un réceptacle rectangulaire aux dimensions suivantes :  $18,5 \times 19 \times 7,6 \text{ mm}^3$ . Une tension de 500 V est appliquée à l'une des faces du réceptacle. Sur la face opposée, deux électrodes séparées de 0,45 mm sont installées et mesurent les variations de photoconductivité. Les mesures sont réalisées sous une pression de  $10^{-8}$  mbar et de manière isotherme à 100 et 295 K.

La Figure 3.24 présente la variation de la conductivité de surface mesurée sur les deux échantillons en fonction du temps. A  $t = 0$ , les lampes sont allumées et irradient les grains pendant 15 minutes. A  $t = 15 \text{ min}$ , les lampes sont arrêtées. La mesure dure 30 minutes au total. Les valeurs de conductivités à  $t = 0$  sont d'environ  $10^{-13} \text{ S/m}$ . En se basant uniquement sur l'effet combiné des trois lampes, la conductivité évolue ensuite jusqu'à se stabiliser à une valeur de  $10^{-6} \text{ S/m}$ . La conductivité augmente donc d'un facteur supérieur à  $10^6$ . Par analogie avec l'équation 3.29, cela équivaut à une augmentation de température de  $800^\circ\text{C}$ . Inversement, lorsque les lampes sont éteintes, la conductivité décroît très fortement jusqu'à retourner à sa valeur initiale. Le cumul des trois lampes a un effet plus important sur la conductivité que l'influence d'une lampe seule, bien que la contribution majeure soit due à la lampe UV. L'influence de la température a aussi été notée : les conductivités mesurées à 295 K sont plus élevées que celles à 100 K (voir la section suivante 3.4.2.3).

La même expérience, dont les résultats ne sont pas présentés ici, a aussi été réalisée sur l'échantillon de roche solide **15498.38** par [Alvarez, 1975]. Les variations de conductivité obtenues sont du même ordre de grandeur.



(a) Echantillon **63501,52**



(b) Echantillon **15041,21**

FIGURE 3.24 – Variations de conductivités de surface de deux échantillons de régolithe lunaire lorsqu'ils sont illuminés puis placés à l'ombre pour diverses longueurs d'ondes d'irradiations et de température est montrée. Graphes issus de [Alvarez, 1977].

### 3.4.2.3 Influence de la température

La majeure partie des échantillons de roches lunaires ayant été étudiées ont montré un comportement arrhénien de leur conductivité en fonction de la température. Cette dépendance suit la loi d'Arrhénius de la forme  $\sigma_{DC} = \sigma_0 \exp\left(\frac{-E_a}{k_B T}\right)$  où  $\sigma_0$  un facteur pré-exponentiel et  $E_a$  l'énergie d'activation en eV. La dépendance exponentielle de la température est typique des matériaux dégradés par le rayonnement auquel est soumis la Lune [Heiken *et al.*, 1991]. [Olhoeft *et al.*, 1973] a mesuré la conductivité de l'échantillon rocheux **65015,6** (roche fondue après impact puis resolidifiée [LPI, 2011b]) qui a montré la dépendance avec la température suivante :

$$\sigma_{DC,65015,6} = 3.10^{-14} \exp(0,023 T) \quad (3.28)$$

La même mesure a été réalisée par [Olhoeft *et al.*, 1974b] sur l'échantillon de régolithe **15301,38**, composé de morceaux de roches pouvant aller jusqu'à un centimètre (la taille moyenne des grains est de  $65 \mu\text{m}$  [LPI, 2010]). La dépendance de la conductivité à la température est la suivante :

$$\sigma_{DC,15301,38} = 6.10^{-18} \exp(0,0237 T) \quad (3.29)$$

La comparaison des équations 3.28 et 3.29 montre une dépendance très marquée à la nature du matériau : la conductivité d'une roche est de base  $10^4$  fois plus élevée qu'un échantillon poudreux. Il

est cependant important de préciser que les mesures présentées ont été réalisées sur deux échantillons lunaires distincts. Leurs compositions, bien que similaires sont différentes. La comparaison faite reste cependant réaliste.

A titre de comparaison, la mesure de la conductivité du graphite poudreux réalisée par [Marinho *et al.*, 2012] montre une dépendance à la compacité de l'échantillon. Les valeurs de conductivité de l'échantillon poudreux sont plus faibles que celles obtenues sur l'échantillon solide. La conductivité est donc dépendante de la structure du matériau : elle est moins élevée pour une poudre suite aux résistances de contact formées entre les grains qui limitent le transport des charges. Cet aspect de la conductivité est étudié plus en détail en section 3.4.3.

La comparaison de la conductivité de trois échantillons de nature différente est faite sur la Figure 3.25 : **65015,6**, **12002,85** (roche basaltique [LPI, 2009]) et **15301,38** (poussière). La conductivité des roches à 25°C est proche des  $10^{-10}$  S/m et évolue pour atteindre à  $10^{-3}$  S/m à 1000°C. La conductivité de l'échantillon poudreux part de  $10^{-14}$  S/m et évolue de manière similaire, mais atteint des conductivités  $10^4$  plus faibles que celles des roches, comme vu précédemment. Une nouvelle fois, il faut prendre en compte le fait que les mesures ont été réalisés sur des échantillons lunaires distincts. Les valeurs pointillées présentent les variations de conductivité en fonction de la quantité d'oxyde de fer présent dans chaque échantillon. L'influence de ce paramètre est détaillé dans la section 3.4.2.4 suivante.

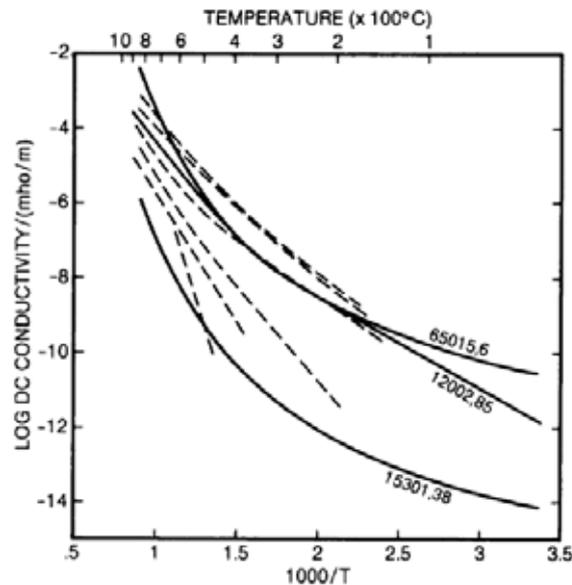
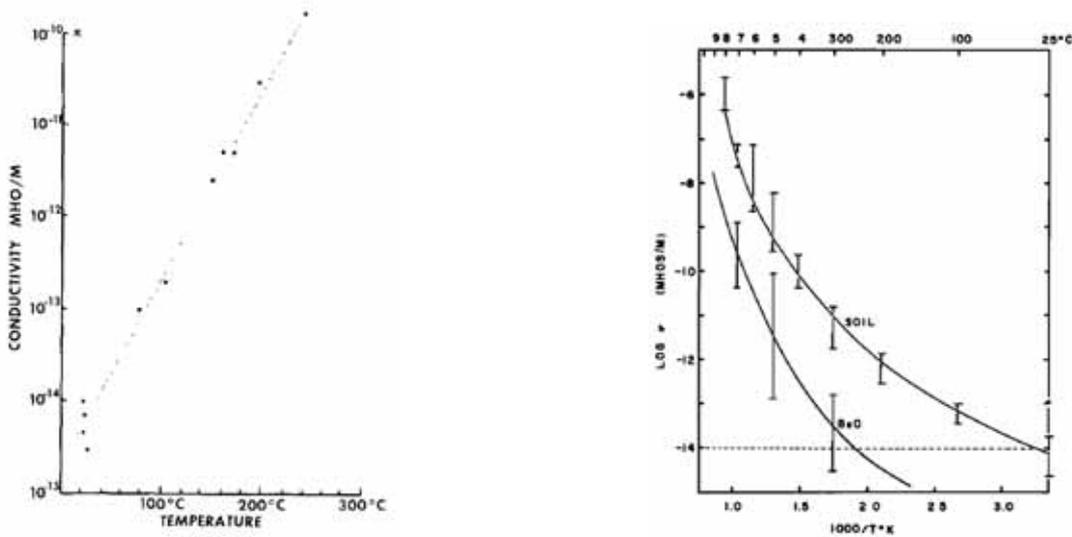


FIGURE 3.25 – Comparaison de la conductivité de deux échantillons de roche (**65015,6** et **12002,85**) et d'un échantillon poudreux (**15301,38**) en fonction de la température. Graphique issu de [Heiken *et al.*, 1991].

La méthode de mesure de courant DC a été utilisée pour mesurer la conductivité DC de l'échantillon **14163,131** par [Strangway *et al.*, 1972] à  $10^{-7}$  mbar. Plusieurs cyclages thermiques ont été réalisés afin d'éliminer au maximum l'influence de l'humidité dans la mesure. Les valeurs de conductivité (points) sont présentées en fonction de la température sur la Figure 3.26a. La conductivité initiale part de

$10^{-14}$  S/m à  $25^{\circ}\text{C}$ , ce qui est typique des échantillons de régolithe comme vu en section 3.4.2.3. Elle évolue pour atteindre une valeur  $10^4$  fois plus élevée. La croix à  $25^{\circ}\text{C}$  correspond à une mesure de la conductivité à pression ambiante. Les quatre ordres de grandeurs observés à même température s'expliquent par la présence d'humidité à l'intérieur de l'échantillon, qui favoriserait un chemin de conduction. Après remise sous vide de l'échantillon, les valeurs de conductivité obtenues reprennent leurs valeurs initiales.

La conductivité de l'échantillon de régolithe **15301,38** a été mesurée à une pression de  $10^{-7}$  mbar, avec des électrodes faites d'oxyde de béryllium par [Olhoeft *et al.*, 1974a]. Dans cette expérience, plusieurs cyclages thermiques sont aussi réalisés. Le logarithme des valeurs de conductivité en fonction de la température sont présentées sur la Figure 3.26b. Une dépendance exponentielle est trouvée, ce qui serait dû à la structure amorphe du matériau. Il est néanmoins possible de localement approximer la courbe par une droite afin de retrouver le comportement arrhénien du matériau.



(a) Echantillon **14163,31** [Strangway *et al.*, 1972].

(b) Echantillon **15031,38** [Olhoeft *et al.*, 1974a].

FIGURE 3.26 – Conductivité DC de deux échantillons de régolithe lunaire obtenue par la méthode des trois électrodes. La courbe pointillée à  $10^{-14}$  S/m pour l'échantillon **15301,38** correspond à la limite de mesure du dispositif expérimental et la courbe BeO correspond à la conductivité de l'électrode utilisée.

### 3.4.2.4 Influence de la composition du matériau

Des considérations plus microscopiques doivent aussi être prises en compte afin de mieux comprendre les variations observées dans la conductivité électrique : la composition minéralogique de l'échantillon intrinsèque.

Des mesures de conductivité sur des échantillons de roches lunaires réalisées par [Schwerer *et al.*, 1974] et se sont déroulées dans une enceinte dans laquelle la température ainsi que l'atmosphère est contrôlée. Des échantillons lunaires ont été successivement placés sous un mélange de  $\text{H}_e - \text{H}_2$ , puis  $\text{H}_e - \text{O}_2$  et enfin de nouveau sous  $\text{H}_e - \text{H}_2$ . Cette atmosphère a permis l'apparition de réactions chimiques à

l'intérieur des roches. D'un côté, la réduction chimique par  $H_e - H_2$  a diminué la conductivité électrique tandis que l'oxydation par  $O_2$  l'a au contraire augmenté. La conductivité d'un matériau dépend donc de l'atmosphère dans lequel il se trouve. Ces variations de conductivité sont d'autant plus marquées lorsque les réactions chimiques s'opèrent sur des oxydes de fer (type  $FeO$  ou  $Fe_2O_3$ ). La Figure 3.27 présente la conductivité (en  $S/cm$ ) de six échantillons de roche lunaire en fonction de la température. Les nombres entre parenthèses détaillent le pourcentage d'oxyde  $FeO$  présent dans chaque échantillon. Les valeurs en pointillées correspondent à des extrapolations. Pour une même température, ce sont les roches possédant le plus haut taux d'oxyde qui ont la plus forte conductivité.

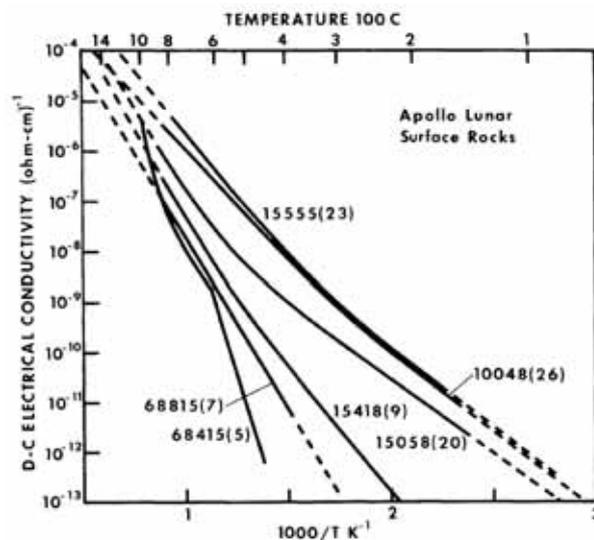


FIGURE 3.27 – Variation de la conductivité électrique de six échantillons de roches lunaires en fonction de leur quantité d'oxyde de fer. Graphique issu de [Schwerer *et al.*, 1974].

[Schwerer *et al.*, 1974] conclut en indiquant que la conductivité électrique de matériaux de silicates anhydres est majoritairement influencée par la concentration, la distribution ainsi que l'état d'oxydation des oxydes de fer. Cette contribution est tellement importante qu'elle semble prédominer sur les autres effets, tels que la composition structurale des minéraux (cristallin, amorphe...).

### 3.4.3 Relaxation de potentiels

La dernière méthode présentée ici concernant la mesure de la conductivité DC est la mesure par relaxation de potentiel après irradiation. Le principe de mesure est le suivant : un échantillon est irradié pendant une durée déterminée. L'irradiation laisse donc la surface chargée. Lorsque l'irradiation est arrêtée, une sonde est placée au dessus de l'échantillon et mesure le potentiel  $V$  en fonction du temps. Il est ensuite possible d'obtenir la conductivité grâce à l'équation suivante :

$$\sigma(t) = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{1}{V(t)} \frac{dV(t)}{dt} \quad (3.30)$$

avec  $\epsilon_0$  la permittivité diélectrique du vide et  $\epsilon_r$  la permittivité relative du matériau. [Champlain,

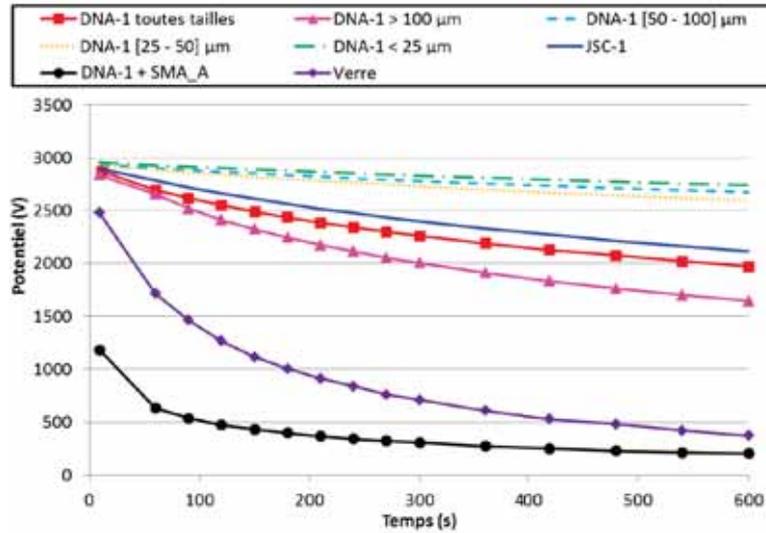
2016] a utilisé ce principe pour mesurer la conductivité de couches de poussières. Les échantillons sont placés sur un substrat métallique polarisé sur lequel est placé un porte-échantillon en Teflon, qui permet de contenir les poussières. L'utilisation de Teflon, très bon isolant électrique, permet de limiter la conduction de surface. La tâche finale de poussière a un diamètre de 30 mm et une épaisseur de 6 mm. Les mesures sont réalisées dans une chambre à vide avec une pression de  $10^{-7}$  mbar. Le protocole est le suivant : le substrat est polarisé à - 3000 V, les échantillons sont irradiés pendant 10 minutes par une lampe VUV Deutérium. Après cela, une sonde de Kelvin est placée manuellement 5 mm au dessus des échantillons pendant 10 minutes.

Les échantillons étudiés sont des simulants de poussières lunaires. Dans un premier temps, les mesures ont été réalisées sur des échantillons de DNA-1 dans les gammes de tailles suivantes : "toutes tailles",  $> 140 \mu\text{m}$ ,  $[50, 140] \mu\text{m}$ ,  $[25, 50] \mu\text{m}$  et  $< 25 \mu\text{m}$ . D'autres simulants de régolithe lunaire ont été étudiés : JSC-1 "toutes tailles", billes de verre sodocalciques  $[10, 50] \mu\text{m}$  et un mélange de DNA-1 et de SMA\_A. Le détail des différents échantillons est donné Chapitre 4.

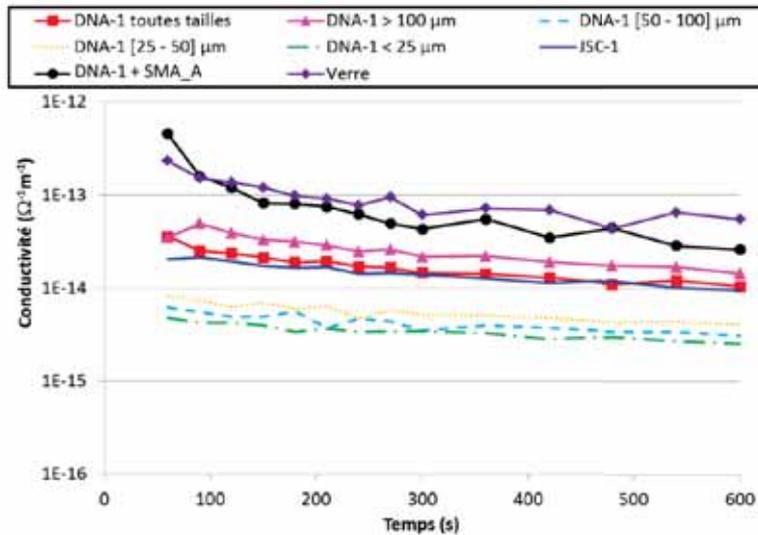
Les résultats de relaxation de potentiel en fonction du temps sont présentés dans la Figure 3.28a, qui présente la différence de potentiel entre la surface de la couche et leur substrat. Les mesures de conductivité associées sont présentées sur la Figure 3.28b.

Les gammes de taille de poussières de DNA-1 les plus petites ont la relaxation la plus lente, tandis que la gamme de taille la plus élevée a la relaxation la plus rapide. La gamme de DNA-1 toute taille présente une allure similaire à celle de la gamme supérieure à  $140 \mu\text{m}$ , bien que légèrement plus lente. La JSC-1 toutes tailles se comporte de manière semblable à celle de la DNA-1 toutes tailles. Les relaxations des billes de verre ainsi que du mélange de DNA-1 et de SMA\_A sont beaucoup plus rapides. Dans ce dernier cas, cela peut s'expliquer par la présence de nano-ferrite à l'intérieur de la SMA\_A. La conséquence de ces déclin se retrouve sur les mesures de conductivités : les gammes de taille les plus petites de la DNA-1 sont beaucoup plus résistives que les plus grosses gammes. En effet, la conductivité est largement influencée par les contacts entre grains qui agissent comme des résistances qui empêchent l'écoulement des charges. La Figure 3.25 issue de [Heiken *et al.*, 1991] indique que la conductivité d'une roche est  $10^4$  fois supérieure à celle d'une poudre. Les plus hautes gammes de taille sont donc moins résistives car présentant un nombre plus faible de contacts sur une même distance. La forte homogénéité des billes de verre pourrait quant à elle expliquer pourquoi ces dernières sont relativement conductrices.

Dans un deuxième temps, l'influence de la température sur la DNA-1 toutes tailles a été étudiée. Les mesures ont été réalisées alors que les échantillons sont (dans l'ordre) : à température ambiante, à  $55^\circ\text{C}$ , à  $80^\circ\text{C}$  et de nouveau à température ambiante. Les résultats des relaxation de potentiel et de conductivité sont présentés sur la Figure 3.30a et 3.30b, respectivement. Les relaxations de potentiel avant et après chauffage sont très similaires, bien que la relaxation après soit plus lente. Cela peut s'expliquer par le dégazage qui a diminué la quantité d'humidité à l'intérieur de l'échantillon, comme vu par [Strangway *et al.*, 1972]. Les relaxations lorsque les échantillons sont chauffées décroissent beaucoup plus rapidement que pour les échantillons non chauffés. La dépendance avec la conductivité en fonction de la température est retrouvée : plus la température augmente, plus la conductivité augmente, comme décrit par [Olhoeft *et al.*, 1974b].



(a) Influence du type et de la taille des simulants sur les relaxations de potentiels de 10 min mesurés par sonde de Kelvin après irradiation de l'échantillon pendant 10 min.



(b) Conductivités obtenues à la suite des relaxations de potentiels par l'utilisation de l'équation 3.30.

FIGURE 3.28 – Relaxations de potentiels et conductivité de différentes gammes de tailles et de type de simulants. Graphiques issus de [Champlain, 2016].

### 3.5 Bilan

Ce deuxième chapitre porte sur la charge des grains de régolithe à la surface de la Lune. Le bilan pour un grain est établi par la différence entre les courants chargeants de l'environnement spatial et le courant de charge évacué par conduction à travers une couche.

La première partie de ce chapitre présente les courants chargeants sur trois échelles distinctes. A l'échelle macroscopique et mésoscopique, les zones illuminées de la Lune sont chargées positivement par photoémission tandis que les zones à l'ombre sont chargées négativement par collection d'électrons

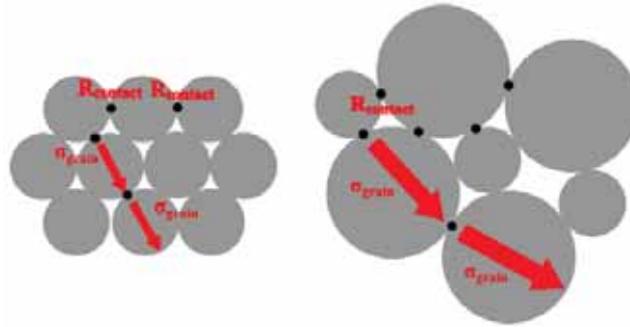
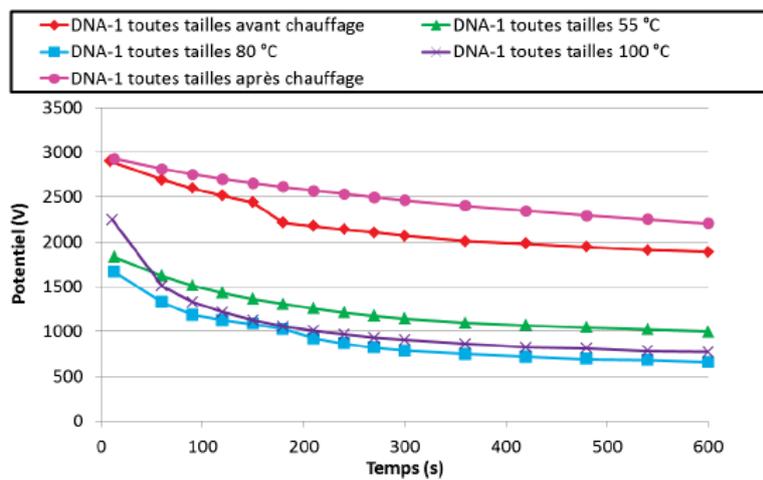
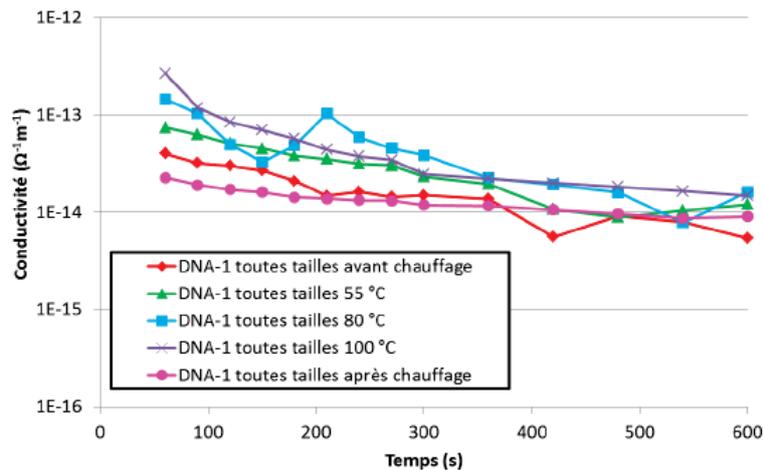


FIGURE 3.29 – Mise en évidence de l’influence de la taille du grain à l’intérieur d’une couche sur le transport des charges. Schéma issu de [Champlain, 2016].



(a) Influence de la température sur les déclinés de potentiels de 10 min mesurés par sonde de Kelvin après irradiation de l’échantillon de DNA-1.



(b) Conductivités obtenues à la suite des déclinés de potentiels.

FIGURE 3.30 – Déclinés de potentiels et conductivités du simulant DNA-1 toutes tailles en fonction de la température. Graphiques issus de [Champlain, 2016].

du vent solaire. A l'échelle microscopique, le modèle initial de charge négative moyenne portée par une particule *shared charge model* a été écarté pour laisser place au modèle développé par [Wang *et al.*, 2016] dans lequel les particules chargées issues de l'environnement spatial s'implantent dans les interstices des couches de poussières. L'interaction provoquée laisse alors un même grain au Soleil à la surface de la Lune chargé à la fois positivement et négativement d'où l'appellation de *patched charge model*. Des simulations réalisées par [Zimmerman *et al.*, 2016] valident l'apparition de ces patches de charges.

La deuxième partie porte sur la caractérisation de la conductivité dans une couche de poussière, deuxième terme nécessaire à l'estimation du bilan de charge d'un grain. Les paramètres ayant une influence sur la conduction de charge sont détaillés, tels que l'irradiation ou encore la température. Trois techniques de mesures de la conductivité sont présentées : la spectroscopie diélectrique dynamique, la mesure de conductivité DC ainsi que la mesure de potentiel après irradiation. La conductivité d'une roche est  $10^4$  fois plus élevée que celle d'une couche de poussière, suite à l'augmentation du nombre de contacts sur une même distance, limitant l'écoulement de charges. Les mêmes conclusions ont été portées entre du graphite solide et poudreux. L'humidité ou encore la présence d'oxydes de fer sont des paramètres qui augmentent aussi la conductivité électrique.

Les bilans de forces estimés ne permettent pas de justifier les décollements électrostatiques observés aussi bien à la surface de la Lune [Horanyi *et al.*, 2015] que lors d'expérimentations terrestres [Champlain, 2016]. Ce résultat implique une mauvaise estimation des forces (dont électrostatiques) et donc d'un mauvais bilan de charge électrique portée par un grain de régolithe. Le modèle développé par [Wang *et al.*, 2016] propose des estimations pour lesquelles le ratio entre les forces qui favorisent l'adhésion (Van der Waals et gravité) et les forces qui la défavorisent (électrostatiques) est respectivement de 3 et 10 (dans les configurations où l'échantillon est irradié sous faisceau d'électrons ou sous environnement plasma et faisceau d'électrons), respectivement. Le paramètre limitant semble désormais être l'estimation de la force de Van der Waals.

Les forces s'appliquant sur un grain de poussière soumis à l'environnement spatial restent donc pour l'heure connues uniquement qualitativement. Les valeurs quantitatives restent à déterminer.

Le prochain chapitre portera sur une caractérisation des simulants de poussières lunaires utilisés pendant cette thèse. Pour cela, une recherche bibliographique préalable sur la formation du régolithe lunaire est proposée. Les chapitres suivants porteront sur l'évaluation de la force d'adhésion de Van der Waals ainsi que la caractérisation de la charge acquise par un grain grâce à l'étude conjointe de l'irradiation et de la conduction.



# Chapitre 4

## Le régolithe lunaire

### 4.1 Formation

La Lune, unique satellite naturel de la Terre, serait issue de la collision entre la proto-Terre et une proto-planète de la taille de Mars nommé Théia. Cet impact aurait eu lieu il y a 4,4 milliards d'années. Suite à cela, l'accrétion des deux corps aurait fini par créer la Terre et la Lune telles que nous les connaissons.

De par sa taille, la Terre est suffisamment massive pour engendrer les processus liés à sa différenciation : les éléments les plus denses se regroupent au centre tandis que les moins denses remontent à la surface. Il en résulte alors une structure en couche (noyau, manteau, croûte...). Le corps est alors dit différencié. Les mouvements de convection à l'intérieur du noyau externe, majoritairement composé de métal liquide (fer et de nickel) engendrent un champ magnétique. Ce dernier forme une barrière de protection contre l'environnement spatial et protège aussi l'atmosphère terrestre. Ces deux facteurs combinés (champ magnétique et atmosphère) semblent avoir été deux des conditions nécessaires à l'apparition de la vie sur Terre. La Lune, quant à elle, est beaucoup plus petite et beaucoup moins massive. Sa structure reste néanmoins différenciée, mais à l'inverse de la Terre où les conditions de pression, masse et température permettent au cœur de rester liquide, celui de la Lune s'est entièrement solidifié. Cela implique donc que le champ magnétique autour de la Lune est très faible. De même, son atmosphère est très ténue ( $10^{15}$  inférieure à celle de la Terre, en terme de nombre de molécules/ $cm^3$ ) et se compose majoritairement des éléments issus du dégazage des roches et de la poussière. La pression à la surface de la Lune est d'environ  $10^{-10}$  Pa et la température, suivant que l'on soit du côté jour ou nuit, oscille entre  $+123^{\circ}C$  et  $-233^{\circ}C$  [Heiken *et al.*, 1991].

Pendant la phase de refroidissement de la Lune, les changements de densité ont volumiquement réarrangés les minéraux. La surface de la Lune se compose d'une épaisse croûte anorthosite riche en plagioclases d'une quarantaine de kilomètres d'épaisseur. Sans la protection générée par une atmosphère ou un champ magnétique, cette croûte est soumise à un flux de bombardement de petits corps célestes. Lors de leurs impacts, ils fracturent la croûte et laissent un cratère. Les fractures laissées dans la croûte suite au choc ont permis au magma encore présent dans le manteau de la Lune de remonter et de remplir ces bassins d'impact. On distingue alors deux zones sur la Lune : les *terres* et les *mers*. Les premières composent la croûte lunaire primitive et sont plus claires. Les deuxièmes sont plus sombres et

issues de la remontée de basalte du manteau. Les terres représentent 83 % de la surface lunaire, contre 17 % pour les mers. La Figure 4.1 présente des photos de la face visible et cachée de la Lune prises par l'instrument Lunar Reconnaissance Orbiter Camera (LROC) et met en évidence les terres, mers ainsi que les cratères d'impact.

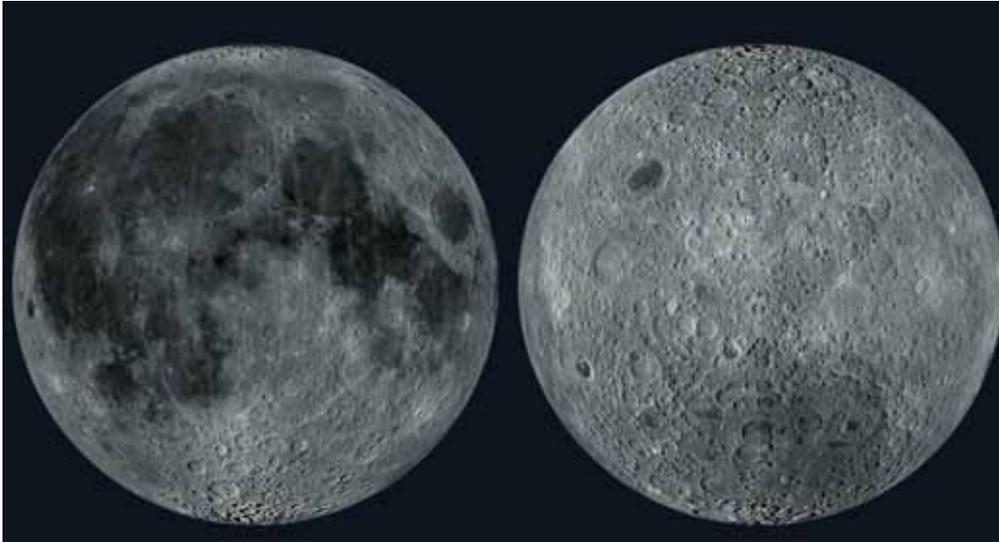


FIGURE 4.1 – Images de la face visible (gauche) et cachée (droite) de la Lune prises par l'instrument LROC mettant en évidence les mers, terres ainsi que les cratères d'impacts.

La répétition de ces impacts fracture continuellement la croûte, formant des morceaux de roches de plus en plus petits. Ce phénomène est la *comminution*. En soulevant de grosses quantités de matière, les impacts exposent et enfouissent la surface lunaire. Le régolithe compose les morceaux de roches de taille inférieure au centimètre [Heiken *et al.*, 1991]. Néanmoins, on considère depuis 2006 la fraction inférieure au millimètre comme étant la fraction fine du régolithe : la poussière lunaire ou encore *lunar soil* [Lucey, 2006]. Il est estimé que l'épaisseur de régolithe au niveau des mers est de 4-5 mètres et de 10-15 mètres dans les terres [Heiken *et al.*, 1991]. La connaissance de la distribution en taille des roches en surface devient une indication quant à l'âge relatif d'une zone. Plus les morceaux sont gros, moins ils ont été soumis à un bombardement continu et la zone est donc considérée comme plus jeune. Au contraire, plus les morceaux sont de tailles petites, plus la zone est âgée. On note tout de même une limite à cette observation. En effet, lorsqu'une zone est bombardée, la violence de l'impact fond et reforme de gros morceaux de roches initialement formés de petits grains.

L'interaction du sol lunaire avec les différents rayonnements (décrits dans le Chapitre 3) altère aussi la surface. Les conséquences de cette irradiation, comme la profondeur de pénétration dans la surface lunaire, sont directement liés à la nature et l'énergie des particules. Le vent solaire implante majoritairement des ions  $H^+$  et  $He^{2+}$  sur une profondeur moyenne de  $0,15 \mu m$ . Le deuxième effet du vent solaire est destructif, les ions dégradant sur un micromètre environ les grains (phénomène dit de *sputtering*). Le rayonnement cosmique solaire correspond aux particules de hautes énergies envoyées par le Soleil. Bien que ce flux soit plus faible que celui du vent solaire, les noyaux s'implantent plus

profondément, sur une épaisseur comprise entre quelques millimètres et quelques centimètres. Leur trajectoire peut d'ailleurs être mise en évidence. La densité de ces marqueurs devient aussi une indication de l'âge d'exposition de l'échantillon. Enfin, le rayonnement cosmique galactique, au flux le plus faible mais aux particules les plus énergétiques peuvent aller s'implanter jusqu'à un mètre dans le sol lunaire. Parmi les effets de ce rayonnement, les protons, majoritaires brisent les nucléides qui composent le sol lunaire. Ce phénomène (*spallation*) forme de nouveaux noyaux de masse atomique souvent plus faible.

## 4.2 Stockage des échantillons lunaires avant et pendant leur étude

Des années avant le retour des premiers échantillons de régolithe lunaire sur Terre, des équipes du monde entier ont cherché à mettre en place le processus de confinement des échantillons le plus rigoureux possible.

Lors de la mission Apollo 11, les échantillons recueillis furent placés dans des sacs et des containers en aluminium hermétiquement scellés sur leur lieu de collecte. Cette méthode a permis d'éviter la contamination des échantillons avec l'atmosphère du vaisseau et celle terrestre jusqu'à l'arrivée au Lunar Receiving Laboratory (LRL) à Houston, au Johnson Space Center.

Dans un souci de protection biologique, les échantillons furent placés en quarantaine avant d'être examinés. Pour cela, un sac contenant le régolithe était placé dans une boîte à gants stérile à la pression d'environ  $10^{-6}$  mbar. Cette méthode fit apparaître une fuite dans l'un des gants et fut par la suite abandonnée. Après cet incident, les échantillons furent tous placés dans des boîtes à gants sous atmosphère azotée où la pression était légèrement inférieure à la pression atmosphérique. De cette manière, si une fuite avait dû apparaître, les protections biologiques auraient toujours été maintenues. A partir de 1971 (soit Apollo 15), les études n'ayant montré aucun signe de vie dans les échantillons rapportés, le processus de quarantaine des échantillons fut abandonné. Depuis, la manipulation des échantillons continue à être faite dans une boîte à gants sous atmosphère azotée, la pression étant désormais légèrement supérieure à l'atmosphère terrestre afin de protéger les échantillons d'une éventuelle contamination. Après manipulation, les échantillons sont replacés dans des coffres scellés.

Durant cette thèse, ce sont des poudres et des simulants de régolithe lunaires qui ont été utilisés. Leur stockage se fait dans des contenants en verre ou en plastique à pression atmosphérique. Une armoire sous flux d'azote est disponible afin de mieux stocker les échantillons. En effet, suite à leur mise en contact avec l'atmosphère terrestre, l'eau ainsi que des contaminants sont adsorbés à la surface. Des traitements apportés tels que le dégazage ou l'étuvage des échantillons permettent de se rapprocher au maximum des conditions lunaires. Ces étapes sont réalisées juste avant ou pendant la mise sous vide des échantillons lors des expérimentations. Lors de leur manipulation à l'air libre, des gants ainsi qu'un masque de classe 3P sont portés par l'expérimentateur. Ces équipements sont d'autant plus nécessaires qu'ils protègent aussi des risques biologiques provoqués par la mise en contact des poussières avec un organisme humain.

### 4.3 Propriétés générales

Les différentes missions Apollo ont permis de récupérer près de 382 kilogrammes de régolithe lunaire. Les premiers tests effectués sur les échantillons rapportent que la poussière est formée de grains et de fragments plus ou moins gros et de formes aléatoires, témoins de leur création via des impacts avec de petits corps célestes. La densité moyenne du régolithe est de  $1,5 \text{ g/cm}^3$ .

#### 4.3.1 Forme des grains

Les formes des grains du régolithe lunaire sont très variables, allant de particules quasi-sphériques à complètement angulaires [Heiken *et al.*, 1991]. La Figure 4.2 présente plusieurs photos de grains de régolithe lunaire [Liu et Taylor, 2011].

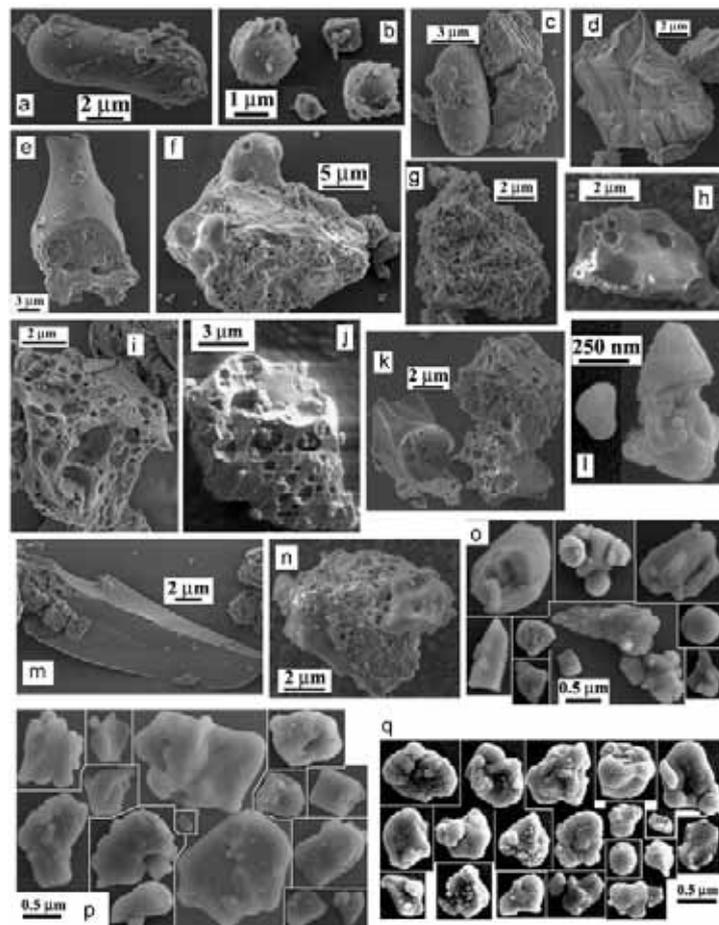


FIGURE 4.2 – Images MEB (microscope à balayage électronique) de grains de régolithe lunaire mettant en évidence les disparités de tailles et de formes. Image issue de [Liu et Taylor, 2011].

Des structures de type pores ou cratère sont trouvés. Plusieurs paramètres sont utilisés dans la littérature pour caractériser la forme d'une particule : les aspérités, la porosité, l'élongation, la rondeur, etc [Liu et Taylor, 2011].

### 4.3.2 Taille

Il est difficile d'estimer une taille moyenne des grains de régolithe, l'état de développement de ce dernier étant très variable. Néanmoins, dans le cas des particules non-sphériques, on entend usuellement par "taille" son équivalent sous forme de sphère. Dans ce manuscrit, le terme "taille" sera utilisé pour caractériser l'axe le plus long d'une particule non-sphérique.

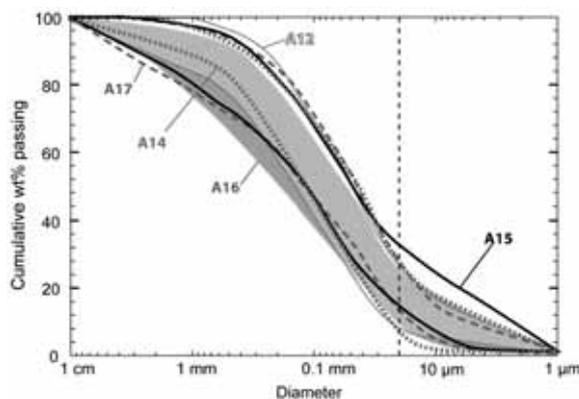


FIGURE 4.3 – Fonction de distribution de taille du sol des principaux sites d'explorations des missions Apollo. Graphique issu de [Liu et Taylor, 2011].

La Figure 4.3 présente la fonction de distribution en taille de plusieurs échantillons de sols rapportés durant les missions Apollo. Environ 20% de la masse totale rapportée est composée de particules de taille inférieure à 20 µm. Considérant la très faible taille des grains, cela représente un nombre très important de petites particules. Ces résultats sont en accord avec ceux de [Walton, 2007] qui obtenait une taille de grains moyenne de 70 µm pour un spectre de particules compris entre 40 et 130 µm.

### 4.3.3 Composition

De premier abord, il est possible de faire une différence dans la composition du régolithe rencontré dans les mers, formées de basaltes et dans les terres, riches en feldspath. Les terres sont majoritairement composées d'anorthosites ainsi que d'olivines et de pyroxènes. On trouve aussi des agglutinats de verre ainsi que des nano-particules de fer. Les agglutinats de verre résultent du refroidissement des roches après impact. Au total, tous ces éléments forment entre 70 et 98 % du volume des grains, majoritairement composés d'oxydes. Les éléments majeurs sont :  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{FeO}$ ,  $\text{MgO}$ ,  $\text{CaO}$ ,  $\text{Na}_2\text{O}$ ,  $\text{K}_2\text{O}$ ,  $\text{MnO}$  et  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ ;  $\text{SiO}_2$  étant l'oxyde principal à  $\sim 50\%$  [Heiken *et al.*, 1991].

Le régolithe, créé à la suite d'impact est représentatif de la roche locale dont il dérive. La composition de l'impacteur, quelque soit sa taille, n'intervient pas dans la composition du sol lunaire. En effet, sous la violence du choc, ce dernier est souvent entièrement sublimé.

## 4.4 Les simulants de régolithe lunaire

Dans l'optique de l'exploration spatiale future, il est nécessaire d'anticiper les différents problèmes liés aux poussières. Dans le cadre de la contamination particulaire et grâce aux retours des missions

Apollo, l'utilisation de simulants de régolithe s'avère être une aide précieuse. Comme il paraît impossible de créer un simulant parfait, les études actuelles cherchent à reproduire certaines propriétés, afin de répondre à différentes applications.

La première utilisation des simulants vise à reproduire un environnement lunaire lors des tests des rovers et pour contribuer à la formation des futurs astronautes. La deuxième est liée à l'ISRU pour *in-situ resources utilization* dont l'un des objectifs est de former de l'oxygène et de l'eau à partir des éléments contenus dans le régolithe. Ces études cherchent avant tout à maximiser l'utilisation des ressources locales afin de limiter la charge utile de lancement, le carburant et donc le coût total d'une mission. Certains simulants sont aussi développés afin de mettre au point des techniques de fabrication de matériaux grâce à l'impression 3D. Les futures bases seraient en effet faites à partir de briques de poussières lunaires afin d'assurer une protection contre l'environnement spatial (radiations, micro-impacts). Enfin, d'autres études cherchent à étudier les effets biologiques du régolithe sur le corps humain [Linnarsson *et al.*, 2012]. Les astronautes ont en effet rapporté des irritations oculaires et cutanées provoquées par la mise en contact avec le régolithe. Les risques d'inhalation sont aussi élevés, les poussières étant très fines. Elles peuvent alors se déposer dans la trachée ou les poumons. Cela provoque par la suite des maladies cardiovasculaire ou encore pulmonaire, telle que la silicose (maladie autrefois observée chez les mineurs au début du 20ème siècle). Enfin, la mise en contact du fer du sol lunaire avec l'oxygène présent dans l'hémoglobine peut amorcer la dangereuse réaction de Fenton qui mène à la création de radicaux libres. Ces derniers endommagent ensuite les cellules du corps humain [Park *et al.*, 2008].

#### 4.4.1 Simulants utilisés durant cette thèse

Cette section détaille les simulants utilisés dans cette thèse et énumère leur fabrication ainsi que certaines de leurs propriétés.

##### JSC-1

La JSC-1 est un simulant développé par la NASA par le Johnson Space Center. D'après [Mckay, 1993], la roche terrestre prélevée est issue d'un filon de roche volcanique basaltique d'environ  $0,15 \pm 0,003$  millions d'années découvert près du cratère Merriam, situé près de San Francisco dans l'état de Californie. La roche est ensuite broyée dans un moulin à percussion. Cette méthode tente en cela de reproduire les effets de création par impact à la surface de la Lune. La poudre obtenue est tamisée et séchée sous air sec. La densité massique est de  $2,9 \text{ g/cm}^3$ . La Table 4.1 présente les compositions du JSC-1. A titre de comparaison, les compositions des échantillons de régolithe lunaire **14163,161** et **15308,31** sont présentées. Ces données ont été obtenues à une analyse en spectroscopie de fluorescence de rayon X par analyse dispersive en longueur d'onde (WD-WRF) [Weinstein, nd].

Le simulant de JSC-1 (comme la DNA-1 vu plus tard) a une composition proche de celle du régolithe et est utilisé sur un spectre très large, bien que majoritairement en lien avec l'ISRU. Ce simulant se décompose en plusieurs sous-familles suivant les gammes de tailles.

La fonction de répartition en taille est présentée sur la Figure 4.4.

Oxyde (wt. %)	JSC-1	DNA-1	14163,131	15301,38
SiO <sub>2</sub>	47,71 ± 0,10	50,75	47,3	46,12
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	15,02 ± 0,04	18,77	17,8	14,67
CaO	10,42 ± 0,03	7,63	11,4	10,71
MgO	9,01 ± 0,09	2,78	9,6	12,2
MnO	0,18 ± 0,00	-	0,14	0,18
Cr <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,04 ± 0,00	-	-	-
FeO	7,35 ± 0,05	8,81	105	13,83
Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	3,44 ± 0,03	-	-	-
TiO <sub>2</sub>	1,59 ± 0,01	1,16	1,6	1,18
Na <sub>2</sub> O	2,70 ± 0,03	4,90	0,7	0,35
K <sub>2</sub> O	0,82 ± 0,02	5,21	0,55	0,13
P <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	0,71 ± 0,05	-	-	-

TABLE 4.1 – Composition des simulants de régolithe DNA-1 [Monolite, nd] et JSC-1 [Weinstein, nd]. A titre de comparaison, les compositions des échantillons de sols lunaires 14163,131 [LPI, 2011a] et 15301,38 [LPI, 2010] sont détaillées.

## DNA-1

La DNA-1 est un simulant développé par l'ESA dans le cadre de l'IRSU et est produit par l'entreprise Monolite UK. Le simulant est créé à partir de roche volcanique broyée et tamisée en provenance de la province de Viterbe, en Italie [Cesaretti *et al.*, 2014]. L'une des études réalisées sur ce simulant cherche à utiliser la technique d'impression 3D pour en former des blocs de construction pour habitats lunaires. Des photos prises au microscope à balayage électronique (MEB) sont présentées sur la Figure 4.5. Elles mettent en évidence les disparités de forme et de taille. La Table 4.1 présente la composition en oxydes, les éléments principaux étant la silice et l'alumine. Ces données ont été obtenues grâce à une analyse chimique des échantillons par spectroscopie X en dispersion d'énergie, associée à un microscope à balayage électronique (SEM-EDS) [Monolite, nd]. La fonction de répartition en taille du simulant est présentée sur la Figure 4.6.

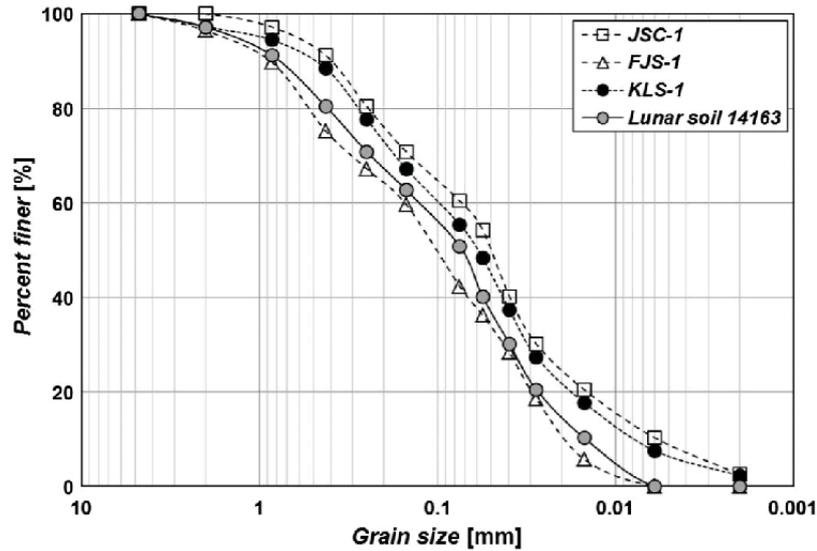


FIGURE 4.4 – Fonction de répartition en taille du simulant JSC-1. Les fonctions de deux autres simulants (FJS-1 et KLS-1, non utilisés dans ce manuscrit) sont détaillées ainsi que celle de l'échantillon de régolithe **14163**. Graphique issu de [Ryu *et al.*, 2018].

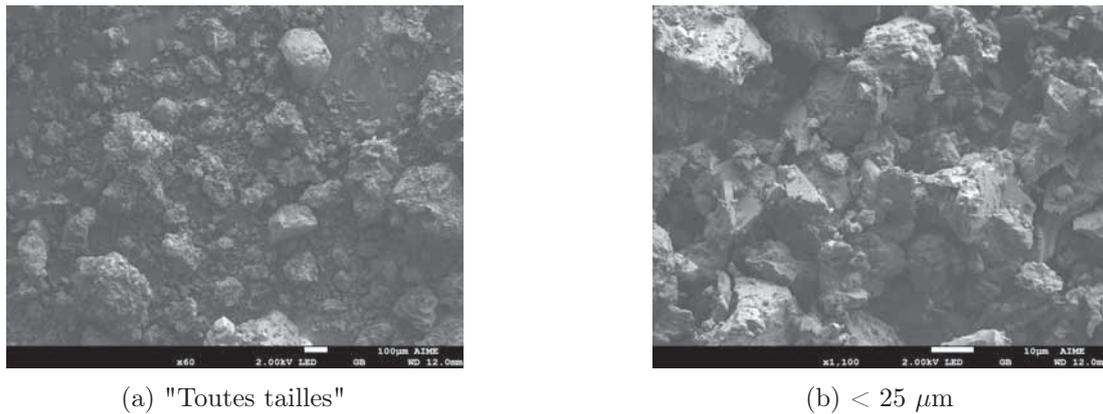


FIGURE 4.5 – Photos prises au MEB du simulant DNA-1 mettant en évidence les disparités de tailles et de formes.

### SMA\_A et SMA\_X

Les simulants SMA\_A et la SMA\_X, pour *Simulated Moon Agglutinates* sont issus de la même famille de simulants synthétisés chimiquement par l'Institut Polytechnique de Turin, en Italie. L'objectif de ce simulant est de reproduire des inclusions ferriques observées dans les sols lunaires mais qui manquent dans la plupart des simulants de poussières lunaires actuellement disponibles. Le précurseur au simulant utilisé pour cela est une zéolite de structure  $\text{Na}_{12}\text{Al}_{12}\text{Si}_{12}\text{O}_4 \cdot 27\text{H}_2\text{O}$  [Pansini *et al.*, 2017]. Grâce à plusieurs procédés chimiques, le cation Na a été remplacé par du Fe. Les poudres obtenues sont ensuite chauffées afin de détruire la structure du zéolite et pour enfermer les nanoparticules de fer

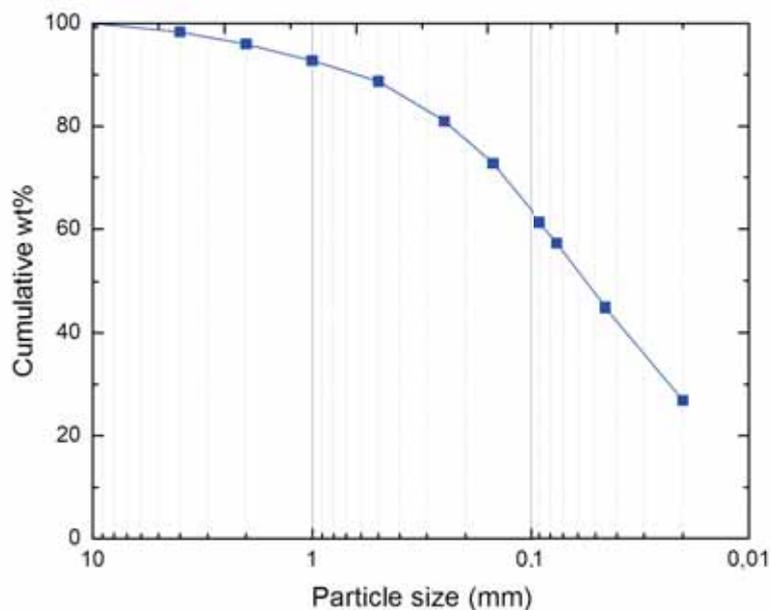


FIGURE 4.6 – Fonction de répartition en taille du simulant DNA-1. Graphique adapté de données issues de [Cesaretti *et al.*, 2014].

$\text{Fe}^0$  dans une matrice de verre. D'après [Freyria *et al.*, 2019a], la principale différence entre la SMA\_A et SMA\_X repose sur la quantité de fer présente dans chaque échantillon : 10% et 1,6% de la masse totale, respectivement. La distribution en taille des grains est présentée sur la Figure 4.7. La Figure 4.8 présente quant à elles des photos prise au MEB des deux échantillons.

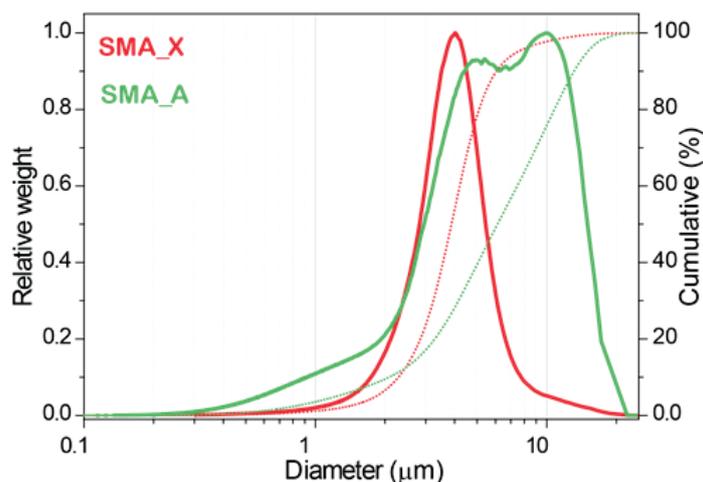
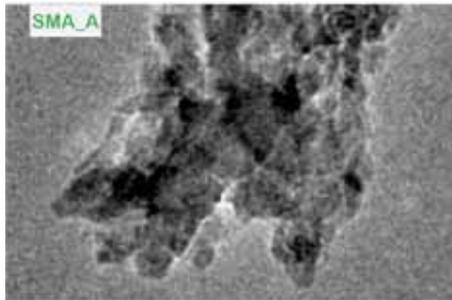
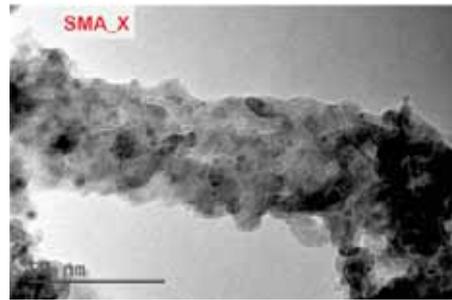


FIGURE 4.7 – Distributions en taille des échantillons de SMA\_A et SMA\_X. Données issues de [Freyria *et al.*, 2019a].



(a) SMA\_A



(b) SMA\_X

FIGURE 4.8 – Photos prises au MEB des échantillons de SMA\_A et SMA\_X. Photos issues de [Freyria *et al.*, 2019a].

### Billes de verre sodocalcique

Les simulants précédemment présentés ont les propriétés physiques les plus proches de celles du régolithe lunaire. Néanmoins, dans l'optique de comprendre la physique à l'œuvre dans les phénomènes d'adhésion, il est souvent nécessaire de simplifier au maximum le problème en séparant les contributions (tailles et formes irrégulières). Les billes de verre sodocalcique sont une bonne alternative. Elles sont sphériques, comme le montre la Figure 4.9 qui présente deux photos prises au MEB. La composition complète est 70 %  $\text{SiO}_2$ , 15 %  $\text{NaO}$ , 10 %  $\text{CaO}$  et  $\text{MgO}$ ,  $\text{B}_2\text{O}_3$  et  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Ce dernier se trouve sous forme de trace [Good Fellow, nd]. L'utilisation de ce simulant permet de simplifier les mesures tout en ayant une composition relativement proche de celle du régolithe.

Les billes de verre utilisées dans cette thèse sont fournies par l'entreprise Good Fellow. Trois gammes de tailles ont été utilisées :  $30 \pm 20 \mu\text{m}$ ,  $200 \pm 50 \mu\text{m}$  et  $1,15 \pm 0,15 \text{ mm}$ .

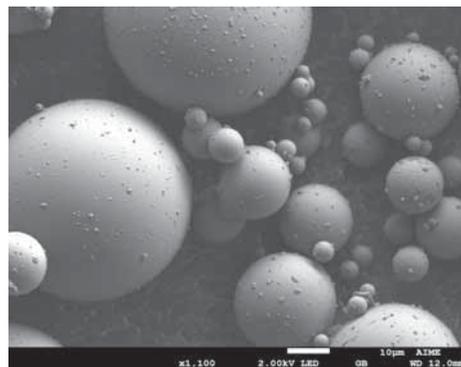
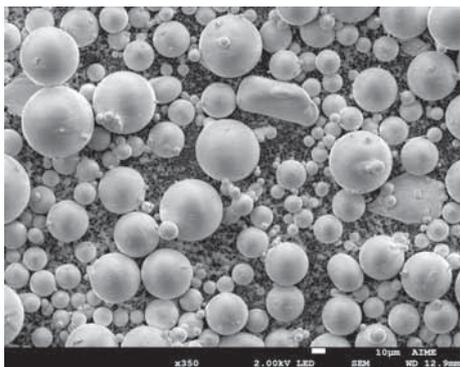


FIGURE 4.9 – Photos prises au MEB des billes de verre sodocalcique pour la gamme de taille [10, 50]  $\mu\text{m}$ .

### Billes de tungstène

Les billes de tungstène ne peuvent pas être considérées comme des simulants de poussières lunaires à proprement parler mais s'inscrivent ici dans l'étude de la contamination particulaire apparaissant dans

les tokamaks. En effet, d'après [Autricque *et al.*, 2018], des débris peuvent apparaître sous forme de grains microscopiques qui ont tendance à être accélérés vers l'extérieur du tore. L'interaction résultante peut induire l'adhésion ou le rebond des particules sur la surface ou encore la destruction de cette dernière. Cela peut alors provoquer l'apparition d'instabilités au niveau du plasma, pouvant aller jusqu'à son arrêt [Peillon *et al.*, 2018]. Le CEA et l'IRSN se sont donc employés à étudier l'influence de l'impact de ces poussières sur le tore ainsi que les forces d'adhésion associées. Grâce à la mise en place d'une collaboration entre le CEA, l'IRSN et l'ONERA, des billes de tungstène de tailles inférieures à 25  $\mu\text{m}$  nous ont été fournies afin de réaliser des mesures de forces d'adhésion.

Les particules utilisées sont des billes de tungstène (qui composent les murs des tokamaks). La distribution (en volume) des tailles est présentée sur la Figure 4.10. Ces billes sont produites par la société Tekna [Tekna, nd] dont le procédé de *sphéroïdisation* a été breveté. Le procédé consiste à placer un précurseur (ici une poudre de tungstène) dans une torche plasma d'environ 2 mètres de hauteur. La poudre est dispersée à la manière d'un aérosol en haut de la torche. En tombant par gravité dans cette dernière, le précurseur est fondu et devient sphérique. Ce procédé permet d'obtenir des poudres très homogènes, mais reste difficile à appliquer pour des diamètres inférieurs à 5  $\mu\text{m}$ . Des images obtenues au MEB sont présentées sur la Figure 4.11. Certaines billes apparaissent moins sphériques que d'autres, résultant d'une *sphéroïdisation* incomplète. La forme de "pêche" observé reste typique du procédé détaillé. On observe de plus que le précurseur tend à s'agglomérer (voir la Figure 4.12b).

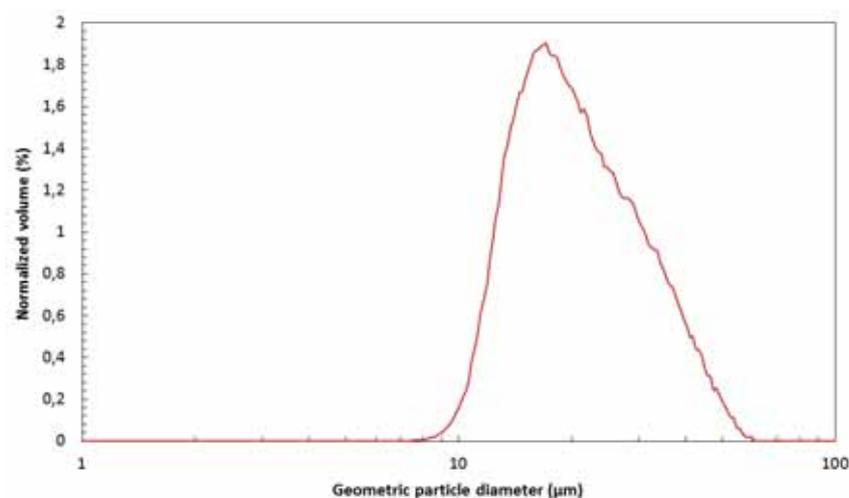
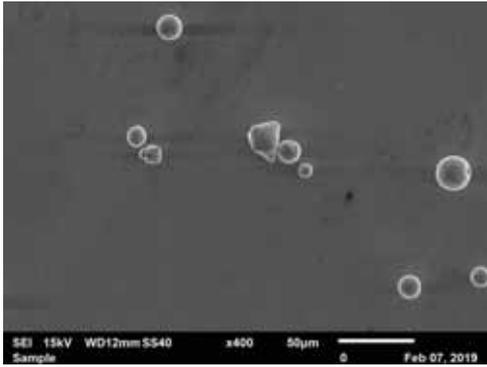
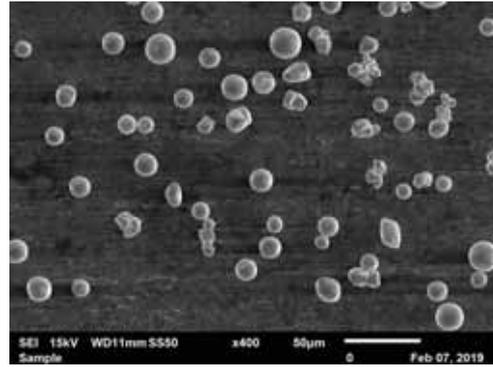


FIGURE 4.10 – Distribution (en volume) des tailles des billes de tungstène. Données obtenues par M. Samuel Peillon.

Deux analyses chimiques réalisées par la société Tekna donnent les fractions massiques des éléments chimiques composants les billes de tungstène. L'oxygène compose uniquement les éléments non métalliques de l'échantillon, avec une fraction de  $1,3 \cdot 10^{-2} \mu\text{g/g}$ . Concernant les éléments métalliques, une analyse ICP-MS (spectrométrie de masse à plasma à couplage inductif) indique la présence des éléments suivants : Al, Cr, Fe, Mo et Ni. La fraction massique totale que forment ces impuretés dans l'échantillon est inférieure à  $10^{-3} \mu\text{g/g}$ .



(a) Billes de tungstène sur substrat lisse.



(b) Billes de tungstène sur substrat rugueux.

FIGURE 4.11 – Dépôt de billes de tungstène sur des substrats de rugosité différentes. Photos réalisées au MEB à l'IRSN.

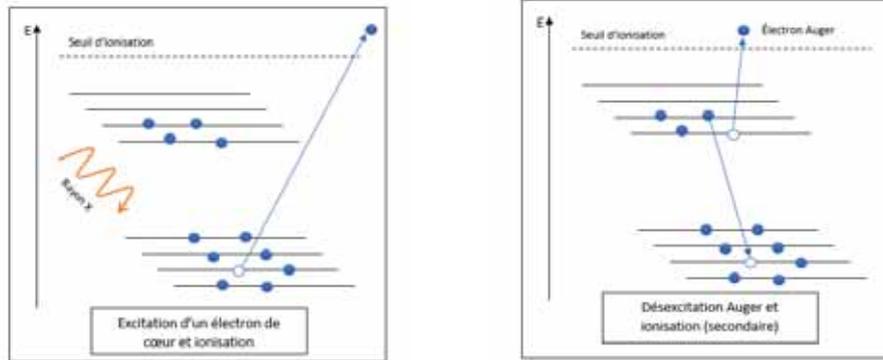
## 4.4.2 Composition de surface des substrats et des simulants

Un paramètre prépondérant dans l'adhésion est la composition des contaminants. On peut distinguer les compositions volumiques et surfaciques, cette dernière interagissant avec l'environnement extérieur et pouvant subir des modifications chimiques (comme vu avec les échantillons de régolithe lunaire détaillés dans le Chapitre 3). La force de Van der Waals est une force à très courte portée (suite à sa dépendance en  $1/r_b^7$ ) et sa contribution majeure peut donc être principalement portée par les couches les plus externes d'un grain et du substrat.

La mesure par XPS (spectrométrie de photoélectrons induits par rayons X) est l'une des méthodes les plus justifiées pour obtenir la composition d'un matériau sur les 10 premiers nanomètres.

### 4.4.2.1 Principe de mesure

La technique de mesure par spectroscopie repose sur l'analyse de l'énergie cinétique des électrons émis sous l'impact de rayons X d'énergie  $h\nu$  connue [Duc, 1998]. On distingue deux types d'électrons : les électrons émis par photoémission (interaction du photon avec la matière) et les électrons dits Auger, qui résultent d'une cascade de transitions électroniques à l'intérieur de l'échantillon. L'excédent d'énergie libéré par la descente d'un niveau d'énergie d'un électron est fourni à un autre électron d'une couche plus externe et permet sa libération [Cazaux, 2007]. Les photoélectrons sont donc directement liés à l'énergie du photon incident tandis que les électrons Auger sont liés à la différence d'énergie entre deux niveaux. La Figure 4.12 schématise les deux interactions.



(a) Principe de photoémission. (b) Principe d'émission d'un électron Auger.

FIGURE 4.12 – Illustration des deux phénomènes d'émission électronique pouvant intervenir lorsque la matière est soumise à un rayonnement X. Schémas adaptés de [CEA, 2013].

Pour les photoélectrons, il est possible de relier les énergies suivant l'équation :

$$h\nu = E_C + E_L + W \Rightarrow E_L = h\nu - E_C - W \quad (4.1)$$

avec  $E_C$  l'énergie cinétique de l'électrons,  $E_L$  l'énergie de liaison chimique et  $W$  le travail de sortie du matériau. Les électrons émis sont caractéristiques des liaisons chimiques du matériau. L'étude de leur spectre en énergie permet donc de remonter à la structure de l'échantillon.

Des mesures XPS des simulants et des substrats ont été réalisées sous ultravide (pression comprise entre  $10^{-9}$  et  $10^{-10}$  mbar) dans l'enceinte ALCHIMIE présente à l'ONERA. La Figure 4.13 présente un schéma 3D de l'enceinte, ainsi que tous les instruments associés. Les échantillons sont d'abord placés dans un sas d'entrée où il est possible de les chauffer afin de les faire dégazer. La mise sous vide dans ce sas est ensuite débutée. Lorsque la pression atteinte est de l'ordre de  $10^{-6}$  mbar, les échantillons sont transvasés dans la chambre d'analyse au moyen d'un bras mécanique. La chambre est ensuite isolée du sas d'entrée grâce à une vanne tiroir. Une pompe turbomoléculaire prend alors le relais du pompage jusqu'à atteindre un niveau de vide compris entre  $10^{-9}$  et  $10^{-10}$  mbar. L'échantillon est ensuite orienté de telle sorte que la source X puisse l'irradier et que les électrons émis soient collectés par l'analyseur hémisphérique. Le diamètre d'ouverture de ce dernier varie entre  $30 \mu\text{m}$  et  $5 \text{mm}$  et limite le nombre d'électrons collectés. Lors des mesures, il faut donc veiller à ce que ce nombre soit suffisamment élevé afin d'avoir un bon rapport signal sur bruit. La taille de ce spot est aussi caractéristique de la zone étudiée, le nombre d'électrons émis étant directement dépendant de la surface irradiée.

La source X utilisée émet une raie monochromatique caractéristique de la transition électronique  $K_\alpha$  du magnésium à  $1253,6 \text{eV}$ . Les électrons émis sont collectés dans un analyseur Sigma dont le spectre de mesure est compris entre  $1$  et  $3000 \text{eV}$ .

Les échantillons étudiés (aussi bien substrats que simulants de régolithe lunaire) sont détaillés dans la liste suivante :

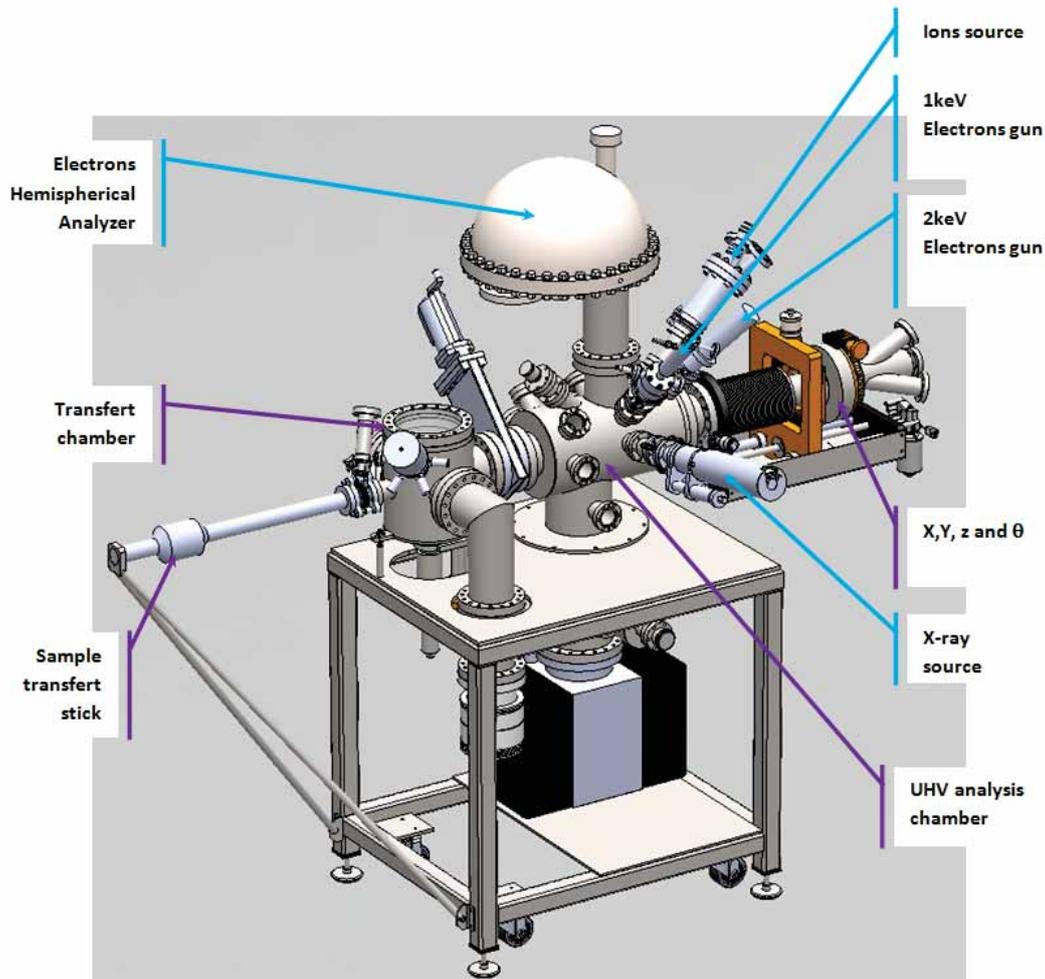


FIGURE 4.13 – Schéma 3D annoté de l'enceinte ALCHIMIE utilisée pour les mesures XPS.

- Simulants :
  - Billes de tungstène < 25  $\mu\text{m}$
  - Billes de verre [25, 50]  $\mu\text{m}$
  - DNA-1 [25, 50]  $\mu\text{m}$
  - JSC-1 [25, 50]  $\mu\text{m}$
  - SMA\_X < 25  $\mu\text{m}$
- Substrats :
  - Bloc de tungstène
  - Aluminium technique

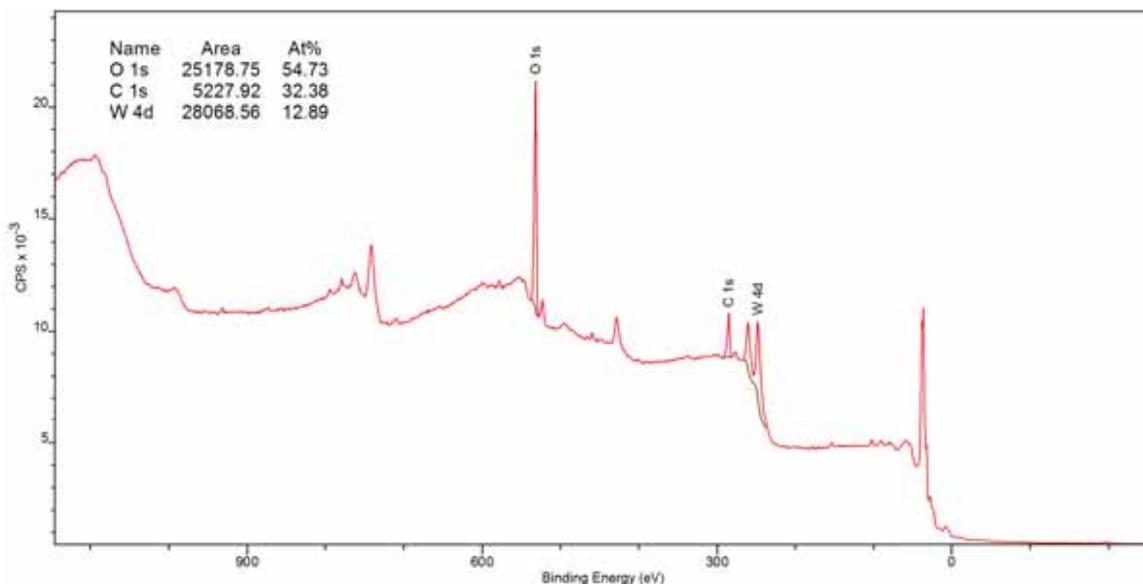
Les substrats sont préalablement nettoyés dans à bain à ultrasons (les solvants sont successivement de l'éthanol et de l'eau déminéralisée) avant d'être séchés sous un flux d'azote gazeux. Leur stockage se fait ensuite dans du papier joseph dans un contenant plastique. Puis, ils sont placés jusqu'à utilisation dans une armoire sous atmosphère azotée. Lors des mesures, les simulants sont placés sur un porte-échantillon

en cuivre qui leur sert de réceptacle. Les substrats sont quant à eux scotchés sur un support annexe en argent. La mise sous vide s'effectue de manière régulée afin de limiter les effets de soufflage des poussières qui pourraient contaminer l'enceinte.

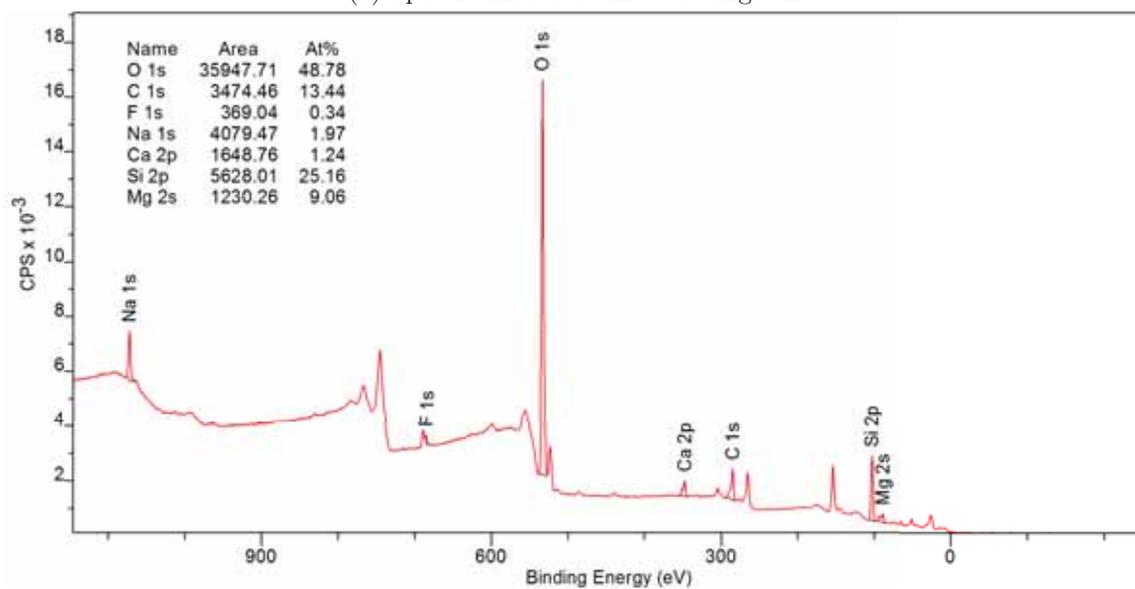
#### 4.4.2.2 Résultats

La taille du spot d'analyse des électrons lors des mesures sur les simulants a respectivement été de 5 mm puis de 400  $\mu\text{m}$ . Ce choix a été fait afin de faire apparaître au mieux les éventuelles disparités de composition de surface. Le rapport signal sur bruit est cependant plus faible dans ce dernier cas et des informations spectrales sont perdues. Les mesures avec ouverture de 30  $\mu\text{m}$  n'ont quant à elles pas pu être exploitées. Dans le cas des substrats, les mesures ont uniquement été réalisées avec un spot de 5 mm, les échantillons étant considérés comme homogènes en surface. Suivant l'ouverture de l'analyseur, la réalisation des spectres dure entre 10 minutes et une heure. Les spectres obtenus sont ensuite traités avec le logiciel CasaXPS [CASA XPS, nd]. Etant donné que le travail de sortie  $W$  des matériaux est inconnu, les spectres sont dans un premier temps calibrés sur la raie connue du carbone à 285 eV. Ils sont ensuite analysés ; les taux de composition de chaque élément sont alors déterminés. Pendant cette étape, les éléments trouvés sont comparés aux données constructeurs fournies par les fabricants, afin de ne pas faire apparaître de résultats incohérents. Les compositions en terme d'éléments chimiques de chaque échantillon étudié ont précédemment été présentés dans la section 4.4.1, sauf pour l'échantillon de SMA\_X.

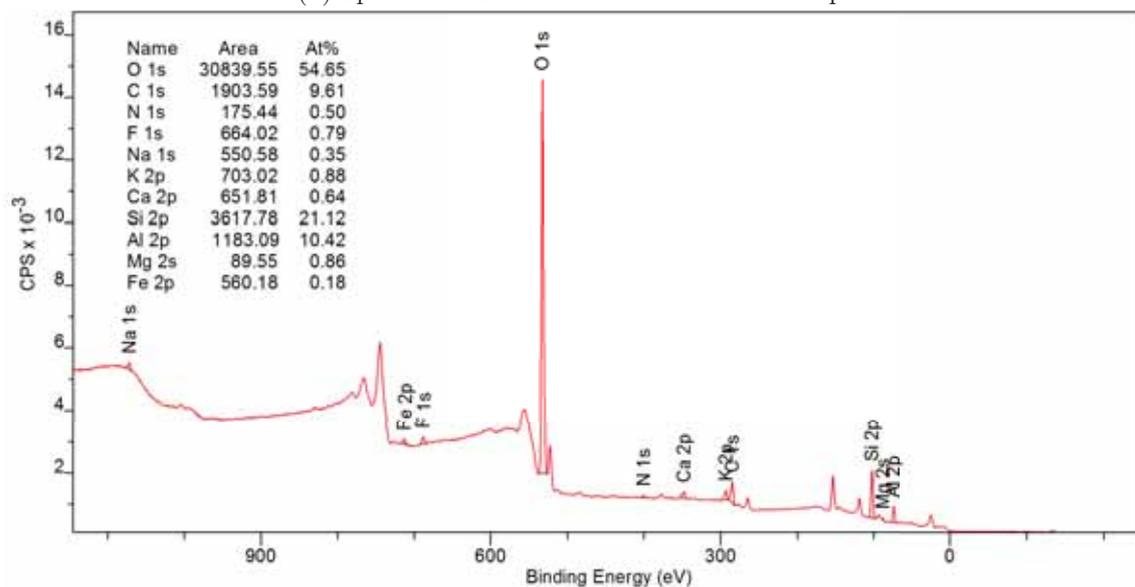
La Figure 4.14 récapitule les spectres XPS obtenus sur les simulants et les substrats étudiés. L'ordonnée présente le nombre d'électrons détectés multiplié par  $10^{-3}$  en fonction de l'énergie de liaison des électrons. Le pourcentage de chaque élément détecté est aussi associé à chaque spectre.



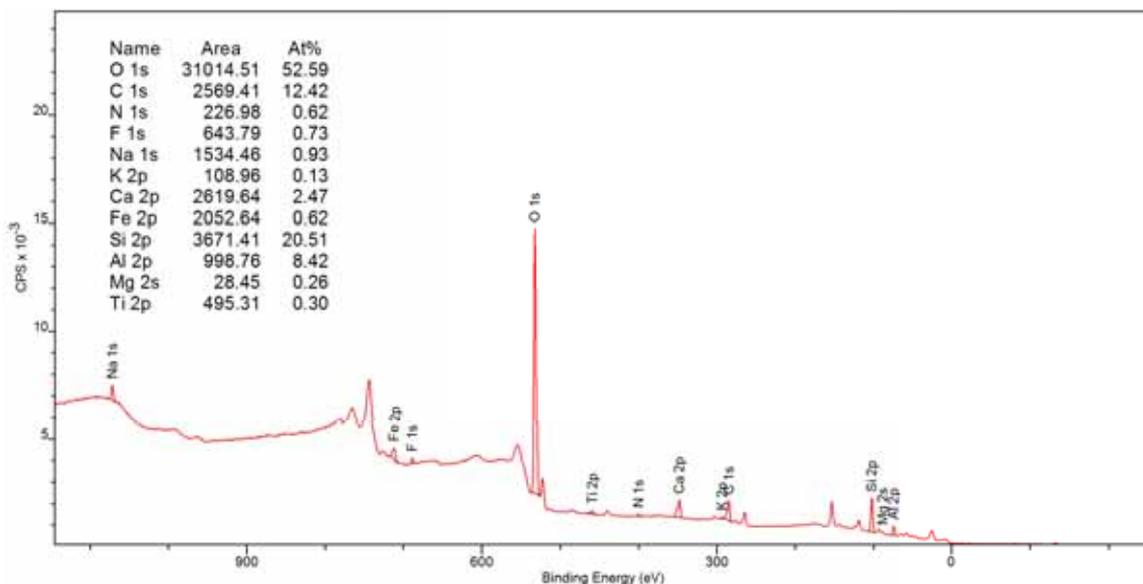
(a) Spectre XPS des billes de tungstène.



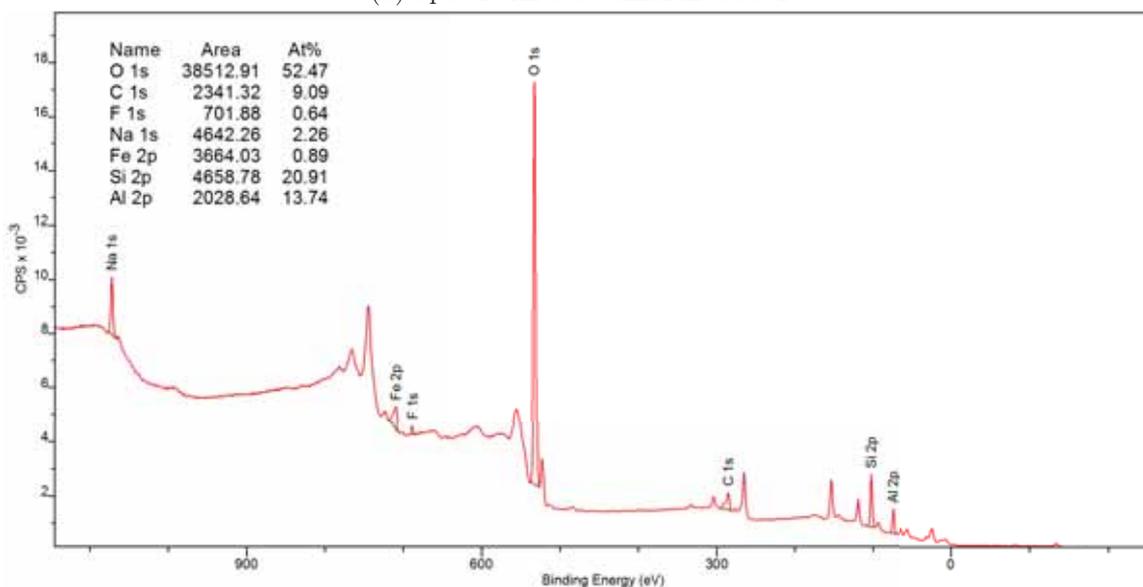
(b) Spectre XPS des billes de verre sodocalcique.



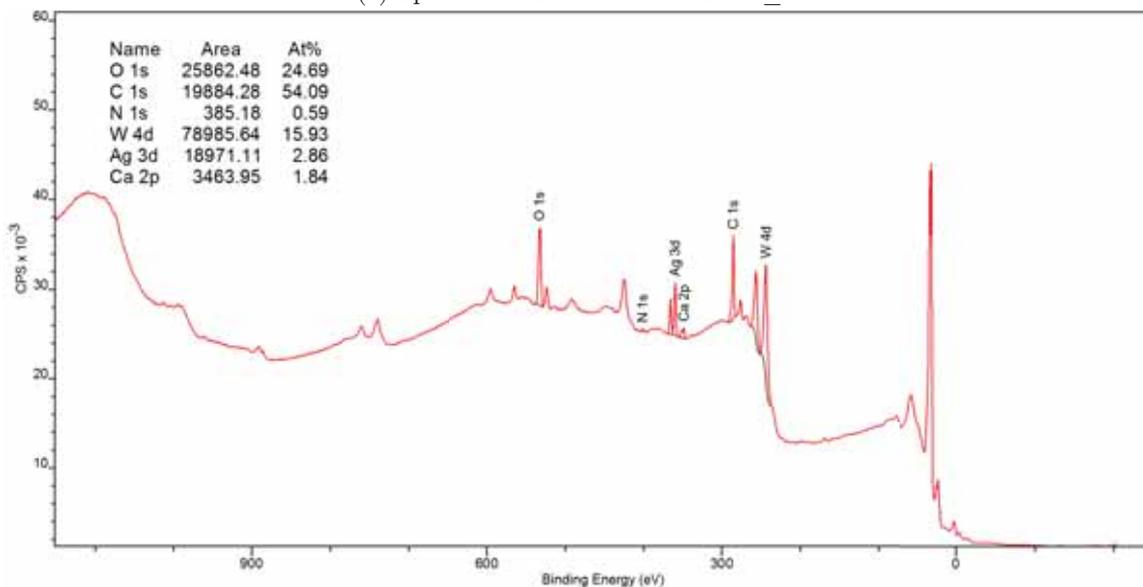
(c) Spectre XPS du simulant DNA-1.



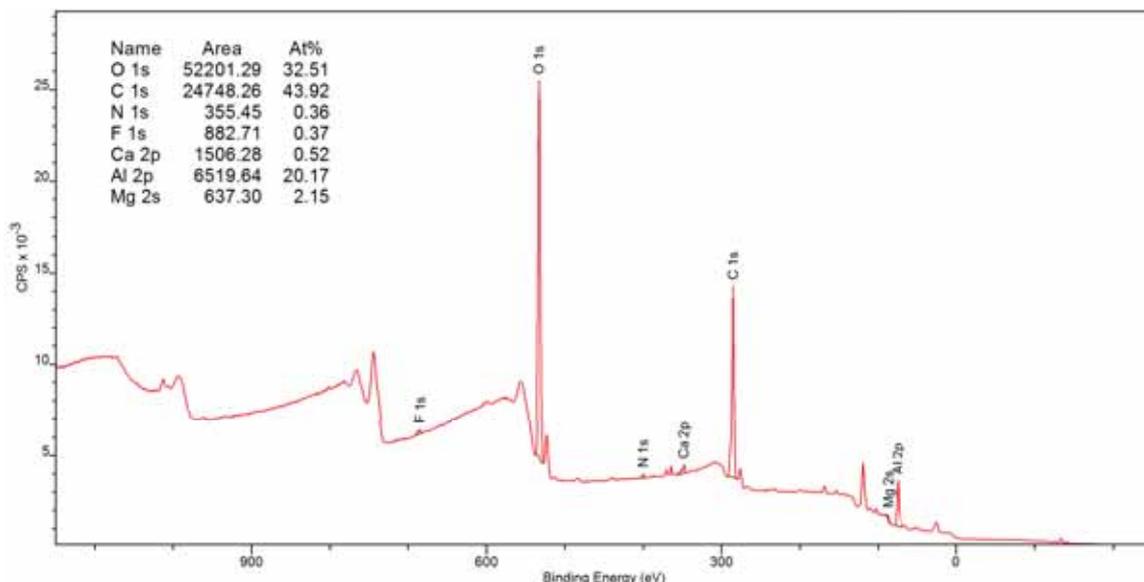
(d) Spectre XPS du simulant JSC-1.



(e) Spectre XPS du simulant SMA\_X.



(f) Spectre XPS du substrat de tungstène.



(g) Spectre XPS du substrat d'aluminium.

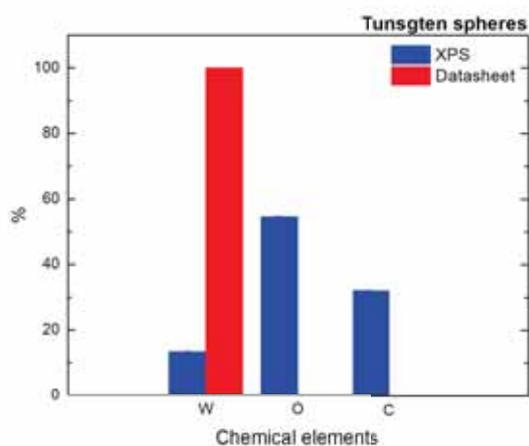
FIGURE 4.14 – Spectres XPS obtenus pour les différents simulants, avec un spot d'illumination de 5 mm.

La Figure 4.15 compare les pourcentages d'éléments entre les valeurs obtenues par XPS et les valeurs fabricants des différents simulants (datasheet). On estime que les données constructeurs donnent une information de la composition volumique. La comparaison des deux méthodes permet ainsi d'obtenir des informations sur les différences entre les compositions de volume et de surface.

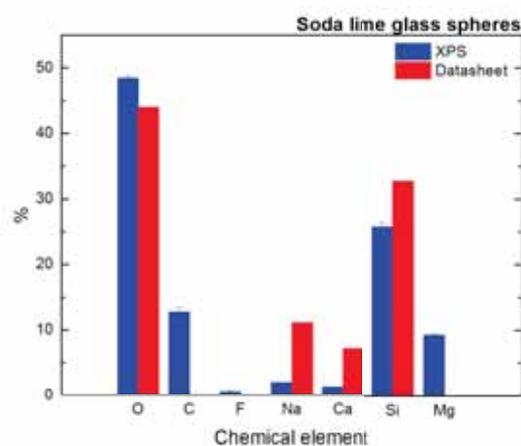
Les résultats obtenus pour les billes de tungstène sont présentés sur la Figure 4.15a. Comme décrit dans la section 4.4.1, elles sont composées à plus de 99,9 % de tungstène, le deuxième élément le plus abondant étant l'oxygène (fraction massique de 0,013  $\mu\text{g/g}$ ). Le spectre XPS présente des pourcentages très différents. Cela implique que l'échantillon a interagité en surface avec son environnement, provoquant sa contamination. La très forte présence de l'oxygène (55%) est due aux réactions d'oxydation qui apparaissent par la mise en contact entre les billes et l'atmosphère terrestre. La contamination par le carbone (32%) résulte quant à elle d'une contamination humaine lors de la manipulation des échantillons. La quantité de tungstène détectée (13%) est très faible face aux deux autres éléments.

La Figure 4.15b fait la même comparaison, cette fois-ci avec les billes de verre sodocalcique. Le fabricant Good Fellow [Good Fellow, nd] indique la composition suivante : 70 %  $\text{SiO}_2$ , 15 %  $\text{NaO}$ , 10 %  $\text{CaO}$ . Les oxydes  $\text{MgO}$ ,  $\text{B}_2\text{O}_3$  et  $\text{Al}_2\text{O}_3$  sont détectés sous forme de trace et leurs pourcentages ne sont pas détaillés. Les traces typiques de la contamination sont de nouveau observées, avec la contribution du fluor en plus. Ce dernier est caractéristique d'un stockage dans un contenant plastique. Les constituants majeurs (Si, O, Na et Ca) sont retrouvés, bien que leurs pourcentages soient beaucoup plus faibles que ceux fournis dans les données constructeurs. On note néanmoins la présence non négligeable du magnésium obtenu en XPS (9%) qui est uniquement présenté comme trace par le constructeur. Cette contamination peut apparaître à la suite du stockage ou de l'activité humaine autour de l'échantillon.

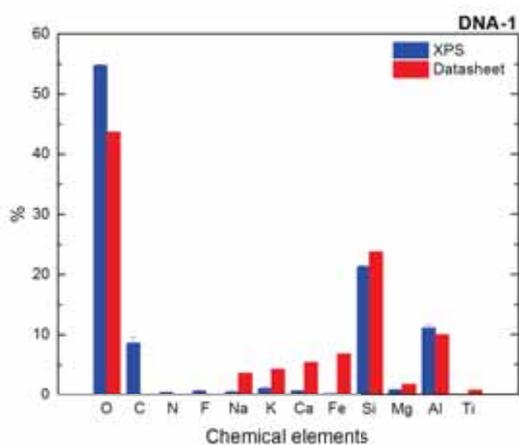
Les comparaisons des éléments constitutifs des simulants de DNA-1 et de JSC-1 sont présentées sur les Figures 4.15c et 4.15d (leurs compositions volumiques ont déjà été présentées dans la Table 4.1).



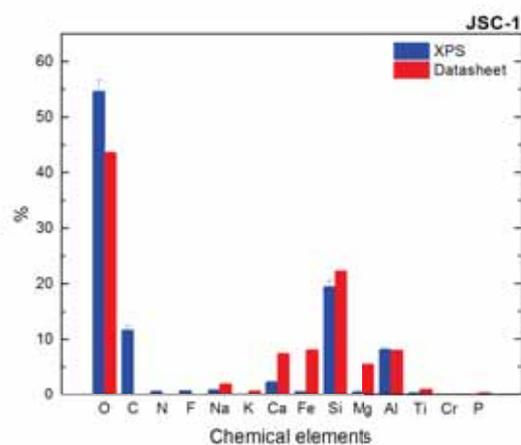
(a) Billes de tungstène



(b) Billes de verre sodocalcique



(c) DNA-1



(d) JSC-1

FIGURE 4.15 – Comparaison entre les compositions chimiques surfaciques et volumiques des simulants étudiés.

De par leur origine géologique, la composition de ces simulants est plus diverse : le nombre d'éléments détecté est plus important. On retrouve néanmoins les contaminants habituels. Concernant la DNA-1, des différences notables de compositions apparaissent au niveau de la quantité de Ca, Fe et de Mg, qui sont beaucoup plus élevées dans les données constructeurs. Cela est dû au fait que la contamination à l'oxygène et au carbone écrase complètement les contributions des autres éléments. La même observation est faite sur l'échantillon de JSC-1, cette fois-ci sur les éléments Na, K, Ca et Fe. La comparaison pour l'échantillon de SMA\_X n'a pas pu être réalisée, la composition volumique des grains n'étant pas connue.

Les Figures 4.14f et 4.14g présentent les spectres XPS obtenus sur les substrats de tungstène et d'aluminium, respectivement. De manière similaire aux simulants, on trouve les contaminants précédemment observés sur les simulants. Dans le cas du tungstène, une contamination à l'argent est

détectée et correspond à l'émission d'électron du porte-échantillon sur lequel est posé le substrat. Les deux échantillons présentent aussi une contamination au calcium, dont l'origine est similaire à celle observée pour le magnésium.

Les différences de compositions observées reposent sur la différence de méthodes d'analyses utilisées. Les surfaces des échantillons étudiés ici sont majoritairement contaminées par l'oxygène et le carbone, ce qui masque les contributions des autres éléments.

#### 4.4.2.3 Effet de la contamination de surface

Les mesures XPS ont révélé que les échantillons, aussi bien simulants que substrats sont contaminés suite à leur contact avec l'atmosphère terrestre, leur stockage et la manipulation d'origine humaine. Les contaminants principaux sont l'oxygène, le carbone ainsi que le fluor. Pour chaque échantillon, plusieurs spectres (avec différents diamètres d'ouverture pour l'analyseur) ont été effectués. Les variations des pourcentages des éléments chimiques obtenus entre chaque mesure sont très faibles. On peut donc conclure que les différents éléments constituant un échantillon sont répartis de manière homogène.

La spectroscopie XPS donne des informations de composition sur les 10 premiers nanomètres d'un échantillon. La comparaison des compositions chimiques des différents échantillons montre que ces derniers sont contaminés sur cette distance caractéristique. Or, il a été vu au Chapitre 2 que la force de Van der Waals était une force à très courte portée (inférieure au micromètre). Ce sont donc les couches de contamination qui semblent porter majoritairement l'adhésion entre un simulant et un substrat.

Plusieurs études ont montré l'impact de la contamination sur la force d'adhésion, mais elles ne permettent pas de discerner les contributions respectives de l'oxydation ou de l'adsorption des molécules contaminantes.

Concernant les billes de tungstène, l'oxydation d'un métal provoque l'augmentation de l'énergie de surface du substrat [Hong *et al.*, 1994]. L'influence de ce paramètre est détaillé dans le Chapitre 2, mais l'étude conclut ici que l'augmentation de l'énergie de surface augmente la force d'adhésion. De la même manière, l'adsorption de l'eau présente dans l'atmosphère sur premiers nanomètres des simulants augmenterait l'adhésion des particules (ce qui semble logique étant donné que c'est ce phénomène est à l'origine de l'apparition des forces de capillarité) [Matsunaga, 1979]. Cependant, l'oxydation semble aussi augmenter la rugosité relative d'un substrat [Hong *et al.*, 1994]. Or, il a été démontré que l'augmentation de ce paramètre diminuait la force d'adhésion. La contamination par les hydrocarbures, observée sur tous les échantillons semble quant à elle être très largement influencée par la présence initiale d'oxygène sur les échantillons [Bockhoff *et al.*, 1958]. En effet, les composés hydrogénés ont tendance à former des liaisons hydrogène O-H. La mise en contact du carbone et de l'oxygène crée quant à elle des liaisons de type double liaison carbone-oxygène ( $C=O$ ). L'influence de cette contamination sur la force d'adhésion reste une question toujours ouverte et débattue au sein de la communauté scientifique.

L'interprétation des résultats sur les spectres de DNA-1 et de JSC-1 sont délicats, le fort nombre d'éléments entraînant des mécanismes de contamination complexes difficiles à séparer les uns des autres. On note cependant la présence des contaminants habituels.

De nombreux paramètres issus de l'interaction des échantillons sous environnement terrestre résultent en des modifications de la force d'adhésion. Ces différents phénomènes sont en compétition et peuvent autant favoriser comme défavoriser l'adhésion. Des études plus approfondies sont nécessaires afin de déterminer quels sont les mécanismes prépondérants.

On peut néanmoins conclure que les forces précédemment estimées ne sont pas transposables à l'environnement lunaire mais sont une contrainte d'envergure pour les essais au sol.

#### **4.4.3 Liste de simulants disponibles**

La Table 4.2 liste une vingtaine des différents simulants lunaires qui existent et exclut ceux ayant pu être développés dans des cadres d'explorations différents (martiens, astéroïdes...).

Nom	Pays	Utilisation	Année
LHS-1 Lunar Highlands Simulant	USA	Général	2014
LMS-1 Lunar Mare Simulant	USA	Général	2014
OPR series	USA	Général	2015
GSC-1	USA	Général	2008
NU-LHT/1M/2M/3M/2C/1D	USA	Général	2009
OB-1	Canada	Général	2008
CHENOBI	Canada	Général	2009
CAS-1 Chinese Academy of Sciences	Chine	Général/Géotechnique	2009
CLRS-1/2	Chine	General	2009
NEU-1 Northeastern University Lunar Simulant	Chine	Général	2017
TJ-1/2 Tongji University	Chine	Général/Géotechnique	2010
BHLD20 Lunar Dust Simulant	Chine	Général	2017
CLDS-i	Chine	Général/Toxicologique	2016
NAO-1 National Astronomical Observatories	Chine	Général	2009
Oshima Simulant	Japon	Général	2008
FJS-1/2/3 Fuji Japanese Simulant	Japon	Général	1998
Kohyama Simulant	Japon	Général	2008

TABLE 4.2 – Liste non exhaustive des simulants de régolithe lunaire disponibles. Table adaptée de [Freyria *et al.*, 2019a].

## 4.5 Bilan

Ce chapitre présente les mécanismes de formation et propriétés physiques du régolithe lunaire, dont la portion la plus fine a été observée comme étant responsable de la contamination particulaire lors des missions Apollo. Les différents simulants de régolithe utilisés pendant cette thèse sont aussi détaillés.

Une étude par spectroscopie X a permis de mettre en évidence les différences de compositions surfaciques et volumiques des simulants et substrats utilisés durant la thèse. La mise en contact des échantillons avec l'atmosphère terrestre modifie la composition de surface, entraînant des variations certaines des mécanismes d'adhésion. Il reste cependant difficile à ce stade de conclure quant aux paramètres prédominants. Des études supplémentaires sont nécessaires.

En gardant à l'esprit ces contraintes, le chapitre suivant présente le dispositif expérimental utilisé afin de déterminer les forces d'adhésion de type Van der Waals sur les mêmes simulants et substrats que ceux présentés ici.



## Chapitre 5

# Étude phénoménologique et évaluation des forces d'adhésion par utilisation d'un système centrifuge

Les chapitres précédents ont présenté la physique de l'adhésion de régolithe lunaire. Il s'avère utile de caractériser les forces d'adhésion des poussières sur des substrats de différentes natures en amont de la conception des équipements futurs.

L'objectif de ce chapitre est de dégager certains facteurs clés de l'adhésion au travers d'une campagne expérimentale paramétrique effectuée sur le dispositif conçu et développé durant cette thèse.

### 5.1 Méthode expérimentale

#### 5.1.1 Dispositif expérimental

L'évaluation de la force d'adhésion s'exerçant sur un ensemble de particules disposées sur un substrat métallique a été réalisée dans la chambre à vide DROP (Dust Regolith Or Particles) située au centre de Toulouse de l'ONERA, au sein du département DPHY (Département Physique Instrumentation, Environnement et Espace). L'enceinte cylindrique d'un diamètre de 40 cm pour une hauteur de 30 cm est recouverte d'un couvercle hémisphérique. Un système de deux pompes (primaire et turbo-moléculaire) permet d'atteindre des niveaux de vide secondaire de l'ordre de  $10^{-7}$  mbar. Une chicane placée entre le caisson et la pompe turbomoléculaire empêche les éventuels simulants détachés d'atteindre et de dégrader la pompe turbomoléculaire.

La méthode utilisée pour caractériser l'adhésion des particules repose sur la force centrifuge. Cette méthode est la plus adaptée aux conditions lunaires, sans atmosphère. Dans cette optique de représentativité, les méthodes requérant un flux gazeux (force de cisaillement) sont éliminées. La méthode AFM est quant à elle difficile à mettre en œuvre pour un ensemble de particules de taille et de nature disparates (voir le Chapitre 2). Avec la technique centrifuge, on considère qu'au moment où une particule se détache de son substrat, la force centrifuge est égale en amplitude à la force d'adhésion (voir

l'équation 2.31). La force de gravité est prise en compte, mais reste très souvent négligeable, surtout pour les petites particules.

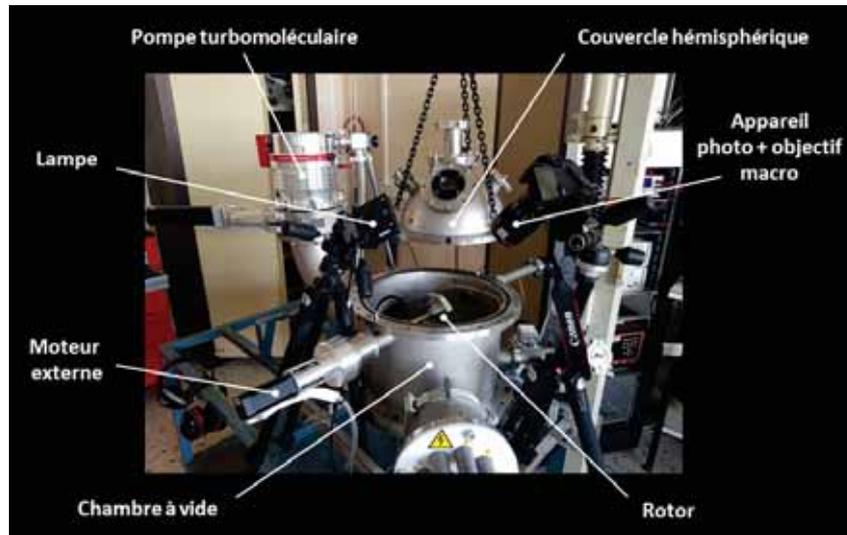
Un système centrifuge a donc été dimensionné et sa fabrication confiée à la société COMAT [COMAT, nd]. Il se compose d'un moteur externe pouvant tourner de 125 à 1475 tours par minute (RPM). Le moteur entraîne un axe de rotation adapté sur une bride de DROP. Un porte-échantillon (ou *rotor*) de rayon 5,3 cm composé de 8 faces est positionné sur l'axe. La fixation sur le caisson est étanche et ne pénalise pas le niveau de vide.

Les observables disponibles pour la mesure sont des clichés photographiques. La comparaison de ces derniers réalisés à deux vitesses différentes (ce que l'on appellera par la suite des paliers de centrifugation) permet de mettre en évidence le décollement des particules. En connaissant la vitesse de détachement appliquée, il est possible de remonter à la force d'adhésion grâce à l'équation 2.32. Les différents éléments constituant le dispositif expérimental sont présentés sur les photos annotées de la Figure 5.1. La présence de deux hublots placés de manière perpendiculaire sur le couvercle hémisphérique permet l'installation extérieure d'un éclairage LED et d'un appareil photo Canon EOS 77 D associé avec un macro-objectif de 100 mm de focale. L'ensemble est placé à environ 30 cm du rotor, avec un emplacement et une inclinaison de  $55^\circ$  fixes. Cette configuration conçue avec le concours de M. Michel Fraces (du département du DOTA) permet d'atteindre une résolution de  $13 \mu\text{m}/\text{pixel}$ . Une fois réglés, l'emplacement et l'intensité de la lampe restent identiques. Un deuxième moyen de mesure se compose d'une loupe binoculaire Olympus SZ61. Cette loupe possède un oculaire  $\times 10$ , un objectif  $\times 2$  ainsi qu'un grossissement variable  $G_V$  compris entre  $\times 0,67$  et  $\times 4,5$ . Le grossissement total est  $G_{Tot}$ . La loupe est reliée à une caméra Olympus SC30 pour la prise de photos. Le post-traitement d'images est traité avec le logiciel Stream Essentials. Une lampe est placée sur le côté de l'échantillon pour obtenir un éclairage homogène et reproductible. Cette loupe binoculaire est utilisée pour des analyses ex-situ et requiert de sortir les échantillons de DROP entre deux paliers de centrifugation. La Table 5.1 présente les résolutions, grossissements et les aires de la surface photographiée par la loupe binoculaire.

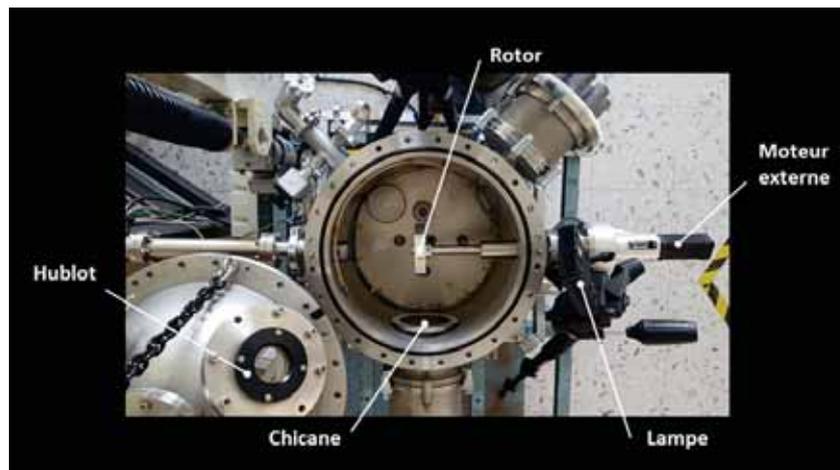
Les photos obtenues in-situ avec l'appareil photo sont qualitatives. Elles permettent de juger en temps réel de l'importance du décollement sans toutefois aller jusqu'à une mesure quantitative, les poussières étant souvent de diamètre inférieur à la résolution optique de l'installation. Pour les analyses quantitatives, c'est la loupe binoculaire qui est utilisée.

Des tests préliminaires ont montré qu'un tamisage simple n'est pas suffisant pour séparer les simulants en différentes gammes de taille. Pour illustrer ce propos, une quantité de DNA-1 toutes tailles a été tamisée au travers d'un tamis de maille  $50 \mu\text{m}$  puis d'un tamis de taille  $25 \mu\text{m}$  afin d'obtenir la fraction  $[25, 50] \mu\text{m}$ . Elle a ensuite été replacée sur un tamis de maille  $25 \mu\text{m}$  et passée sous un flux d'azote gazeux ayant pour effet de forcer les petites particules à passer à travers le tamis. Au total, 7% de la masse initiale de l'échantillon  $[25, 50] \mu\text{m}$  a été récupéré, ce qui signifie que 7% de particules ont une taille inférieure à  $25 \mu\text{m}$ . Des visualisations au MEB montrent que ces poussières collent aux plus grosses (voir la Figure 5.2). Dans cette thèse, un nettoyage par voie liquide a donc été systématisé. Les simulants sont placés sur un tamis et recouverts d'eau déminéralisée. Une observation visuelle de la solution aqueuse permet de définir l'arrêt du filtrage. Le tamis ainsi que les simulants récupérés sur le

tamis sont ensuite étuvés à 125°C à la pression atmosphérique pendant une heure.



(a) Vue d'ensemble du caisson DROP avant fermeture.



(b) Vue rapprochée de la chambre à vide avant fermeture.



(c) Vue d'ensemble après fermeture.

FIGURE 5.1 – Photos annotées présentant le dispositif expérimental utilisé pour les mesures centrifuges dans le caisson DROP.

$G_V$	$G_{Tot}$	Résolution [ $\mu\text{m}/\text{pixel}$ ]	Aire de la surface photographiée [ $\text{mm}^2$ ]
$\times 0,67$	$\times 13,4$	4,8	72,3
$\times 2$	$\times 40$	1,6	8,0
$\times 4,5$	$\times 90$	0,7	1,6

TABLE 5.1 – Grossissements, résolutions et aires des différentes photos réalisées avec la loupe binoculaire Olympus SC30.

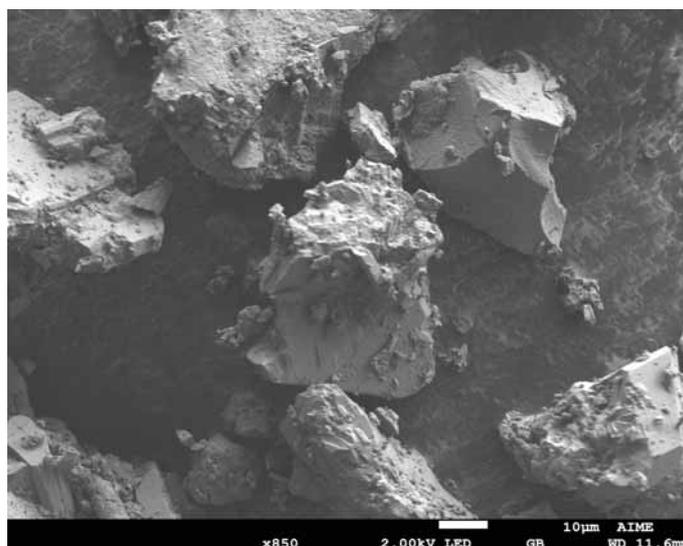


FIGURE 5.2 – Photo prise au MEB mettant en évidence l’adhésion d’un échantillon de DNA-1 [25, 50]  $\mu\text{m}$  par des poussières de taille inférieure à 25  $\mu\text{m}$ .

### 5.1.2 Protocole expérimental

La liste qui suit énumère les étapes du protocole expérimental. Toutes les manipulations de poussières sont effectuées avec le port obligatoire d’un masque de protection de classe P3.

1. **Nettoyage des substrats.** Les substrats sont nettoyés dans une cuve à ultrasons. Deux cycles consécutifs de 7 minutes sont réalisés, le premier avec de l’éthanol comme solvant et le deuxième avec de l’eau déminéralisée. Cet enchaînement limite la contamination au carbone de la surface du substrat. Ils sont ensuite séchés sous un flux d’azote gazeux. Si les substrats doivent être stockés, ils sont emballés dans du papier joseph avant d’être placés dans une armoire sous atmosphère azotée.
2. **Fixation du substrat.** Le substrat est scotché sur une pièce d’aluminium (format  $20 \times 20 \times 1$  mm) grâce à une association de scotch-carbone double face et de scotch kapton. Puis, cette pièce en aluminium est fixée sur le rotor. La Figure 5.3 (gauche) est une photo annotée qui détaille cette étape.

3. **Nettoyage des simulants.** Les simulants sont nettoyés par voie liquide puis étuvés (voir paragraphe précédent).
4. **Vérification du nettoyage des substrats.** La propreté des substrats est vérifiée à la loupe binoculaire.
5. **Dépôt des simulants sur les substrats.** Une très faible quantité de simulants (inférieure au milligramme) est placée sur un tamis adapté à l'échantillon de poussières. Par exemple, pour la gamme  $[25, 50] \mu\text{m}$ , c'est le tamis de  $50 \mu\text{m}$  qui est utilisé. Le tamis est ensuite placé au dessus du substrat et tapoté très légèrement. L'objectif est d'obtenir un dépôt de type monocouche le plus régulier possible et sans agglomérat. Des contrôles réguliers réalisés à la loupe binoculaire permettent de vérifier l'homogénéité du dépôt.
6. **Sélection des zones d'intérêt.** Les surfaces photographiées à la loupe binoculaire font  $8 \text{ mm}^2$  dans la majeure partie de ce travail (voir la Table 5.1). On sélectionne en moyenne 4 zones d'intérêt où les dépôts sont les plus homogènes et présentant peu d'agglomérats. Après chaque palier de centrifugation, il est nécessaire de retrouver ces mêmes zones de façon certaine. Un point est réalisé au feutre en haut à gauche de chaque zone. La photo à la loupe binoculaire est ensuite prise de telle sorte que ce point coïncide parfaitement avec le coin supérieur gauche. Cette méthode permet de retrouver très rapidement les zones d'intérêt d'un palier à l'autre. Une fois l'échantillon bien placé, une nouvelle photo est réalisée avec le même contraste. Un autre point réalisé au bas du substrat permet de repérer l'orientation du substrat de façon certaine. Pour chaque zone, plusieurs photos sont prises dans des conditions d'éclairage identique.
7. **Fixation de l'échantillon.** L'échantillon est ensuite installé sur le système centrifuge (fixation avec du scotch kapton sur le rotor) et plusieurs images sont réalisées avec l'appareil photo. La Figure 5.3 (droite) présente l'installation finale de l'échantillon sur le rotor. Ce dernier est ensuite monté sur l'axe du moteur.

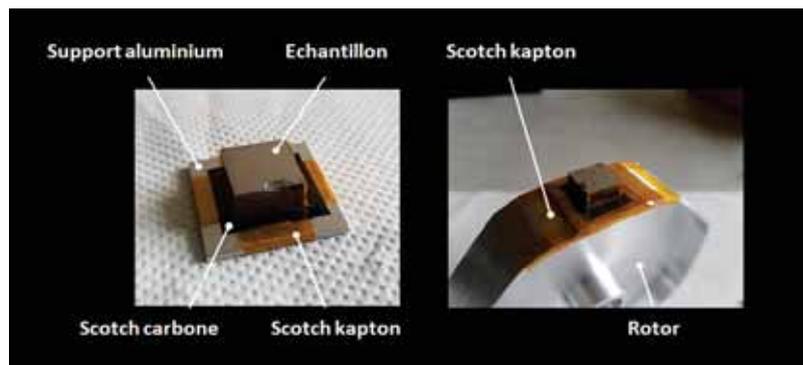


FIGURE 5.3 – A gauche, photo de la mise en place de l'échantillon sur un support en aluminium afin de faciliter les prises de photos à la loupe binoculaire. A droite, installation finale de l'échantillon sur le rotor après contamination. Les points noirs observables sur l'échantillon correspondent aux zones d'intérêt sélectionnées.

8. **Mise sous vide du caisson.** La mise sous vide primaire s'effectue au travers d'une vanne Leycon 215376 réglée à un débit volumique minimal afin d'éviter l'aspiration aérodynamique

des poussières. Une fois la pression de  $10^{-2}$  mbar atteinte, elle est fermée et c'est le pompage secondaire qui prend le relais. A ce moment, la jauge de pression est éteinte car son fonctionnement repose sur l'ionisation du gaz résiduel dans le caisson. Des particules chargées pourraient être collectées sur les poussières et faire apparaître des forces électrostatiques parasites. Lorsque la pression atteint une valeur comprise entre  $10^{-6}$  et  $10^{-7}$  mbar (après une nuit de pompage), les mesures peuvent commencer. Les valeurs de pression sont estimées suite à des tests préliminaires.

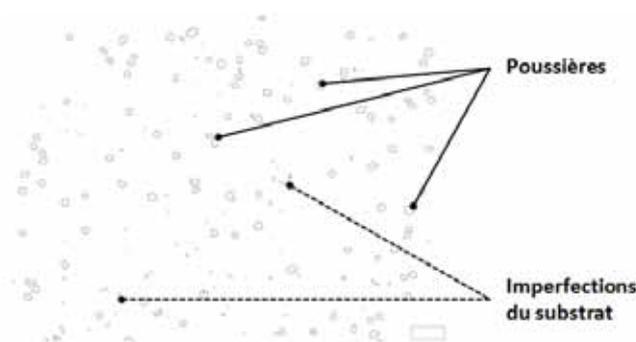
9. **Paliers de centrifugation.** Des paliers de centrifugation de une minute sont réalisés à 0, 125, 200, 400, 600, 800, 1000, 1200, 1400 et 1475 RPM. A chaque étape, des photos in-situ sont prises. Entre chaque palier, le caisson est remis à pression atmosphérique pour effectuer les prises de vue à la loupe binoculaire.

### 5.1.3 Traitement d'images

Les photos réalisées entre chaque palier de centrifugation permettent de mettre en évidence le décollement éventuel des particules par la comparaison des clichés successifs. La photo prise durant l'étape initiale **Sélection des zones d'intérêt** (voir la Figure 5.4a) est traitée avec le logiciel ImageJ pour faire ressortir le contour des particules (comme illustré sur la Figure 5.4b obtenue à partir de l'exemple de la Figure 5.4a). Les contours sont classés en deux groupes. Le groupe des poussières est construit par la comparaison directe des contours avec l'observation visuelle des échantillons à la loupe binoculaire. Le deuxième groupe est constitué des reflets et autres aspérités qui ne doivent pas être confondus avec les poussières. Ce décompte visuel et manuel est nécessaire, le logiciel ImageJ ne parvenant pas à séparer les deux groupes. La superposition de cette image avec les photos réalisées à la loupe binoculaire lors des paliers de centrifugation supérieurs met rapidement en évidence les particules décollées de façon nette. Chaque particule est individuellement repérée.



(a) Image initiale.



(b) Image traitée par le logiciel ImageJ.

FIGURE 5.4 – A gauche, exemple de photo prise avant centrifugation. A droite, traitement de cette photo afin d'obtenir une cartographie des grains de poussières. La superposition manuelle de cette dernière avec celles obtenues lors des paliers de centrifugation met en évidence les particules décollées. Une vérification visuelle est effectuée systématiquement afin de lever les incertitudes liées à la qualité des photos et au post-traitement numérique.

Les résultats sont exprimés comme le pourcentage de particules restées adhérentes au substrat  $\gamma$ . Son incertitude est estimée de la façon suivante :

$$\overline{\delta\gamma} = \overline{\gamma} \sqrt{\left(\frac{\overline{\delta N_{lu}}}{\overline{N_i}}\right)^2 + \left(\frac{\overline{\delta N_i}}{\overline{N_i}}\right)^2} \quad \text{avec} \quad \overline{\delta N_i} = \sqrt{\sum_{i=1}^{n_{zones}} \left(\frac{\overline{\delta N_{lu}}}{\overline{N_i}}\right)^2} \quad (5.1)$$

avec  $n_{zones}$  le nombre de zones étudiées sur l'échantillon.  $\overline{\delta N_{lu}}$  correspond à l'incertitude de lecture et est arbitrairement pris égal à 5 pour les billes de tungstène et à 2 pour les autres simulants. L'Annexe B présente un tableau récapitulant le nombre de particules comptées par zone ainsi que l'estimation du  $\gamma_f$  résultant.

## 5.2 Mise en œuvre préliminaire

L'objectif de cette section est de vérifier la capacité du système centrifuge à mesurer la force d'adhésion par centrifugation au travers d'une configuration de référence provenant de la littérature.

### 5.2.1 Configuration de référence

La configuration de référence pour notre travail est celle mise en place par [Peillon *et al.*, 2018]. Elle consiste en la mesure de la force d'adhésion entre une bille et un substrat par la méthode AFM, à la pression atmosphérique. Deux substrats de rugosité différentes avaient été utilisés : un substrat de tungstène rugueux et un substrat de tungstène lisse. Les billes de tungstène avaient un rayon compris entre 3,5 et 10,5  $\mu\text{m}$ . La force d'adhésion s'élevait à environ 20 nN pour un substrat rugueux et à environ 1000 nN pour un substrat lisse. Ces résultats tirés de la Figure 2.10 avaient confirmé le modèle développé par [Rabinovich *et al.*, 2000a] selon lequel la force d'adhésion diminue lorsque la rugosité du substrat augmente, dans la gamme considérée de taille des billes et de la rugosité du substrat.

Dans le cadre de la présente thèse, on utilise un substrat de tungstène ainsi que des billes de tungstène de taille inférieure à 25  $\mu\text{m}$  prêtés par l'IRSN, tous similaires à l'étude de [Peillon *et al.*, 2018]. Le substrat possède cinq faces rugueuses et une face polie miroir. En plus de disposer de matériaux identiques à l'étude de [Peillon *et al.*, 2018], l'intérêt de débiter dans cette configuration repose sur le fait que les billes de tungstène sont sphériques, conductrices et de composition homogène.

### 5.2.2 Rugosité des substrats

La rugosité du substrat de tungstène a été mesurée avec un rugosimètre Mahr Perthometer PGK 120 du centre de l'ONERA Châtillon. La rugosité d'un substrat en aluminium technique de la société COMAT, utilisé dans la partie 5.3.2 a aussi été mesurée. Les résultats sont présentés dans la Table 5.2.

La mesure repose sur l'étude de la variation de hauteur  $Z$  d'un échantillon sur une distance  $l$ . La rugosité  $R_q$  (hauteur moyenne quadratique) est obtenue en appliquant l'équation 5.2. La rugosité du substrat de tungstène rugueux est environ 40 fois plus élevée que celle du substrat de tungstène lisse. La rugosité du substrat en aluminium technique est 20% plus faible que celle du tungstène rugueux.

Surface	$R_q$ [ $\mu\text{m}$ ]
Tungstène lisse	$0,018 \pm 0,004$
Tungstène rugueux	$0,784 \pm 0,039$
Aluminium technique	0,645

TABLE 5.2 – Valeurs de rugosité mesurées pour différents substrats avec le rugosimètre Mahr Perthometer PGK 120.

$$R_q = \sqrt{\frac{1}{l} \int_0^l Z^2(x) dx} \quad (5.2)$$

### 5.2.3 Estimations préliminaires

La vitesse de rotation nécessaire au décollement des billes de tungstène a été estimée au préalable en utilisant les valeurs de forces d'adhésion mesurées par [Peillon *et al.*, 2018] dans la formule  $F_c = m\omega^2 R_r$ . Pour une particule de rayon  $10 \mu\text{m}$  et de masse volumique  $19,6 \text{ g/cm}^3$ , on prédit une vitesse de 600 et 4400 RPM, soit une accélération de 25 et 1240  $g$  pour les substrats rugueux et lisses, respectivement. Cela implique qu'un nombre important de particules devraient décoller autour de 600 RPM pour le substrat rugueux. Dans le cas du substrat lisse, aucun décollement ne devrait être observé, la vitesse maximale du système centrifuge étant 1475 RPM.

### 5.2.4 Résultats

Les résultats sont présentés à l'air puis sous vide.

#### 5.2.4.1 A la pression atmosphérique

La Figure 5.5 présente les résultats de la campagne effectuée à la pression atmosphérique sous la forme du pourcentage de particules restantes en fonction de l'accélération centrifuge  $A_c$  exprimée en nombre de  $g$ , l'accélération de la pesanteur terrestre. Conformément aux prédictions, aucun décollement n'est observé sur le substrat lisse. Le pourcentage de particules restantes reste à 100 % aux incertitudes près. Concernant le substrat rugueux, on observe tout d'abord une diminution de 7 % du nombre de particules sur le substrat dès le premier palier à 1  $g$ . Cette variation est probablement due au régime transitoire abrupt bien que bref lors de la mise en route du moteur, la vitesse minimale étant de 125 RPM. Jusqu'à 25  $g$ , le taux de décollement de particules varie peu. Puis, entre 25 et 34  $g$  (soit entre 600 et 700 RPM), on observe un décrochage de 6% supplémentaires. Enfin, on observe une lente diminution du nombre de particules entre 45  $g$  et 140  $g$ , où le pourcentage final de particules restantes est de 82%.

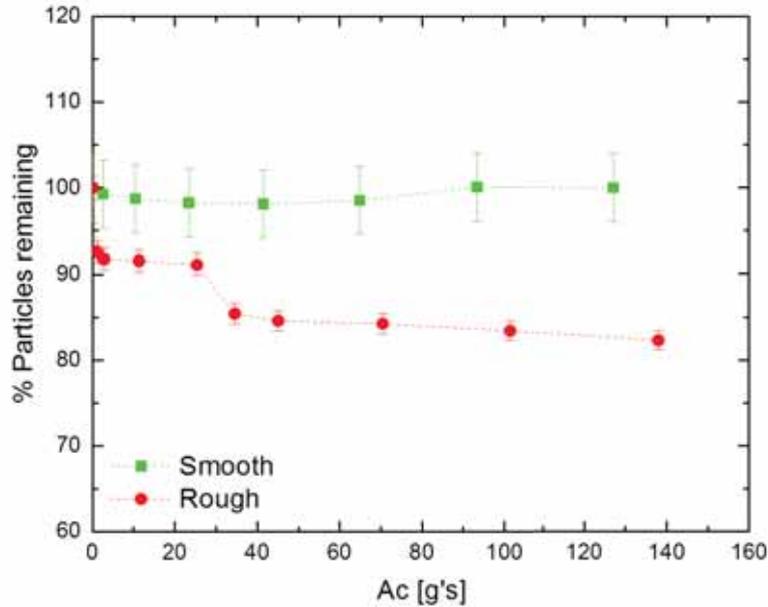


FIGURE 5.5 – Pourcentage de particules restant sur le substrat en fonction de l'accélération centrifuge  $A_c$ .

Les résultats obtenus sont conformes aux observations menées par [Peillon *et al.*, 2018] : le décollement de particules de tungstène de taille inférieure à  $25 \mu\text{m}$  à pression atmosphérique est plus facile sur un substrat de tungstène rugueux que sur un substrat de tungstène lisse. De plus, un décrochement est observé pour une force centrifuge d'environ 20 nN. Cependant, le pourcentage de particules adhérentes reste encore très important même à des vitesses plus importantes. Cela implique donc que des forces de valeurs plus élevées s'établissent sur la plupart des particules.

#### 5.2.4.2 Sous vide

La mesure réalisée sous vide a été faite avec le substrat de tungstène rugueux et les billes de tungstène à une pression de  $10^{-7}$  mbar. La comparaison du résultat avec la mesure faite à pression atmosphérique est présentée sur la Figure 5.6. On n'observe pas de décollement sous vide.

#### 5.2.5 Discussion

La première expérience de mesure centrifuge réalisée permet de comparer l'adhésion de billes de tungstène sur un substrat lisse et sur un substrat rugueux à pression atmosphérique. Les résultats présentés sur la Figure 5.5 indiquent que les poussières sphériques de tungstène adhèrent plus sur le substrat lisse que sur le substrat rugueux. Ces résultats sont en accord avec le modèle développé par [Rabinovich *et al.*, 2000a] et les expérimentations réalisées par [Zimon, 1982] : la force requise pour faire décoller une particule sphérique d'une surface rugueuse est plus faible que celle nécessaire pour

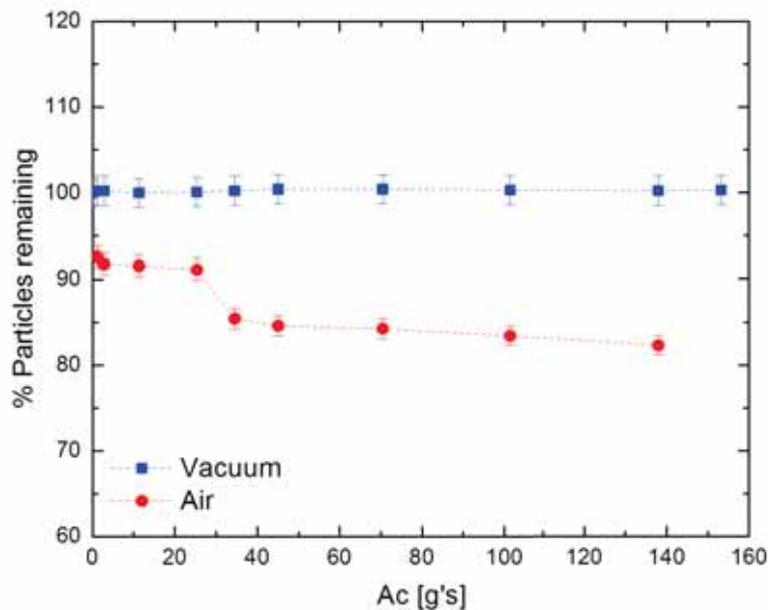


FIGURE 5.6 – Pourcentage de billes de tungstène restant sur le substrat rugueux en fonction de l'accélération centrifuge  $A_c$  et des conditions de pression (en rouge à la pression atmosphérique et en bleu à une pression de  $10^{-7}$  mbar).

une surface lisse.

La forte décroissance observée au premier palier pour les mesures à pression atmosphérique et l'établissement d'un plateau aux vitesses élevées est typique de ce qui est observé dans la littérature par [Dove *et al.*, 2011] (voir les Figures 2.21 et 2.22 dans le Chapitre 2), bien que les substrats et simulants utilisés soient différents.

La deuxième expérience a comparé l'adhésion de billes de tungstène sur un substrat de tungstène rugueux successivement à la pression atmosphérique puis sous vide. La littérature indique que la force d'adhésion à pression atmosphérique est majoritairement gouvernée par l'humidité relative de l'environnement [Jones *et al.*, 2002]. On suppose que sous vide cette dernière est moins importante et que par conséquent la force d'adhésion est plus faible. Les résultats obtenus dans cette étude sembleraient montrer une tendance inverse : le décollement des particules paraît facilité à pression atmosphérique. Or, si c'est bien la force centrifuge qui est responsable du décollement des particules, alors une diminution du nombre de particules adhérentes aurait dû apparaître lors des mesures sous vide. Cela suggère que d'autres phénomènes sont responsables de la mise en mouvement des particules à l'air. Il pourrait s'agir des forces de traînée et de portance induites par la mise en mouvement du rotor.

Une estimation de ces différentes forces a été réalisée en utilisant les équations 2.27 et 2.28. Elle est présentée sur la Figure 5.7 en fonction de l'accélération centrifuge où l'on suppose une particule

de tungstène de  $10 \mu\text{m}$  de rayon posée sur le substrat de tungstène rugueux. Elles sont comparées à la force centrifuge. Les caractéristiques de l'air à  $25^\circ\text{C}$  sont les suivantes : viscosité cinématique de  $1,7 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ , viscosité dynamique de  $1,8 \cdot 10^{-5} \text{ kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$  et masse volumique de  $1,184 \text{ kg}/\text{m}^3$ . Les résultats sont présentés en supposant tantôt un régime turbulent, tantôt un régime laminaire. Pour le premier, la vitesse du fluide est la vitesse angulaire du rotor multipliée par son rayon. Pour le deuxième, la dérivée  $\frac{\partial u}{\partial y}|_{y=r}$  de la force de portance est estimée par la *Théorie de Blasius*, qui exprime le profil de vitesses en fonction de la couche limite  $\delta_B$  (en supposant un écoulement de type plaque plane) [United States.: National Advisory Committee for Aeronautics, 1950]. Dans notre système, cette couche limite vaut  $0,6 \text{ mm}$ . Le profil de vitesse est donné par l'équation 5.3 :

$$\frac{v(y)}{v_0} = 2\frac{y}{\delta_B} - 2\frac{y^3}{\delta_B^3} + \frac{y^4}{\delta_B^4} \quad (5.3)$$

avec  $v_0$  la vitesse externe à la couche limite.

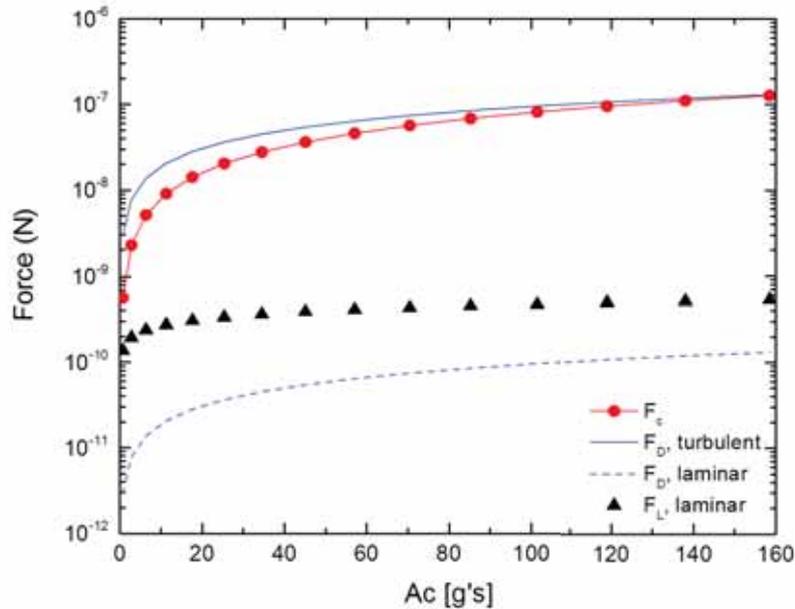


FIGURE 5.7 – Valeurs des forces centrifuge et des forces de traînée et de portance sous un régime turbulent et laminaire, estimées pour une bille de tungstène de  $10 \mu\text{m}$  de rayon posée sur le substrat de tungstène rugueux.

La force de traînée  $F_D$  en régime turbulent est toujours supérieure à la force centrifuge  $F_C$  sur la plage de vitesse proposée par le moteur. La portance a pu être estimée uniquement en régime laminaire. La traînée en régime laminaire est très inférieure à la force centrifuge. Ces ordres de grandeur indiquent qu'il semble possible de mettre en mouvement les billes grâce à la force de traînée. Les mouvements considérés ici sont le glissement ou le roulement. Pour cela, plusieurs conditions rappelées ici doivent être respectées (voir aussi le Chapitre 2) :

- Pour qu'une particule roule :  $M + F_D L_1 + F_L L_2 \geq (F_{ad} + F_G) L_2$
- Pour qu'une particule glisse :  $F_D \geq k_g (F_{ad} + F_G - F_L)$

Le coefficient de friction  $k_g$  du tungstène est pris à 0,5 [ToolBox, 2004]. Reprenant les expressions de l'équation 2.42, les calculs des coefficients  $L_1$  et  $L_2$  donnent les valeurs de  $9,2 \cdot 10^{-6}$  m et  $3,9 \cdot 10^{-6}$  m, respectivement. La vérification du reste des conditions n'est à l'heure actuelle pas encore possible, les estimations de forces aérodynamiques n'étant pas suffisamment abouties pour conclure sur le type de déplacement auquel les particules peuvent être soumises. Ces estimations sont rendues complexes par la géométrie du système tournant. Des moyens de diagnostics plus poussés sont nécessaires. On peut seulement ajouter que la littérature indique que la mise en roulement de particules sphériques requiert une vitesse plus faible qu'un glissement [Soltani et Ahmadi, 1999].

Ainsi, le décollement de particules observé à pression atmosphérique à 34 g pourrait correspondre à une force de traînée  $F_D$  de 45 nN et/ou à une force centrifuge  $F_C$  de 28 nN. Pour que sous vide la force centrifuge prenne la valeur de la force de 45 nN, il faut que l'accélération soit de 55 g (900 RPM). Or aucun décollement n'a été observé à cette vitesse sous vide. Cela suggère donc qu'une force tangentielle (comme l'est la traînée) est plus efficace qu'une force perpendiculaire à la surface.

Cela rejoint les observations faites par [Champlain, 2016] concernant le décollement électrostatique des particules. Dans son étude, les simulants étaient placés sur un actionneur piézoélectrique. L'irradiation UV de ces poussières cumulé à l'application d'un champ électrique avaient permis la visualisation de leur décollement. Les poussières chargées positivement étaient alors attirées vers un support chargé négativement. Les observations initiales réalisées à l'aide de vidéos montrent que les poussières du centre "roulent" vers ce support avant de décoller, au lieu de décoller directement. C'est donc avant tout la contribution du champ électrique horizontal qui dominait avant que le champ vertical ne les décolle. Dans les mesures centrifuges à pression atmosphérique de cette thèse, ce serait donc la vitesse tangentielle qui dominerait avant d'être la composante perpendiculaire. La Figure 5.8 schématise une expérience qui permettrait de distinguer plus précisément ces composantes. La contamination de deux faces (une parallèle et une tangente au rotor) d'un même échantillon permettrait de vérifier l'évolution du nombre de grains par zones d'intérêt en fonction de l'accélération appliquée.

Après cette analyse des résultats à la pression atmosphérique, on revient sur le fait qu'aucun décollement de billes de tungstène n'a été observé sur le substrat rugueux alors qu'il avait été anticipé qu'il serait plus facile. On suggère que deux phénomènes peuvent influencer les résultats.

Il se peut tout d'abord que l'humidité résiduelle présente dans les simulants et les substrats soit suffisante pour provoquer l'apparition d'une force de capillarité non anticipée, bien que les simulants aient été étuvés. Cette hypothèse pourrait être vérifiée en contrôlant le degré d'humidité relative dans le caisson.

Il a également été vu dans le Chapitre 4 que les échantillons de tungstène et d'aluminium présentaient une altération de surface de type oxydation suite à la mise en contact des échantillons avec l'atmosphère terrestre. Cette couche, dont l'épaisseur fait une petite dizaine de nanomètres, modifie la nature de

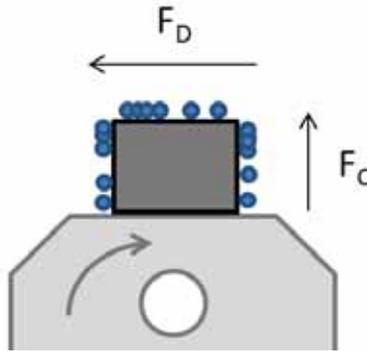


FIGURE 5.8 – Concept de dispositif expérimental futur pouvant permettre de discerner sous vide le décollement et le roulage des particules. Pour cela, un échantillon doit être contaminé à la fois sur les faces parallèles et tangentielles.

l'interaction entre un substrat et un simulant. L'interface initialement supposée métal/métal entre une bille de tungstène et le substrat de tungstène s'avère en réalité être diélectrique/diélectrique. Ces derniers étant isolants, la charge résiduelle qu'ils auraient pu accumuler lors de leur manipulation pourrait créer des forces électrostatiques parasites. Cette charge peut néanmoins s'évacuer dans le temps, mais aucune estimation n'a été calculée. Le transfert de charges par triboélectricité est aussi suspecté. On suggère donc que la couche d'oxyde à la surface des échantillons de tungstène provoque des forces électrostatiques attractives responsables d'une plus forte adhésion des particules.

En conclusion, le système s'avère être un outil qui permet de facilement générer des forces contrôlées susceptibles de détacher des particules. C'est un système adapté au vide, pour autant qu'on puisse caractériser l'état de surface des équipements, simulants, substrats, etc.

## 5.3 Campagne expérimentale

### 5.3.1 Configuration expérimentale

Les trois configurations testées sont les suivantes :

- Billes de verre sodocalcique [25, 50]  $\mu m$  sur substrat de tungstène rugueux, configuration dénotée par "W/sodalime glass"
- Simulant de régolithe lunaire DNA-1 [25, 50]  $\mu m$  sur substrat de tungstène rugueux, configuration dénotée par "W/DNA-1"
- Simulant de régolithe lunaire DNA-1 [25, 50]  $\mu m$  sur substrat d'aluminium technique, configuration dénotée par "Al/DNA-1"

Les mesures centrifuges sont réalisées sous vide et sont comparées à celle réalisée avec des billes de tungstène sur le substrat de tungstène rugueux dont la configuration est dénotée par "W/W", et présentée en section 5.3.2.

La masse volumique de la DNA-1 est prise égale à 2,9  $g/cm^3$ .

### 5.3.2 Résultats

La Figure 5.9 recense la totalité des résultats en traçant le pourcentage de particules restantes en fonction de l'accélération centrifuge  $A_c$  appliquée.

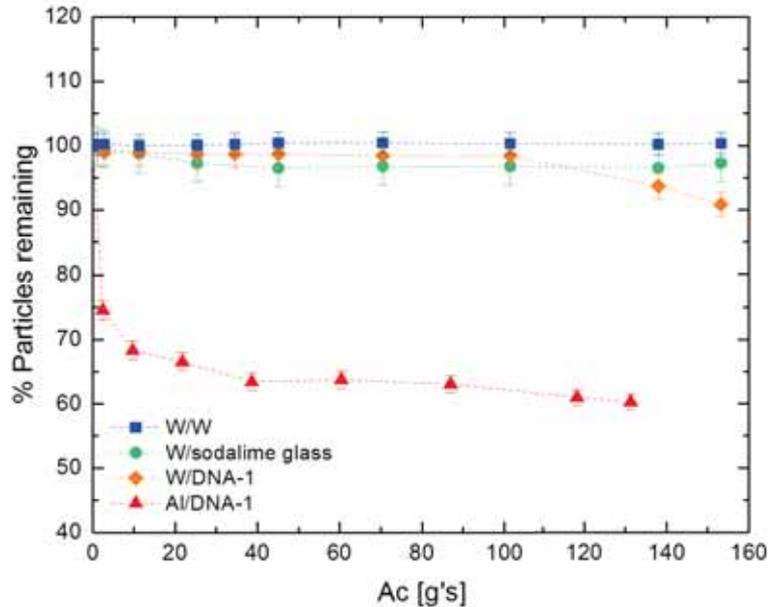


FIGURE 5.9 – Pourcentage de particules restantes obtenu par mesure centrifuge sous vide pour différents substrats et simulateurs. Les courbes bleue, verte et orange présentent respectivement les résultats pour des billes de tungstène, des billes de verre et le simulateur DNA-1 sur le substrat de tungstène rugueux. La courbe rouge présente les résultats pour la DNA-1 sur le substrat d'aluminium technique.

Les courbes obtenues pour les échantillons de billes de tungstène et de verre présentent des allures similaires à savoir que le nombre de particules n'a pas évolué, l'adhésion restant proche de 100%. On peut tout de même noter une baisse totale de 3% pour les billes de verre. Concernant la DNA-1 sur substrat de tungstène, le nombre de particules décollées n'évolue qu'à partir de 100 g, où l'on observe une perte de 10% entre 100 et 140 g. L'échantillon de DNA-1 sur substrat d'aluminium montre l'évolution la plus marquée. Après le premier palier, on observe une diminution du nombre de particules de 25%, puis une diminution supplémentaire de 6% après le deuxième. La diminution continue jusqu'à 39g où le pourcentage de particules restantes atteint 63%. Cette valeur se stabilise pour recommencer à diminuer jusqu'à 60% aux plus fortes accélérations.

Pour un même simulateur de DNA-1, le changement de composition du substrat modifie donc l'adhésion. Une variation plus faible est observée lors du changement de simulateur, pour un même substrat de tungstène. Il semble donc que dans cette expérience, l'influence du substrat soit prépondérante.

## 5.4 Phénoménologie de l'adhésion

Ces mesures centrifuges permettent tout d'abord d'étudier l'influence de la forme des simulants. Ainsi, aucun décollement de billes sphériques de tungstène ou de verre sodocalcique n'a été observé sous vide sur le substrat de tungstène rugueux. On rappelle que les billes de verre sont comprises dans la gamme de taille [25, 50]  $\mu\text{m}$  et sont plus grosses que les billes de tungstène de taille inférieure à 25  $\mu\text{m}$ . Par contre, un décollement de particules a été observé lors des essais réalisés avec le simulant de DNA-1 sur le substrat de tungstène rugueux. La gamme de taille utilisée pour la DNA-1 est [25, 50]  $\mu\text{m}$ . Les grains possèdent donc une taille similaire aux billes de verre. Pour une même gamme de taille, il semble ainsi que la forme des particules ait une influence. Ce résultat est en accord avec ceux présentés par [Mizes *et al.*, 2000] et [Zimon, 1982] : pour un même substrat rugueux, la force requise pour détacher une particule rugueuse est plus faible que celle nécessaire pour une particule lisse. Cela peut donc expliquer en partie pourquoi un décollement a été observé pour la DNA-1 et non pour les billes de verre ni de tungstène.

Le décollement pourrait aussi être dû au changement de nature du simulant. On fait l'hypothèse que la constante de Hamaker du régolithe lunaire de 4,  $3 \cdot 10^{-20}$  J estimée selon [Perko *et al.*, 2001] peut être attribuée à la DNA-1. On approxime la constante des billes de verre sodocalcique par celle du  $\text{SiO}_2$  (qui compose les billes à 70%), à savoir environ 5,  $5 \cdot 10^{-20}$  J [Mittal et Jaiswal, 2015]. Ainsi, supposant une interaction uniquement dépendante de cette constante, la force de Van der Waals appliquée serait 1,3 fois plus faible sur la DNA-1 que sur les billes de verre sodocalcique. Cela ne semble cependant pas suffisant pour expliquer pourquoi les grains de DNA-1 se détachent et pas les billes de verre.

Enfin, les essais de DNA-1 sur le substrat d'aluminium ont montré le décollement de particules le plus important, avec une diminution totale de 40 % des particules. L'adhésion de la DNA-1 sur le tungstène est plus forte que sur le substrat d'aluminium, pour une rugosité voisine (voir la Table 5.2). L'écart pourrait donc provenir de la différence de composition du substrat. D'après l'équation 2.12, la force de Van der Waals est directement liée à la racine de l'énergie de surface du simulant et du substrat. En diminuant la valeur de cette dernière, la force l'est aussi. Les énergies de surface du tungstène et de l'aluminium sont respectivement 4000  $\text{mJ}/\text{m}^2$  et 1100  $\text{mJ}/\text{m}^2$  [Israelachvili, 2011]. La force d'adhésion est donc 1,9 fois plus forte sur le tungstène que sur l'aluminium. La diminution de la valeur d'énergie de surface de l'aluminium pourrait donc justifier du décollement observé pour ce substrat.

Ces hypothèses ne sont néanmoins qu'applicables aux cas théoriques où la surface ne présente aucune altération. Tout comme lors de la mise en œuvre préliminaire de la section 5.2, ces résultats sont ainsi à mettre en regard avec les caractérisations XPS présentées dans le Chapitre 4 qui ont montré la forte contamination et altération surfacique des substrats et des simulants par la mise en contact avec l'atmosphère terrestre. Cette contamination entraîne très probablement une modification de l'adhésion. L'influence de plusieurs paramètres a été notée, comme l'oxydation et la contamination par les hydrocarbures et il est difficile en l'état des travaux de séparer les différentes contributions. Il conviendra dans les travaux futurs de limiter et caractériser in-situ cette contamination par un dispositif

expérimental adéquat.

## 5.5 Estimation des valeurs de force d'adhésion

Malgré les incertitudes récurrentes, on fait l'exercice de quantifier les forces d'adhésion à partir des mesures centrifuges. Usuellement, la force d'adhésion est définie à partir du moment où 50% des particules ont décollé. Durant les travaux menés dans cette thèse, ce taux n'a jamais été atteint même si les courbes d'évolution du nombre de particules sur un substrat présentent une allure de courbe typique de la littérature : une forte diminution aux premières vitesses, puis apparition progressive d'un palier. Par ailleurs, aucun dispositif expérimental présenté dans la littérature n'a de spectre de vitesse suffisamment élevé pour atteindre une décontamination totale. On propose donc d'utiliser la valeur de la vitesse au moment où le palier est atteint afin d'obtenir une première approximation de la force. Dans le cas des billes de tungstène sur substrat de tungstène rugueux à la pression atmosphérique, cette vitesse est estimée à 700 RPM. Il a cependant été vu que le décollement des billes était vraisemblablement dû à la force de traînée. A cette vitesse et sous l'hypothèse d'un régime turbulent établi, elle vaudrait 45 nN pour une particule de 10  $\mu\text{m}$  de rayon. Sous vide et pour le simulant de DNA-1 sur substrat d'aluminium, cette vitesse est de 800 RPM, ce qui correspond à une force de 34 nN en considérant une taille moyenne de 39  $\mu\text{m}$ . Cette valeur est prise en supposant que l'échantillon de DNA-1 a une distribution en taille proche de celle étudiée par [Champlain, 2016]. Les mesures pour ce deuxième échantillon ont été réalisées sous vide, on est donc sûr que c'est bien la force centrifuge responsable ici du décollement.

## 5.6 Bilan

Ce chapitre présente les résultats issus de la mise en place d'un système centrifuge dans la chambre à vide DROP. Plusieurs simulants et substrats ont été centrifugés afin de mieux appréhender les mécanismes physiques de l'adhésion. Les résultats qualitatifs présentés dans ce chapitre nous portent à proposer les enseignements suivants.

Les mesures réalisées à pression atmosphériques sont biaisées par l'apparition de forces de traînée et de portance qui peuvent être responsables de la mise en mouvement des particules. La comparaison directe avec la configuration de référence proposée par [Peillon *et al.*, 2018] est donc très difficile. La suppression des forces aérodynamiques pouvait laisser penser que la seule force générée sous vide était la force centrifuge. On suggère désormais que des forces électrostatiques liées à la nature du contact jouent un rôle important.

La quantification expérimentale de la force de Van der Waals est très complexe car l'adhésion peut également être due à des forces électrostatiques que le système actuel n'est pas en mesure de quantifier. Les chapitres suivants visent à étudier plus en détail la dynamique de la charge d'un grain.

Cette campagne expérimentale a mis en évidence qualitativement certains paramètres capables de

modifier l'adhésion. Dans la gamme des rugosités testées, l'augmentation de la rugosité du substrat a été démontrée comme moyen de diminution de la force d'adhésion. Ces résultats sont en accord avec ceux issus de la littérature. Une solution passive de limitation de la contamination particulaire pourrait résider dans l'utilisation de matériaux ou revêtements rugueux autant que possible. La diminution de l'énergie de surface est aussi un paramètre qui diminue l'adhésion. Des matériaux répondant aux conditions spatiales ayant une faible énergie de surface sont donc à rechercher.

Pour un même substrat, l'adhésion des particules rugueuses est plus faible que celle des particules lisses. Cette observation est plutôt favorable aux missions d'exploration, le régolithe lunaire présentant des formes très irrégulières.

Comme illustré dans le Chapitre 3, on propose aussi la recherche d'un matériau ayant un travail de sortie proche de celui du régolithe. De cette manière, les échanges de charge devraient être limités, ainsi donc que les forces électrostatiques. La rugosité du substrat permet d'ailleurs de limiter ce transfert par diminution de la zone de contact avec un grain. Enfin, en guise de perspective à ces travaux, et dans une optique d'estimation future de ces forces électrostatiques sous environnement lunaire, l'implémentation d'une lampe UV ou d'un canon à électrons serait un bon moyen de tester les effets de la charge électrostatique.



## Chapitre 6

# Modélisation et mesure de la conductivité des couches de poussières

Le chapitre précédent a présenté les résultats obtenus à l'aide du système centrifuge et qui a permis d'étudier la force de Van der Waals. La deuxième force d'adhésion est la force électrostatique. Elle est dépendante de la charge électrostatique qui s'établit par l'équilibre entre l'environnement chargeant et les phénomènes de conduction. C'est ce dernier point qui est étudié dans ce chapitre.

Dans un premier temps, le modèle développé par [Montes *et al.*, 2011] est adapté à notre cas d'étude. Puis, les différents dispositifs expérimentaux qui ont été utilisés afin de mesurer le courant de conduction à travers une couche de poussière sont présentés. La combinaison des deux permet alors de remonter à des données intrinsèques aux poussières, telle que leur conductivité de volume. Cette méthode est utilisée pour évaluer la conductivité des simulants de régolithe lunaire.

### 6.1 Modèle $\sigma_E$

Le modèle de [Montes *et al.*, 2011] décrit dans le Chapitre 3 exprime la conductivité effective  $\sigma_E$  d'une couche de poussière en fonction de la conductivité de volume, ou bulk  $\sigma_B$  du matériau. Cette dernière correspond à la conductivité du matériau plein et diffère de la conductivité effective d'une couche de poussière formée à partir d'un même matériau. On souhaite confronter ce modèle à la mesure de conductivité dans une couche de simulants afin de modéliser dans un second temps les phénomènes de conduction dans un matériau hétérogène tel que le régolithe. D'après les mesures réalisées par [Strangway *et al.*, 1972], la conductivité bulk est plus élevée que la conductivité effective de plusieurs ordres de grandeur.

Reprenant les notations de [Montes *et al.*, 2011], les surfaces de contact "nominale"  $S_N$  et "effective"  $S_E$  pour une couche idéale de sphères déformables sont données par l'équation 6.1. Les conductivités peuvent alors s'exprimer en fonction du ratio des surfaces.

$$\left. \begin{aligned} S_E &= S_N \left(1 - \frac{\theta}{\theta_M}\right) \\ \sigma_E &= \sigma_B \left(1 - \frac{\theta}{\theta_M}\right) \end{aligned} \right\} \sigma_E = \sigma_B \frac{S_E}{S_N} \quad (6.1)$$

$S_N$  est l'aire de contact formée par une sphère complètement déformée par l'application d'une force normale. Elle prend la valeur de  $4r^2$ ,  $r$  étant le rayon initial de la sphère (voir la Figure 3.17). La surface de contact effective  $S_E$  est plus faible. La *Théorie de Hertz* fournit le rayon de contact  $a$  d'une sphère de rayon  $r$  soumise à une force normale  $\vec{N}$  exercée par un plan par l'équation 6.2. Dans le dispositif expérimental utilisé dans ce chapitre (détaillé dans la section 6.2.1), cette force est appliquée par une plaque de cuivre de masse  $m$  posée sur les échantillons. Dans ce cas, c'est la force de gravité qui déforme les poussières.

$$a = \sqrt[3]{\frac{3\pi}{4} \left( \frac{1-\nu_1^2}{\pi E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{\pi E_2} \right) r N} \Rightarrow S_E = \pi a^2 \quad (6.2)$$

$E$  et  $\nu$  sont respectivement le module de Young et le coefficient de Poisson. Les indices 1 et 2 correspondent à la sphère et au plan, respectivement.

Le rapprochement  $\delta_r$  est défini comme l'enfoncement d'une sphère dans un substrat. Il est déterminé grâce à l'équation 6.3.

$$\delta_r = \sqrt[3]{\frac{9\pi^2}{16} \left( \frac{1-\nu_1^2}{\pi E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{\pi E_2} \right)^2 \frac{N^2}{r}} \quad (6.3)$$

En implantant l'équation 6.2 dans l'équation 6.1 et en supposant que le poids de l'échantillon de poussière est négligeable devant  $m$ , la conductivité effective  $\sigma_E$  d'une couche de poussière est donnée par l'équation 6.4.

$$\sigma_E = \frac{\sigma_B \pi}{4r^2} \left[ \frac{3\pi}{4} \left( \frac{1-\nu_1^2}{\pi E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{\pi E_2} \right) r \frac{mg}{n_{dust}} \right]^{\frac{2}{3}} \quad (6.4)$$

avec  $n_{dust}$  le nombre de contacts entre les sphères et le plan.

Dans le cas d'une couche de poussière entièrement formée ou pleine,  $n_{dust} = \frac{S_{substrat}}{4r^2}$ , avec  $S_{substrat}$  la surface du substrat. Dans le cas d'une monocouche,  $n_{dust}$  est déterminé par le décompte visuel des poussières.

La résistance électrique  $R$  de la couche de poussière est déterminée en utilisant l'équation 6.5.

$$R = \frac{L}{n_{dust} \sigma_E S_N} = \frac{L}{n_{dust} \sigma_B S_E} \quad (6.5)$$

où  $L$  correspond à l'épaisseur de l'échantillon, sa valeur minimale est de  $2r$  (en supposant une monocouche de billes monodisperses). Son expression est dépendante du nombre de contacts  $n_{dust}$ , de la surface de chaque contact  $S_N$  ainsi que la conductivité  $\sigma_E$ . L'équation 6.1 permet d'estimer la résistance en fonction de  $\sigma_B$  et de  $S_E$ . La Figure 6.1 schématise la correspondance entre ces paramètres. Ainsi, la surface de contact associée à une conductivité  $\sigma_E$  est  $S_N$ , tandis que la conductivité  $\sigma_B$  est liée à la surface  $S_E$ .

La dépendance de la résistance et de la conductivité effective aux principaux paramètres du modèle sont explicités :

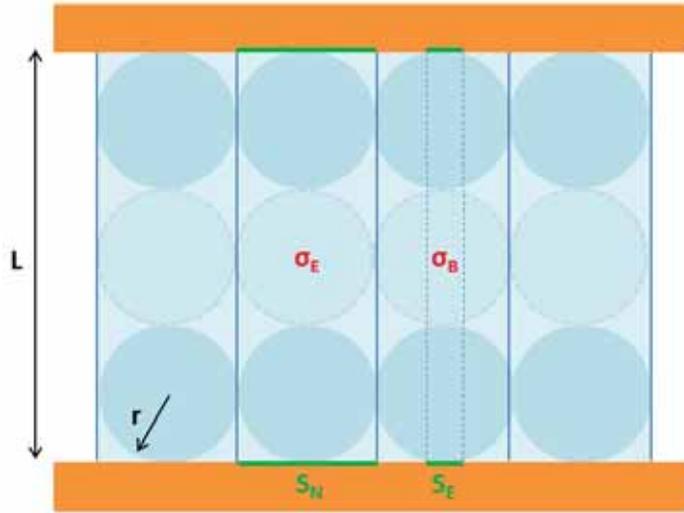


FIGURE 6.1 – Schéma représentant les différents paramètres du modèle de [Montes *et al.*, 2011].

- Dépendance générale :
  - Résistance  $R \propto L r^{-2/3} m^{-2/3} n_{dust}^{-1/3}$
  - Conductivité effective  $\sigma_E \propto L n_{dust}^{-1} R^{-1} r^{-2}$
- Cas d'une couche pleine qui vérifie l'équation supplémentaire  $n_{dust} \times 4r^2 = S_{substrat}$ ,
  - Résistance  $R \propto L m^{-2/3}$
  - Conductivité effective  $\sigma_E \propto m^{2/3}$

Il apparaît dans le cas d'une couche pleinement formée que la résistance électrique dépend uniquement de l'épaisseur de l'échantillon et de la masse appliquée. La conductivité effective  $\sigma_E$  est uniquement dépendante de la masse appliquée.

## 6.2 Validation expérimentale

### 6.2.1 Moyen DC

Les mesures de courant continu DC traversant une couche de poussière soumise à une différence de potentiel ont été réalisées dans le caisson DROP, présenté dans le chapitre précédent. Le setup expérimental développé à l'ONERA se compose de deux électrodes en cuivre de 1,5 cm de diamètre entre lesquelles est placée une couche d'un échantillon poudreux. Afin de réaliser ces mesures, un porte-échantillon adapté à la création de couches de poussières a été fabriqué. Il se compose d'une plaque de cuivre de  $5 \times 15$  cm ainsi que d'un set de 3 pièces (les électrodes A et B et la garde C) présenté sur la Figure 6.2.

Les couches de poussières sont réalisées de la manière suivante : la pièce B est vissée à la plaque de cuivre (non présentée sur la Figure 6.2). La pièce C est ensuite emboîtée sur la pièce B. Une certaine quantité de poussière est alors déposée dans le creux formé et la pièce A est ensuite installée au dessus.

De cette manière, une couche de poussière est créée entre les trois pièces. La pièce A est ensuite mise manuellement en rotation autour de l'axe Z afin d'homogénéiser et d'aplanir la surface.

L'épaisseur de la couche de poussière est ensuite mesurée grâce à une station de mesure TESA- $\mu$ white (précision  $\pm 0,1 \mu\text{m}$ ). Une première série de mesure des trois pièces imbriquées est faite à vide. Après le dépôt de poussières, la même série de mesure est faite. L'épaisseur de la couche est la différence entre les deux séries de mesures. Hormis pour les monocouches de billes de verre, la garde C est ôtée du pourtour des poussières avant les mesures de courant. Lors de l'installation de la couche de poussière pour les mesures, il faut donc retirer les pièces A et C avant de revenir positionner la première. La taille de la couche finale fait environ  $200 \mu\text{m}$  pour  $1,5 \text{ cm}$  de diamètre, tout comme pour l'étude expérimentale complémentaire présentée en section 6.3.1.2.

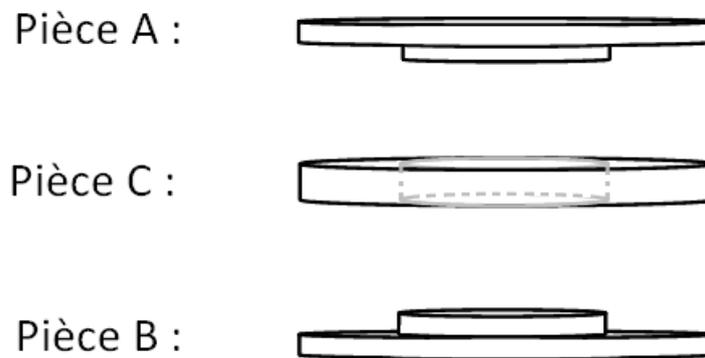


FIGURE 6.2 – Schéma détaillant le set de trois pièces utilisées pour la réalisation d'une couche de poussière. Les pièces A et B forment les électrodes du système de mesure.

Une fois cette étape réalisée, l'ensemble composé des électrodes, de la couche de poussière et de la plaque de cuivre est fixé sur un support thermorégulé (voir la Figure 6.3a). L'isolation électrique de l'échantillon par rapport au support chauffant est réalisée grâce à un feuillet de Choterm® d'épaisseur  $0,37 \text{ mm}$  qui est fixé au support chauffant par du scotch kapton®. D'autres méthodes ont été testées, telles que l'utilisation de vis de Nylon ou de Macor. La séparation entre le support et l'échantillon se fait alors par une plaque de saphir. Néanmoins, les meilleures garanties en terme de contrôle de la température de l'échantillon sont apportées par l'utilisation du Choterm, les vis de Nylon ayant une faible température de fusion ( $200^\circ\text{C}$ ) et les vis de Macor étant mécaniquement fragiles.

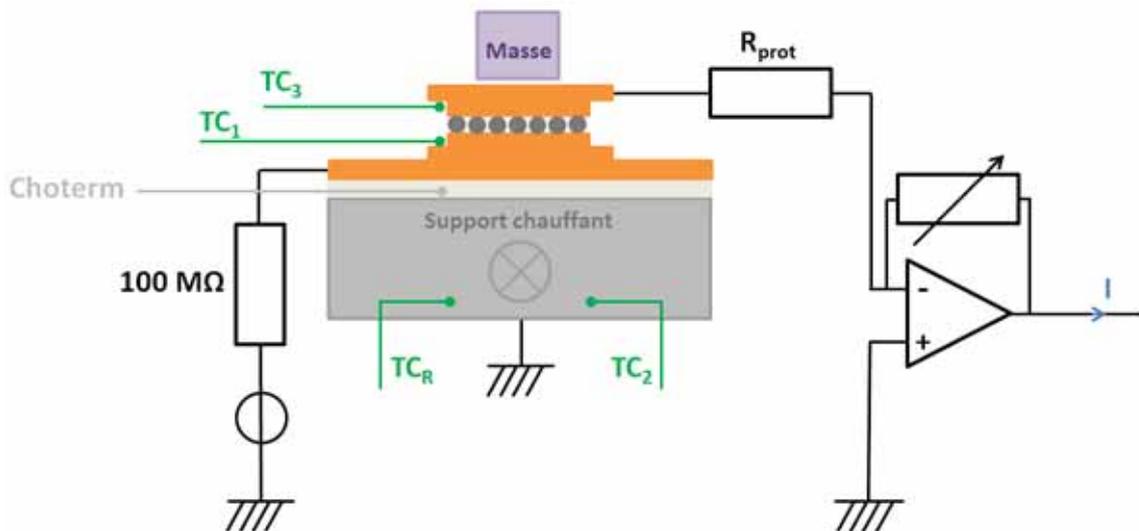
Les températures sont mesurées sur différentes zones du système grâce à trois thermocouples :  $TC_1$ ,  $TC_2$  et  $TC_3$ . Ils sont placés le plus proche possible de la couche de poussière (ici à une distance d'environ  $2 \text{ mm}$ ). Lorsque la pièce C est absente, le thermocouple  $TC_1$  est placé sur l'électrode inférieure et  $TC_3$  sur l'électrode supérieure (comme présenté sur la Figure 6.3b). Lorsque la pièce C est installée afin de mieux maintenir certains échantillons très mobiles (comme les sphères de verre par exemple),  $TC_1$  est placé au plus proche de l'électrode sur la plaque de cuivre et  $TC_3$  est fixé sur la face externe de l'électrode supérieure (voir la Figure 6.3c). La distance des thermocouples à l'échantillon est alors de  $7,5 \text{ mm}$  pour  $TC_1$  et  $3,5 \text{ mm}$  pour  $TC_3$ . Le thermocouple  $TC_2$  contrôle la température

du support chauffant. Il est placé au plus proche de  $TC_R$ , qui est relié au régulateur thermique qui asservit le système. Il est à noter que des tests d'asservissement thermique ont montré que le système pourrait être oscillatoire si la boucle de contrôle portait sur l'emplacement de  $TC_3$  au lieu de celui de  $TC_2$ . Les deux thermocouples de régulation et de contrôle  $TC_R$  et  $TC_2$  sont placés les plus proches possible l'un de l'autre et sont scotchés sur le Choterm®. Les échanges thermiques sont améliorés par le placement de deux masses de 250 g de part et d'autre de l'échantillon (non représentées sur la Figure 6.3a).

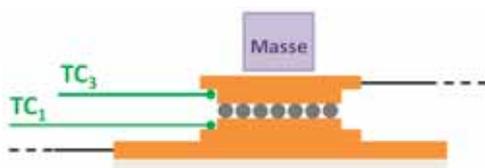
Une tension continue  $U$  comprise entre 1 et 40 V est appliquée sur l'électrode inférieure (pièce B). Le courant conduit au travers de la couche est mesuré sur l'électrode supérieure (pièce A) par un amplificateur de courant DDP-300 de gain variable compris entre  $10^4$  et  $10^{13} \Omega$ . Une résistance électrique de protection  $R_{prot}$  est placée en amont de l'amplificateur afin de parer aux effets d'un court-circuit accidentel. Le courant maximal  $I_{lim}$  de court circuit pouvant être mesuré pour une tension nominale  $U$  est :

$$I_{lim} = \frac{U}{R_{prot}} \quad (6.6)$$

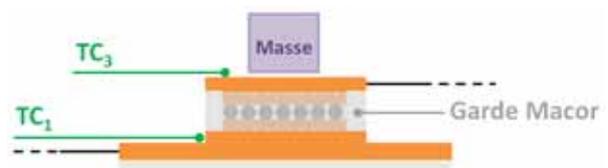
Par exemple, pour  $U = 40 \text{ V}$  et  $R_{prot} = 1 \text{ G}\Omega$ ,  $I_{lim}$  est 40 nA. La valeur de  $R_{prot}$  est ajustée pour chaque échantillon de façon à ne pas introduire de biais de mesure tout en protégeant l'amplificateur.



(a) Circuit électrique permettant les mesures de courants DC.



(b) Emplacement des thermocouples sans la garde.



(c) Emplacement des thermocouples avec la garde.

FIGURE 6.3 – Schémas décrivant en détail le dispositif expérimental utilisé pour mesurer les courants DC.

L'ensemble des données mesurées (courant et températures) est acquise avec le logiciel Labview [Labview, nd]. La calibration de la chaîne d'acquisition se fait grâce à une source de courant stable de 320 pA.

## 6.2.2 Echantillons

Les expériences de validation ont été réalisées sur des billes sphériques de verre sodocalcique de composition homogène afin de se rapprocher des conditions du modèle  $\sigma_E$ . La conductivité bulk du verre sodocalcique considérée est de  $1,28 \cdot 10^{-11}$  S/m [F. Ashby, 2013]. Les différentes configurations étudiées sont présentées dans la liste suivante :

- Echantillon A : 3 billes de 1,15 mm de diamètre (nombre de billes minimal pour placer en équilibre le système électrode et masse)
- Echantillon B : monocouche pleine formée par  $143 \pm 2$  billes de  $1,15 \pm 0,15$  mm de diamètre
- Echantillon C : monocouche pleine formée par  $3400 \pm 200$  billes de  $200 \pm 50$   $\mu\text{m}$  de diamètre
- Echantillon D : couche pleine formée par  $162 \pm 12$   $\mu\text{m}$  composée de billes de  $30 \pm 20$   $\mu\text{m}$  de diamètre
- Echantillon E : couche pleine formée par  $1,17 \pm 0,021$  mm composée de billes de  $200 \pm 50$   $\mu\text{m}$  de diamètre
- Echantillon F : couche pleine formée par  $1,15 \pm 0,008$  mm composée de billes de  $30 \pm 20$   $\mu\text{m}$  de diamètre

La distinction entre les monocouches et couches est la suivante :  $L_{monocouche} = 2r$ ,  $L_{couche} > 2r$ . Les appellations "couches multiples" et "couche simple" peuvent aussi être utilisées pour exprimer les couches et monocouches dans ce manuscrit.

La mesure du courant à travers des monocouches de 3 billes de 200  $\mu\text{m}$  et d'une couche de billes de 30  $\mu\text{m}$  a été abandonnée car les aspérités à la surface des électrodes de cuivre ont provoqué des court-circuits permanents lors des tests.

Les propriétés mécaniques nécessaires au calcul de  $a$  et de  $\delta_r$  du verre sodocalcique, du  $\text{SiO}_2$  et du cuivre sont présentées dans la Table 6.1.

	Cuivre	Verre sodocalcique	$\text{SiO}_2$
Module de Young $E$ [GPa]	117	74	70,6
Coefficient de Poisson $\nu$	0,36	0,22	0,17

TABLE 6.1 – Données mécaniques du cuivre, du verre sodocalcique et du  $\text{SiO}_2$  utilisées pour le calcul de la surface de contact et du rapprochement.

### 6.2.3 Protocole

Le protocole détaillé de mesure du courant DC est le suivant :

1. **Création de la couche de poussière.** La couche de poussière est confectionnée. Son épaisseur est mesurée grâce à une jauge TESA- $\mu$ hite. L'ensemble est ensuite placé sur le feuillet de Choterm et fixé au support chauffant avec du scotch kapton.
2. **Placement des thermocouples.** Les thermocouples sont placés comme décrit dans la section 6.2.1.
3. **Fixation des électrodes.** Afin d'assurer au maximum la stabilité et la répétabilité de l'expérience, une masse supplémentaire de 140g est placée sur l'électrode supérieure de masse 20g. Une force de 1,6 N est appliquée sur les billes.
4. **Vérification des connectiques et de l'isolation électrique.** Les différents éléments sont reliés entre eux.
5. **Mise sous vide du système.** Lors de la mise sous vide du système, une mesure du courant est effectuée durant les premières minutes. Le signal décroît du fait de la désorption des molécules d'eau responsables d'une conductivité de surface importante. Dans le cas contraire, il peut s'agir d'un court-circuit non détecté malgré les vérifications successives. Il faut alors ré-ouvrir le caisson et vérifier ou effectuer les étapes 1 à 4 ci-dessus.
6. **Jauge de pression éteinte.** Une fois la mise sous vide secondaire enclenchée (lorsque le système a atteint  $10^{-4}$  mbar), la jauge de pression est éteinte. De par son fonctionnement, la jauge de pression Oerlikon IONIVAC ITR90 ionise les particules du gaz résiduel et génère un courant d'une vingtaine de pico-ampères. Le courant à mesurer étant de l'ordre du pico voire du femto-ampère. Il est impératif d'éteindre la jauge en question. Le temps de stabilisation du signal étant relativement long ( $\sim 1$  h), il est préférable de laisser le système sous vide durant plusieurs heures (dans cette thèse, une nuit entière). Des tests de calibration réalisés au préalable ont montré que la pression dans le caisson est de  $10^{-7}$  à  $10^{-6}$  mbar après une nuit de pompage.

Une acquisition est effectuée durant toute la nuit afin d'avoir une mesure longue durée du signal à la température ambiante. On observe que le courant suit l'évolution de la température moyenne mesurée par  $TC_1$  et  $TC_3$ . Lorsque les différents signaux (températures et courant) se sont stabilisés, les acquisitions peuvent débuter. Quand l'échantillon est chauffé, il est nécessaire d'atteindre l'équilibre thermique afin que le courant se stabilise et ainsi obtenir la valeur de la conductivité. L'Annexe C présente une allure de courbe typique de l'évolution de la température et du courant en fonction du temps.

### 6.2.4 Résultats

#### 6.2.4.1 Couches

Les résultats présentés dans ce paragraphe concernent les mesures réalisées sur les couches, c'est à dire un empilement de poussières. Les résultats sont présentés à température ambiante. Les valeurs de la résistance et de la conductivité obtenues expérimentalement ainsi que les valeurs prédites par le

modèle développé dans la section 6.1 sont présentées dans la Table 6.2.

Echantillons	E	D	F
Diamètre des billes	200 $\mu\text{m}$	30 $\mu\text{m}$	
Epaisseur $L$ de la couche	1,17 mm	162 $\pm$ 12 $\mu\text{m}$	1,15 mm
Nombre de sous-couches	5,9	5,4	38,3
Nombre de particules $n_{dust}$ en contact avec l'électrode	4430	2, 0.10 <sup>5</sup>	
Force $\vec{N}$ subie par une particule [N]	3, 6.10 <sup>-4</sup>	8, 0.10 <sup>-6</sup>	
Rayon $a$ de la surface de contact [ $\mu\text{m}$ ]	8,2	1,2	
$S_E$ [ $\text{m}^2$ ]	2, 1.10 <sup>-10</sup>	4, 7.10 <sup>-12</sup>	
$S_N$ [ $\text{m}^2$ ]	4, 0.10 <sup>-8</sup>	9, 0.10 <sup>-10</sup>	
Ratio $S_E/S_N$	0,0053		
<b>Résistance mesurée</b> [ $\Omega$ ]	6, 5.10 <sup>13</sup>	1, 6.10 <sup>13</sup>	1, 1.10 <sup>14</sup>
<b>Résistance prédite</b> [ $\Omega$ ]	9, 8.10 <sup>13</sup>	1, 4.10 <sup>13</sup>	9, 6.10 <sup>13</sup>
Ratio $R_{mesuree}/R_{predite}$	0,7	1,2	
<b>Conductivité <math>\sigma_E</math> mesurée</b> [S/m]	1, 0.10 <sup>-13</sup>	5, 6.10 <sup>-14</sup>	5, 8.10 <sup>-14</sup>
<b>Conductivité <math>\sigma_E</math> prédite</b> [S/m]	6, 8.10 <sup>-14</sup>		
Ratio $\sigma_{mesuree}/\sigma_{predite}$	1,5	0,8	0,9

TABLE 6.2 – Récapitulatif des paramètres utilisés et résultats des mesures et du modèle dans le cas des couches multiples à 25°C.

Les écarts entre les valeurs mesurées et prédites sont inférieures à 30% pour l'échantillon E. Le pourcentage est de 20% pour les échantillons D et F (20 %). Dans cette configuration, les prédictions du modèle sont bien vérifiées pour les mesures expérimentales.

Les résistances mesurées et prédites de l'échantillon D sont environ 10 fois plus faibles que les autres résistances. Ici, tous les échantillons sont soumis à la même masse  $m$  de l'électrode, la résistance n'est alors plus dépendante que de l'épaisseur  $L$  d'après le modèle. L'échantillon D étant d'épaisseur 10 fois plus faible que les deux autres, on retrouve bien cette dépendance.

Les résistances prédites pour les échantillons E et F sont similaires, la résistance de l'échantillon E étant légèrement plus élevée que celle de l'échantillon F. Cela s'explique car ce dernier a une épaisseur  $L$  légèrement plus faible. L'objectif ayant été de former des couches d'épaisseur identique, l'écart entre

les deux reste peu significatif. Enfin, on remarque que l'écart entre les résistances mesurée et prédite est le plus important pour l'échantillon E. C'est cet échantillon qui possède les plus grosses billes. Il semble donc que les prédictions du modèle sont meilleures pour les petites billes.

On note que la conductivité effective prédite par le modèle est de  $6,8 \cdot 10^{-14}$  S/m pour les trois échantillons étudiés. Cela est dû au fait que  $\sigma_E$  est théoriquement uniquement dépendante de la masse appliquée sur les échantillons. Les conductivités mesurées pour les échantillons D et F sont quasiment identiques : on retrouve bien que  $\sigma_E$  est indépendante de l'épaisseur de l'échantillon. Ces conductivités sont légèrement inférieures à la conductivité prédite. L'échantillon E présente une conductivité mesurée légèrement supérieure à la conductivité prédite et qui est imputée à l'incertitude seule du nombre de contacts réels.

Le modèle de prédiction des conductivités effectives de couches de billes de verre sodocalcique est jugé satisfaisant au premier ordre compte tenu des incertitudes relatives à certaines de nos hypothèses, telles que le nombre réel de contacts, l'arrangement des sphères dans la couche, etc. Il est par ailleurs facile à mettre en œuvre.

#### 6.2.4.2 Monocouches

Les résultats obtenus avec des couches simples (ou monocouches) de billes de verre sodocalcique sont présentés dans cette partie. Les différents paramètres utilisés ainsi que les résistances et conductivités mesurées et prédites à 25°C sont présentés dans la Table 6.3.

Les écarts obtenus pour les monocouches sont plus importants que pour les couches. Concernant les échantillons A et B, les résistances prédites sont plus élevées d'un peu moins d'un facteur 10. Les deux résistances mesurées sont quant à elles du même ordre de grandeur, les diamètres des billes et la masse  $m$  appliquée étant identiques dans les deux cas. La résistance prédite de l'échantillon C est la plus faible car l'échantillon étudié est le moins épais. On note que cette résistance est 52,5 fois plus faible que celle mesurée. Cette tendance est inverse pour les échantillons A et B.

On suppose que le très fort écart entre les résistances prédites et mesurées de l'échantillon C provient d'une mauvaise estimation du nombre  $n_{dust}$  de billes en contact. En effet, pour les échantillons A et B,  $n_{dust}$  a été calculé par comptage individuel de chacune des billes. Ce nombre n'a pu être qu'estimé pour l'échantillon C. On suppose donc que la résistance prédite est sous-estimée car le nombre réel de contact avec l'électrode est surestimé. Ainsi, en reprenant la valeur de 52,5 comme ratio entre  $n_{dust,estime}$  et  $n_{dust,reel}$ , on obtient un  $n_{dust,reel}$  de 65. Cette valeur très inférieure à 3400 pourrait provenir des incertitudes sur le rayon des billes de près de 25% pour les billes de 200  $\mu\text{m}$ . Une estimation de l'écrasement  $\delta_r$  indique ainsi que la force appliquée n'est pas suffisante pour que le rapprochement provoqué soit supérieur aux incertitudes des rayons de billes ( $50 \mu\text{m} \gg \delta_r = 0,8 \mu\text{m}$ ). Il ne peut donc pas avoir augmenté le nombre de contacts. Avec ce nouveau nombre de contact, la résistance prédite est  $9,5 \cdot 10^{14} \Omega$ . On retrouve la valeur de la résistance mesurée.

Echantillons	A	B	C
Diamètre des billes	1,15 mm		200 $\mu\text{m}$
Epaisseur $L$ de la couche	1,15 mm		200 $\mu\text{m}$
Nombre de sous-couches	1		
Nombre de particules $n_{dust}$ en contact avec l'électrode	3	$143 \pm 2$	$3400 \pm 200$
Force $\vec{N}$ subie par une particule [ $N$ ]	0,5	$1, 1.10^{-2}$	$4, 7.10^{-4}$
Rayon $a$ de la surface de contact [ $\mu\text{m}$ ]	166	46	8,9
$S_E$ [ $\text{m}^2$ ]	$8, 8.10^{-7}$	$6, 7.10^{-9}$	$2, 5.10^{-10}$
$S_N$ [ $\text{m}^2$ ]	$1, 3.10^{-6}$		$4, 0.10^{-8}$
Ratio $S_E/S_N$	0,07	0,0050	0,0063
<b>Résistance mesurée</b> [ $\Omega$ ]	$5, 7.10^{13}$	$3, 8.10^{13}$	$9, 6.10^{14}$
<b>Résistance prédite</b> [ $\Omega$ ]	$3, 4.10^{14}$	$9, 4.10^{13}$	$1, 8.10^{13}$
Ratio $R_{mesuree}/R_{predite}$	0,2	0,4	52,5
<b>Conductivité <math>\sigma_E</math> mesurée</b> [S/m]	$5, 1.10^{-12}$	$1, 6.10^{-13}$	$1, 5.10^{-15}$
<b>Conductivité <math>\sigma_E</math> prédite</b> [S/m]	$8, 5.10^{-13}$	$6, 5.10^{-14}$	$8, 1.10^{-14}$
Ratio $\sigma_{mesuree}/\sigma_{predite}$	6,0	2,5	0,02

TABLE 6.3 – Récapitulatif des paramètres utilisés et résultats des mesures et du modèle dans le cas des monocouches à 25°C.

La prédiction pour l'échantillon A ne coïncide pas non plus avec la mesure. En supposant que la masse est mal répartie sur les 3 grains et qu'un seul grain participe activement au transport des charges, la prédiction s'éloigne du modèle. Les valeurs des trois résistances et conductivités prédites en supposant respectivement 1, 2 et 3 contacts avec l'électrode sont présentés sur la Figure 6.4. Les mêmes écarts se retrouvent sur les conductivités.

Des mesures en fonction de la température ont été réalisées pour les monocouches. Le graphique de gauche de la Figure 6.4 présente l'évolution de la résistance en fonction de la température moyenne entre  $TC_1$  et  $TC_3$ . Le graphique de droite présente l'évolution de la conductivité en fonction de la température sous la forme d'un diagramme d'Arrhénius.

Malgré une incertitude importante sur la température des poussières, on peut dégager quelques enseignements. La température  $T$  est estimée en fonction de la moyenne de  $TC_1$  et  $TC_3$ . L'incertitude prend en compte les écarts de mesures des deux thermocouples. On s'aperçoit qu'à l'équilibre thermique du système  $TC_1 > T > TC_3$ . A noter que l'incertitude est non quantifiable pour l'échantillon A car les thermocouples étaient tous deux placés sur la plaque de cuivre et non pas sur les électrodes inférieures et supérieures.

Pour les trois échantillons étudiés, la résistance électrique diminue avec la température et un comportement arrhénien est observé pour la conductivité. L'énergie d'activation est de 0,42 eV pour les échantillons A et C et de 0,45 eV pour l'échantillon B. L'échantillon C reste le plus résistif.

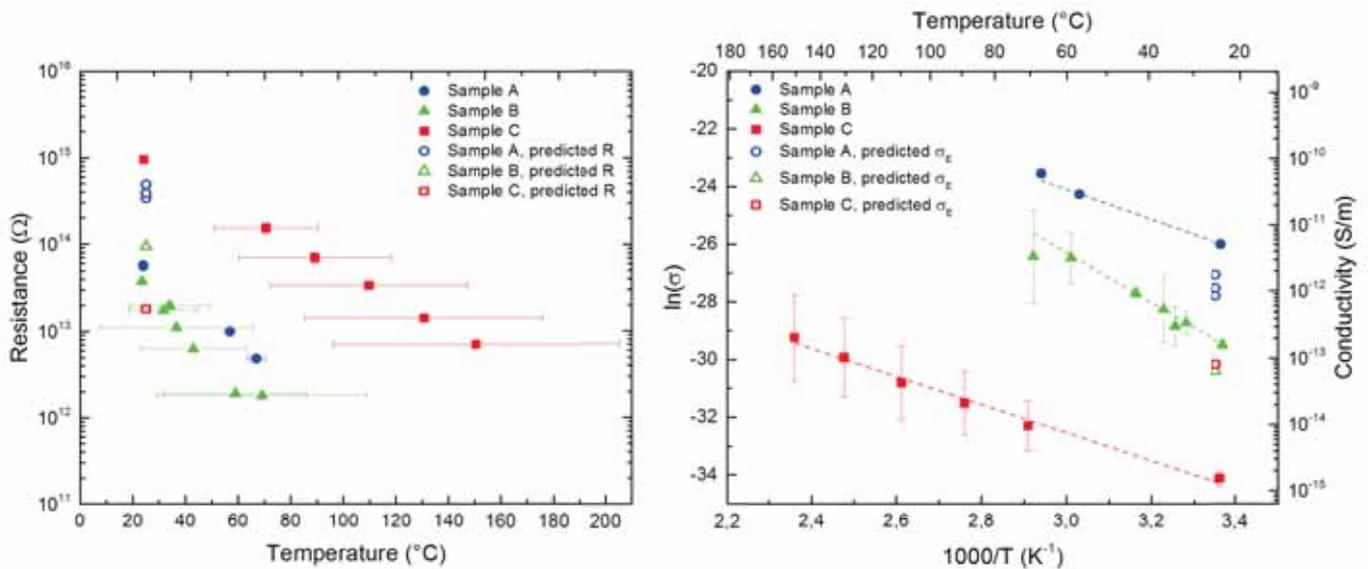


FIGURE 6.4 – A gauche, évolution des résistances électriques mesurées sur les monocouches en fonction de la température. A droite, les conductivités associées sont présentées sur un diagramme d'Arrhénius. Les valeurs prédites à 25°C par le modèle développé dans la section 6.1 sont ajoutées.

Les prédictions issues du modèle de [Montes *et al.*, 2011] sont plus éloignées des mesures dans le cas des monocouches que dans le cas des couches multiples. Cette étude a permis de mettre en évidence l'influence du nombre de contacts sur les valeurs (échantillon C). La mauvaise estimation de  $n_{dust}$  est une des raisons qui explique pourquoi le modèle n'est pas aussi bon pour les monocouches. Dans le cadre d'expérimentations futures, il est nécessaire de pouvoir évaluer les forces qui s'appliquent sur les grains. Il faut donc, dans notre dispositif, connaître ce nombre. Les mesures devront donc être réalisées avec un échantillon de poudre de taille monodisperse.

On note que de très fortes incertitudes résident sur la température  $T$  de l'échantillon ; il est nécessaire d'améliorer le dispositif expérimental. A défaut, la construction d'un modèle de conduction thermique à l'intérieur d'une couche de poussière est aussi envisageable bien que soumis à des hypothèses difficilement

vérifiables. En l'état, les mesures en fonction de la température sont assorties d'une incertitude assez importante et reportée sur les graphiques en question.

## 6.3 Caractérisation des simulants de régolithe lunaire

Cette section est consacrée à l'étude du courant mesuré à travers une couche de simulants de poussière lunaire. Deux moyens expérimentaux ont été utilisés : la spectroscopie diélectrique dynamique et la mesure de courant continu DC. Cette étude, complémentaire de celle présentée précédemment sur les billes de verre sodocalcique, a pour objectif de préciser les mécanismes de transport et de relaxation diélectrique des charges à travers un matériau. Cette fois, c'est la conductivité mesurée qui permet l'estimation de la conductivité bulk d'un matériau au travers du modèle issu des travaux de [Montes *et al.*, 2011] et à l'aide de l'équation 6.1.

### 6.3.1 Moyens expérimentaux

#### 6.3.1.1 Dispositif DC

##### 6.3.1.1.1 Descriptif

Le dispositif expérimental utilisé pour les mesures de courant DC sur les simulants lunaires est le même que celui décrit dans la section 6.2.1.

##### 6.3.1.1.2 Echantillons

Les échantillons étudiés sont les suivants :

- Echantillon G : couche pleine formée de SMA\_A < 25  $\mu\text{m}$  d'épaisseur  $188 \pm 18 \mu\text{m}$
- Echantillon H : couche pleine formée de SMA\_X < 25  $\mu\text{m}$  d'épaisseur  $223 \pm 28 \mu\text{m}$
- Echantillon I : couche pleine formée de DNA-1 [25, 50]  $\mu\text{m}$  d'épaisseur  $244 \pm 27 \mu\text{m}$
- Echantillon J : monocouche formée de 3 grains de DNA-1 de taille moyenne  $1,67 \pm 0,25 \text{ mm}$
- Echantillon K : couche pleine formée de billes de tungstène < 25  $\mu\text{m}$  d'épaisseur  $204 \pm 10 \mu\text{m}$

#### 6.3.1.2 Dispositif SDD

##### 6.3.1.2.1 Descriptif

La technique de spectroscopie diélectrique dynamique (SDD) donne accès aux propriétés diélectriques d'un matériau isolant en fonction de la température et de la fréquence (le principe de fonctionnement est décrit dans le Chapitre 3). Pour rappel, la SDD permet d'obtenir la partie réelle de la conductivité  $\sigma'$  d'un matériau (voir l'équation 3.24) grâce à l'équation suivante :

$$\sigma'(\omega, T) = \sigma_{DC} + \omega \varepsilon_0 \varepsilon''(\omega, T) \quad (6.7)$$

avec  $\sigma_{DC}$  la conductivité des charges libres en régime continu et  $\varepsilon''$  la partie imaginaire de la permittivité diélectrique, paramètre qui caractérise les phénomènes de relaxation diélectrique avec dissipation d'énergie. Les mesures ont été réalisées au CIRIMAT (Centre Inter-universitaire de Recherche et d'Ingénierie des Matériaux) sous la direction de M. Eric Dantras et M. Aurélien Roggero (ENSIACET).

La méthode pour former les couches de poussières est très similaire à celle utilisée lors des mesures de courant DC. Une couche de poudre est placée entre deux électrodes métalliques et est maintenue en place par une pièce centrale isolante qui entoure et maintient la couche. Aucune estimation de la force appliquée par les électrodes sur les poussières n'a été faite. La dimension finale de l'échantillon est d'un centimètre de diamètre pour 200  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. L'échantillon est d'abord chauffé à  $+150^\circ\text{C}$  afin de le débarrasser de l'humidité.

Les mesures sont réalisées à pression atmosphérique d'azote gazeux. L'utilisation de ce gaz limite la recontamination des poudres par l'humidité ambiante. La mesure du courant en fonction de la fréquence est alors réalisée de manière isotherme. La température est ensuite abaissée de  $10^\circ\text{C}$  et le même balayage en fréquence est effectué, et ainsi de suite. Le spectre de température couvert lors des mesures est compris entre  $+150^\circ\text{C}$  à  $-130/-140^\circ\text{C}$ . Le spectre en fréquence est quant à lui compris entre  $10^{-2}$  et  $10^6$  Hz. A titre de comparaison, les mesures réalisées dans les années 70 par [Strangway *et al.*, 1972] et [Olhoeft *et al.*, 1974a] sur les échantillons de régolithe lunaire étaient comprises entre  $10^2$  et  $10^6$  Hz. L'augmentation du domaine aux basses fréquences permet d'avoir accès aux phénomènes de relaxation diélectrique ayant les temps caractéristiques les plus élevés.

Chaque mesure dure entre 24 et 48 heures.

### 6.3.1.2.2 Echantillons

Les échantillons étudiés en SDD sont les suivants :

- Echantillon G' : couche formée de SMA\_A  $< 25 \mu\text{m}$  d'épaisseur 200  $\mu\text{m}$
- Echantillon H' : couche formée de SMA\_X  $< 25 \mu\text{m}$  d'épaisseur 200  $\mu\text{m}$
- Echantillon I' : couche formée de DNA-1 [25, 50]  $\mu\text{m}$  d'épaisseur 200  $\mu\text{m}$
- Echantillon L : couche formée de DNA-1  $< 25 \mu\text{m}$  d'épaisseur 200  $\mu\text{m}$

## 6.3.2 Résultats

La Table 6.4 recense les différents paramètres utilisés ainsi que les résultats obtenus à  $25^\circ\text{C}$  en mesure de courant DC et l'extrapolation à la fréquence nulle des mesures SDD.

### 6.3.2.1 Echantillons de SMA\_A et SMA\_X

Les résultats des mesures des échantillons de SMA\_A (échantillons G, G') et SMA\_X (H, H') sont présentés dans cette partie.

Echantillons	G	H	I	J	K
	SMA_A	SMA_X	DNA-1	3 grains DNA-1	Tungstène
Diamètre des billes [ $\mu\text{m}$ ]	8	4	39	1670 $\pm$ 250	16
Épaisseur $L$ de la couche [ $\mu\text{m}$ ]	188 $\pm$ 18	223 $\pm$ 28	244 $\pm$ 27	1670 $\pm$ 250	204 $\pm$ 10
Nombre de sous-couches	23,5	55,8	6,3	1	12,8
Nombre de particules $n_{dust}$ en contact avec l'électrode	1, 1.10 <sup>7</sup>	2, 8.10 <sup>6</sup>	1, 2.10 <sup>5</sup>	3	6, 9.10 <sup>5</sup>
Force $\vec{N}$ subie par une particule [N]	1, 5.10 <sup>-7</sup>	5, 7.10 <sup>-7</sup>	1, 3.10 <sup>-5</sup>	0,5	2, 3.10 <sup>-6</sup>
Rayon $a$ de la surface de contact [ $\mu\text{m}$ ]	0,17	0,33	1,62	188	0,51
$S_E$ [ $\text{m}^2$ ]	8, 7.10 <sup>-14</sup>	3, 5.10 <sup>-13</sup>	8, 3.10 <sup>-12</sup>	1, 1.10 <sup>-7</sup>	8, 2.10 <sup>-13</sup>
$S_N$ [ $\text{m}^2$ ]	1, 6.10 <sup>-11</sup>	6, 4.10 <sup>-11</sup>	1, 5.10 <sup>-9</sup>	2, 5.10 <sup>-6</sup>	2, 6.10 <sup>-10</sup>
Ratio $S_E/S_N$	5, 4.10 <sup>-3</sup>				
Conductivité $\sigma_{E,DC}$ à 25°C mesurée en DC [S/m]	4, 5.10 <sup>-12</sup>	1, 4.10 <sup>-14</sup>	6, 1.10 <sup>-15</sup>	8, 2.10 <sup>-13</sup>	8, 6.10 <sup>-10</sup>
Conductivité $\sigma_{E,SDD}$ à 20°C mesurée en SDD à 10 <sup>-2</sup> Hz [S/m]	10 <sup>-10</sup>	4, 7.10 <sup>-13</sup>	1, 6.10 <sup>-13</sup>	n.d.	n.d.
Conductivité bulk prédite à partir des mesures DC [S/m]	8, 4.10 <sup>-10</sup>	2, 6.10 <sup>-12</sup>	1, 1.10 <sup>-12</sup>	1, 8.10 <sup>-11</sup>	2, 6.10 <sup>-10</sup>

TABLE 6.4 – Récapitulatif des différents paramètres utilisés pour les mesures et estimations des résistances et des conductivités dans le cas des couches de simulant de régolithe lunaire et de billes de tungstène à 25°C.

A 25°C, la conductivité DC effective  $\sigma_E$  mesurée pour la SMA\_A (échantillon G) est de  $4,5 \cdot 10^{-12}$  S/m. Elle est supérieure d'un facteur 30 à la conductivité de  $1,4 \cdot 10^{-14}$  S/m mesurée pour la SMA\_X (échantillon H). Cette différence peut être justifiée par l'écart de concentration en fer des matériaux (10% de la masse totale pour le premier et 1,6% pour le deuxième). Il a en effet été vu Chapitre 3 que la conductivité était directement liée à cette concentration. En utilisant l'équation 6.1, les deux conductivités donnent accès à une conductivité bulk de  $8,4 \cdot 10^{-10}$  S/m et  $2,6 \cdot 10^{-12}$  S/m pour les échantillons de SMA\_A et SMA\_X, respectivement. Elles sont plusieurs ordres de grandeur supérieurs à la conductivité effective.

Les conductivités obtenues en SDD à  $10^{-2}$  Hz sont aussi présentées sur la Table 6.4. Il sera vu dans le paragraphe suivant qu'il est possible d'assimiler  $\sigma_{DC}$  à  $\sigma_{SDD,10^{-2}Hz}$  pour les deux échantillons de SMA. On a donc, pour l'échantillon de SMA\_A,  $\sigma_{SMA\_A,DC}(20^\circ C) = \sigma_{SMA\_A,10^{-2}Hz}(20^\circ C) = 10^{-10}$  S/m (échantillon G'). Pour la SMA\_X, on approxime la conductivité DC à celle de la conductivité SDD à  $10^{-2}$  Hz. On a alors  $\sigma_{SMA\_X,DC}(20^\circ C) \lesssim \sigma_{SMA\_X,10^{-2}Hz}(20^\circ C) = 4,7 \cdot 10^{-13}$  S/m (échantillon H'). On retrouve la même tendance que celle précédemment observée en mesure DC : la SMA\_A est plus conductrice que la SMA\_X, ici d'un facteur 200.

Pour un même échantillon, les conductivités effectives mesurées en SDD sont éloignées des mesures DC d'un facteur 20 à 30. Ces écarts peuvent s'expliquer par les différences des dispositifs expérimentaux. Dans le cas des mesures SDD, les mesures sont réalisées à pression atmosphérique sous un flux d'azote gazeux tandis que les deuxièmes sont réalisées sous vide. On suppose que toutes deux assèchent suffisamment et de façon équivalente les poussières. Un autre facteur proposé dans cette thèse est la force appliquée afin de maintenir les poussières. En effet, la compacité d'une couche a une influence sur la conductivité : plus une couche est tassée, plus la conductivité augmente. Un test a permis de mettre en évidence le phénomène. Pour cela, deux mesures successives du courant DC conduit à travers une même couche de SMA\_A sous vide ont été réalisées. Dans un premier temps, une masse totale de 160 g est appliquée. La conductivité effective mesurée à 25 °C est  $4,5 \cdot 10^{-12}$  S/m. La même expérience réalisée avec une masse de 640 g donne une conductivité de  $9,0 \cdot 10^{-12}$  S/m. Le ratio des conductivités est de 2. Cela coïncide plutôt bien avec le ratio donné par le modèle  $\sigma_E \propto m^{2/3}$ , soit  $(640/160)^{2/3} = 2,5$ .

En faisant l'hypothèse que le ratio de 20 à 30 obtenu entre les conductivités SDD et DC s'explique par une force supérieure appliquée aux poussières dans le cas de la SDD, on aboutit à la conclusion que les masses équivalentes appliquées en SDD sont de 14 kg et 36 kg pour la SMA\_A et la SMA\_X, respectivement.

On s'intéresse à l'évolution des conductivités en fonction de la température et à fréquence nulle. On considère les conductivités SDD mesurées à  $10^{-2}$  Hz. La Figure 6.5 présente l'évolution de la résistance (à gauche) et de la conductivité (à droite) obtenues en mesure DC. On observe que la résistance de la SMA\_A diminue avec la température. La stabilisation du courant continu est très longue pour l'échantillon de SMA\_X, un seul point a pu être mesuré à température ambiante.

Les résultats DC et SDD présentés sur la Figure 6.5 indiquent des différences de conductivités

inférieures à deux ordres de grandeurs entre les mesures SDD et DC, ce qui prolonge l'observation à 25°C.

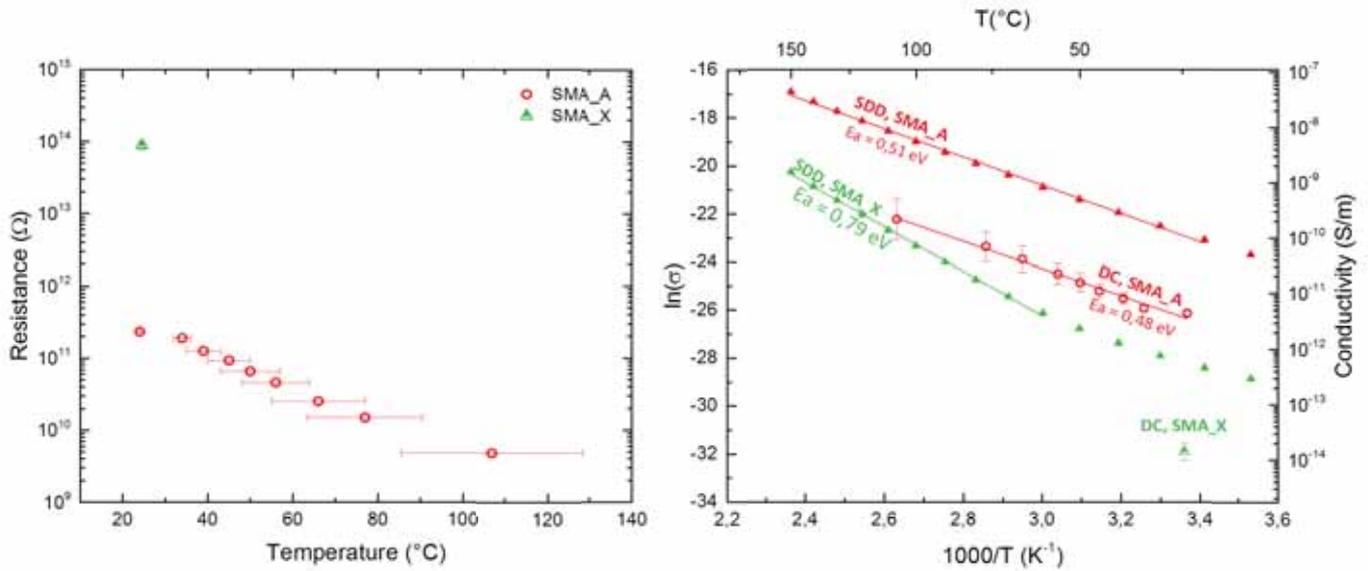


FIGURE 6.5 – A gauche, évolution des résistances électriques mesurées en DC sur les couches de SMA\_A et SMA\_X en fonction de la température. A droite, les conductivités associées sont présentées sur un diagramme d'Arrhénius.

Un comportement arrhénien est observé aux hautes températures pour la SMA\_A. L'énergie d'activation est estimée en réalisant l'ajustement linéaire des conductivités obtenues à 10<sup>-2</sup> Hz sur un diagramme d'Arrhénius ( $\ln(\sigma') = f(1000/T)$ ). L'énergie d'activation s'obtient ensuite de la manière suivante :

$$E_a = -\frac{10^3 k_B \times \gamma}{e} \quad (6.8)$$

avec  $e$  la charge électrique élémentaire en joules et  $\gamma$  la pente de l'ajustement. Les valeurs d'énergie d'activation en SDD sont de  $E_a = 0,51 \pm 0,01$  eV et  $E_a = 0,79 \pm 0,01$  eV pour la SMA\_A et la SMA\_X, respectivement. L'énergie d'activation de la conductivité DC de la SMA\_A est de 0,48 eV. Le manque de points empêche de connaître cette valeur pour la SMA\_X.

Enfin, on propose une étude de la conductivité en fonction de la température et de la fréquence. La Figure 6.6a détaille la conductivité réelle  $\sigma'$  de l'échantillon de SMA\_A en fonction de la fréquence obtenue en SDD. Le même graphique associé à l'échantillon de SMA\_X est visible sur la Figure 6.6c. Chaque courbe est associée à une température, la courbe rouge étant associée à la température de 20°C. Les résultats sont similaires à ceux obtenus précédemment par [Jonscher, 1977]. Quelle que soit la température, la conductivité présente l'allure de courbe typique des matériaux désordonnés et suit une loi en puissance de la fréquence (voir la Figure 3.15). Ces courbes sont caractéristiques du transport de charge. Pour les deux échantillons, les conductivités en SDD s'établissent sous forme de plateaux

indépendants de la fréquence aux hautes températures. Ils sont plus marqués pour la SMA\_A que pour la SMA\_X (plateaux respectivement atteints à  $+30^{\circ}\text{C}$  et  $+130^{\circ}\text{C}$ ). Pour une fréquence donnée, on considère que lorsque ces plateaux sont atteints, la conductivité est constante et peut être assimilée à la conductivité DC. C'est ce qui a été fait dans notre cas d'étude et qui a permis d'obtenir les conductivités des échantillons de SMA\_A et SMA\_X. Pour ce dernier échantillon, c'est une approximation qui est faite, les plateaux sont moins marqués que ceux de la SMA\_A.

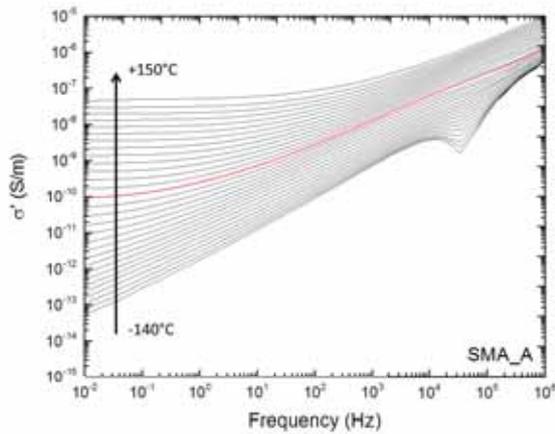
Les Figures 6.6b et 6.6d présentent l'évolution de la permittivité diélectrique  $\varepsilon''$  en fonction de la fréquence et de la température et permettent de mettre en évidence les phénomènes de relaxations dipolaires. Dans les deux cas, les courbes indiquent que  $\varepsilon''$  augmente avec la fréquence et la température, ce qui implique que le transport de charge augmente. A  $+150^{\circ}\text{C}$  et  $10^6$  Hz,  $\varepsilon''$  est de l'ordre de  $10^5$  pour la SMA\_A. Il est de  $10^3$  pour la SMA\_X. Cette variation entre les échantillons se retrouve dans les différences de conductivités obtenues discutées précédemment. Aucun mode de relaxation dipolaire n'est visible pour les deux échantillons.

### 6.3.2.2 Echantillons de DNA-1

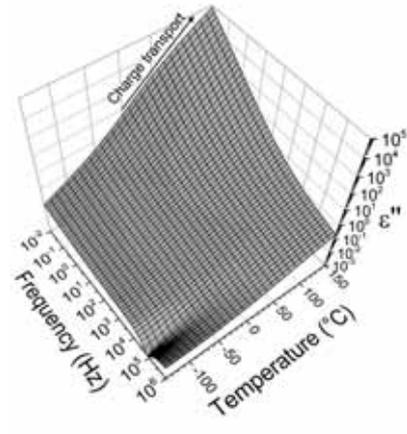
Une analyse similaire est réalisée pour les échantillons de DNA-1 (échantillons I et I'). Les différents paramètres ayant été utilisés pour déterminer les conductivités DC à  $25^{\circ}\text{C}$  sont aussi présentés dans la Table 6.4. On suppose pour les calculs que la DNA-1 est composée uniquement de billes de  $\text{SiO}_2$  et est de forme sphérique, avec un diamètre moyen de  $39 \mu\text{m}$ . Cette dernière valeur a été obtenue en effectuant la moyenne des rayons sur la gamme  $[25, 50] \mu\text{m}$  de la distribution en taille obtenue par [Champlain, 2016].

La conductivité effective estimée avec le modèle est de  $6,1 \cdot 10^{-15} \text{ S/m}$ , ce qui indique que l'échantillon est légèrement plus isolant que l'échantillon de SMA\_X à  $25^{\circ}\text{C}$ . La comparaison avec la valeur obtenue en SDD est délicate, les plateaux de conductivités n'ayant pas été atteint à  $10^{-2} \text{ Hz}$  (voir la Figure 6.8). On peut seulement dire que la conductivité est inférieure à  $10^{-13} \text{ S/m}$  à  $20^{\circ}\text{C}$ . Ces valeurs sont en assez bon accord avec les  $10^{-14} \text{ S/m}$  obtenus par [Champlain, 2016] par la technique de relaxation de potentiel après irradiation UV (voir la Figure 3.30). La conductivité bulk estimée est  $1,1 \cdot 10^{-12} \text{ S/m}$ . Elle est une nouvelle fois plusieurs ordres de grandeur supérieure à la conductivité effective.

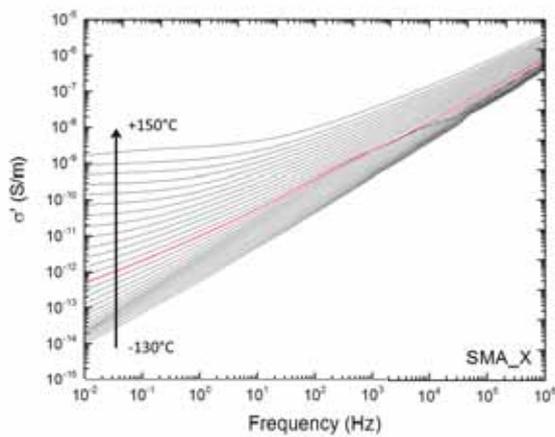
L'évolution de la résistance et de la conductivité en fonction de la température et à fréquence nulle est présentée sur la Figure 6.7. De manière similaire aux échantillons de SMA, la résistance décroît avec la température. Il n'est cependant pas possible de dire si la conductivité a un comportement arrhénien par manque de points de mesure. Les valeurs de conductivités en mesures DC et SDD sont aussi ajoutées sur la Figure 6.7, mais il est une nouvelle fois délicat de comparer la conductivité obtenue en DC avec celle obtenue en SDD car les plateaux de conductivités n'ont pas été atteints. Les autres mesures réalisées sur la DNA-1 par la technique de relaxation de potentiel après irradiation UV par [Champlain, 2016] sont ajoutées. Les différences observées entre les différentes méthodes (relaxation de potentiels, mesures DC et SDD) peuvent être attribuées aux différents mécanismes d'injection de charges. Pour les mesures de relaxation de potentiels, les charges sont générées par irradiation UV, tandis que les



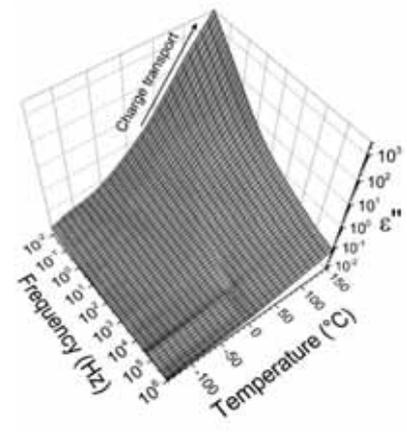
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE 6.6 – Résultats des mesures réalisées en SDD sur l'échantillon de SMA\_A (en haut) et la SMA\_X (en bas). A gauche est présentée la conductivité en fonction de la fréquence (les courbes rouges sont les valeurs à 20°C). A droite sont présentées les cartes de relaxation diélectrique en fonction de la température et de la fréquence.

mesures SDD et DC transfèrent les charges par contact avec une électrode polarisée.

Enfin, on s'intéresse à l'évolution des conductivités en fonction de la température et de la fréquence. La Figure 6.8 présente pour la DNA-1 les mêmes données que la Figure 6.6 pour la SMA\_A et SMA\_X. En haut sont présentés les résultats pour la DNA-1 dont la taille est inférieure à 25  $\mu\text{m}$ . En bas, ce sont les résultats associés à la DNA-1 dont la gamme de taille est comprise entre 25 et 50  $\mu\text{m}$ .

On observe peu de différences entre les deux gammes de taille. Dans les deux cas, les conductivités (sur les Figures 6.8a et 6.8c) ont une allure typique d'un matériau désordonné. Cependant, et contrairement aux échantillons de SMA\_A et SMA\_X, les échantillons de DNA-1 font apparaître un mode de

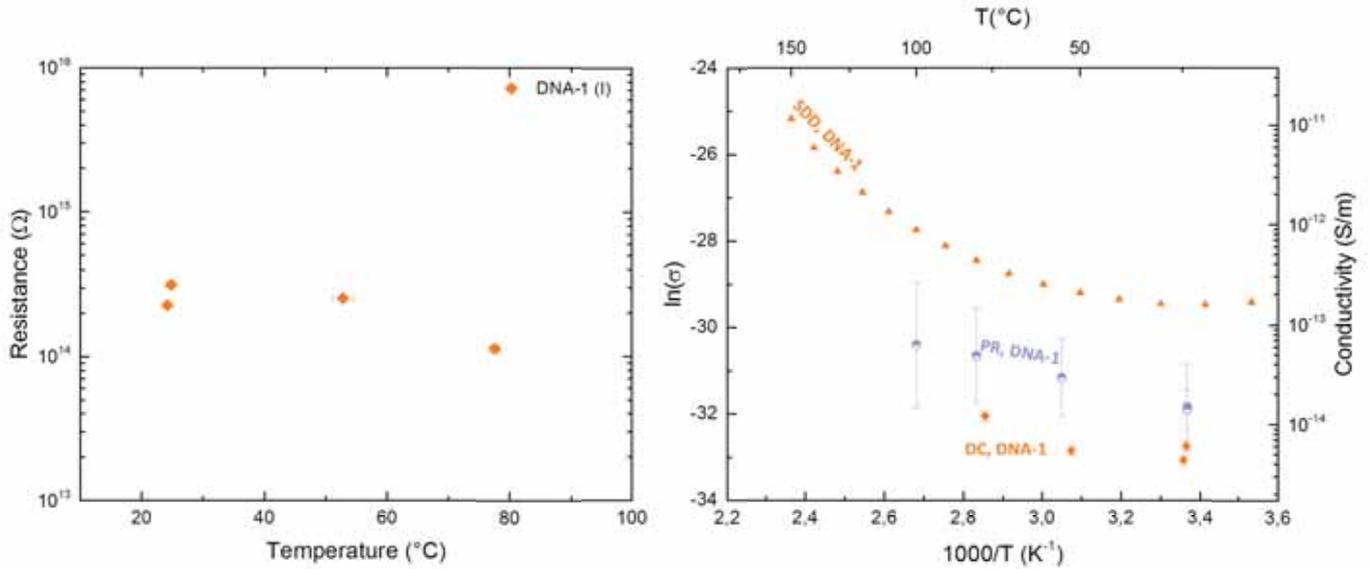


FIGURE 6.7 – A gauche, évolution des résistances électriques mesurées en DC sur l'échantillon de DNA-1 [25, 50]  $\mu\text{m}$  en fonction de la température. A droite, les conductivités associées sont présentées sur un diagramme d'Arrhénius.

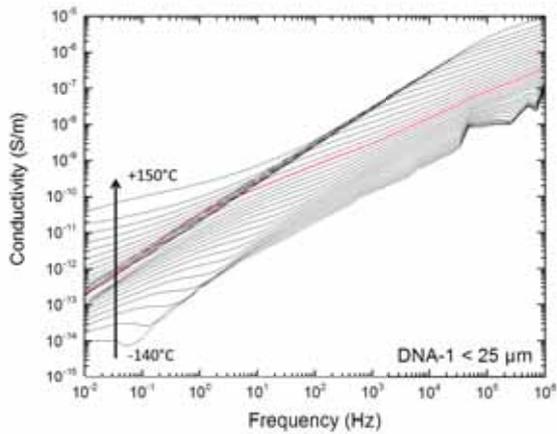
relaxation dipolaire qui évolue en fonction de la fréquence et de la température. Il est particulièrement bien visible sur les Figures 6.8b et 6.8d. Il pourrait provenir de la différence de structure des échantillons. En effet, les échantillons de SMA ont été chimiquement synthétisés en laboratoire. On suppose donc que leur composition est homogène. Les échantillons de DNA-1 sont quant à eux issus du broyage de roches basaltiques terrestres et sont de composition hétérogène (voir Chapitre 4). Le mode de relaxation observé pour la DNA-1 est imputé à l'effet *Maxwell-Wagners-Sillars* (MWS), mode qui correspond à la relaxation des charges piégées aux interfaces des hétérogénéités des matériaux.

Les valeurs de permittivité diélectrique sont quant à elles typiques de celles obtenues par [Strangway *et al.*, 1972] et [Olhoeft *et al.*, 1974b] pour du régolithe lunaire et gravitent autour d'une valeur  $\epsilon_r = 3$ .

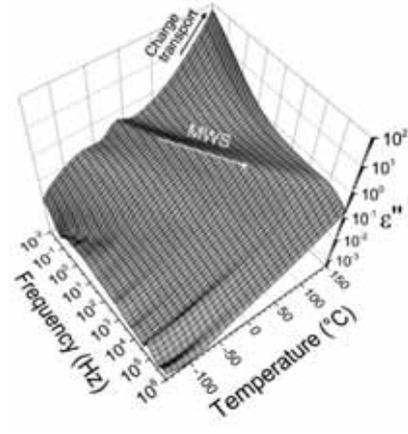
### 6.3.2.3 Comparaison entre 3 billes de verre sodocalcique et 3 grains de DNA-1

Cette section s'intéresse aux mécanismes de transport à travers des grains de DNA-1. Les résultats présentés ici sont ceux de l'échantillon J. Les données à 25°C sont présentés dans la Table 6.4 et comparées à celles de l'échantillon A.

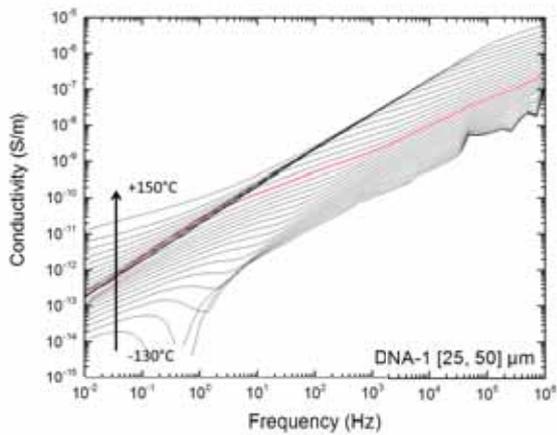
La conductivité effective moyenne des 3 grains de DNA-1 obtenue à 25°C en mesure DC est de  $8,2 \cdot 10^{-13}$  S/m. Ils sont donc beaucoup plus conducteurs que la couche où la conductivité effective mesurée est de  $6,1 \cdot 10^{-15}$  S/m (échantillon I). Cela est dû au fait que le nombre de grains est beaucoup plus faible. Ils sont légèrement plus résistifs que les 3 billes de verre d'environ un ordre de grandeur. Cela peut se justifier par le fait que les billes de verre ont un diamètre moyen plus faible que celui des grains de DNA-1 (la dépendance de la résistance en  $r^{-2/3}$  ayant déjà été discutée). Cependant, si l'on



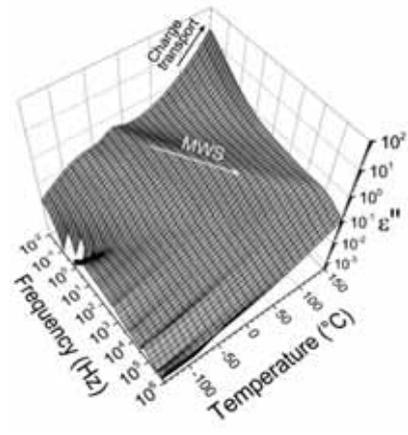
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE 6.8 – Résultats de mesures SDD obtenus pour l'échantillon de DNA-1  $< 25 \mu\text{m}$  en haut et la DNA-1  $[25, 50] \mu\text{m}$  en bas. A gauche est présentée la conductivité en fonction de la fréquence (les courbes rouges sont les valeurs à  $20^\circ\text{C}$ ). A droite est présentée la carte de relaxation diélectrique.

suppose que les deux échantillons ont des dimensions identiques, alors les différences observées pourraient être dues aux différences de compositions des échantillons ou encore à la différence des contacts avec les électrodes. Afin de séparer les deux contributions, il serait nécessaire d'effectuer ces mesures en considérant deux échantillons de même composition : l'un de forme sphérique, l'autre de forme irrégulière.

La conductivité bulk obtenue est de  $1,82 \cdot 10^{-11} \text{ S/m}$ . Cette valeur est proche de celle précédemment utilisée pour le verre sodocalcique ( $1,28 \cdot 10^{-11} \text{ S/m}$ ). Cela confirme que le comportement électrique de la DNA-1 est proche du  $\text{SiO}_2$ .

La Figure 6.9 présente les résistances et les conductivités mesurées en fonction de la température. On

observe une évolution similaire des grains de DNA-1 avec les billes de verre : ils sont moins résistifs avec l'élévation de la température. L'écart d'un ordre de grandeur se maintient entre les deux échantillons.

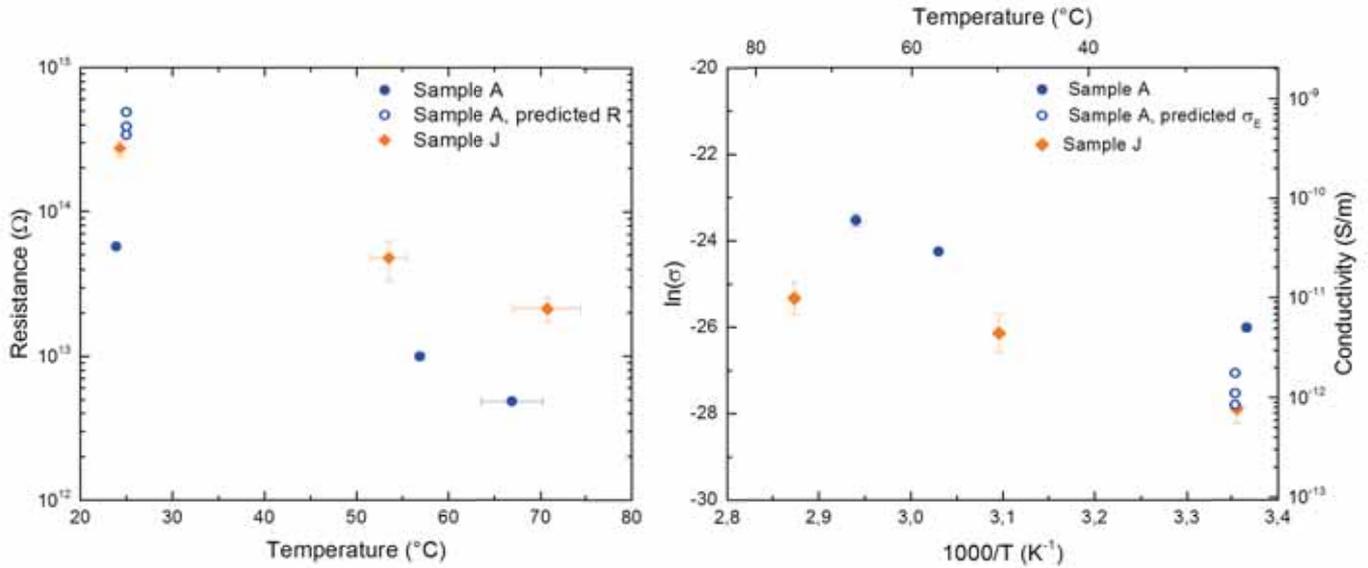


FIGURE 6.9 – A gauche, évolution des résistances électriques mesurées sur les couches composées de 3 éléments en fonction de la température. A droite, les conductivités  $\sigma_E$  associées sont présentées sur un diagramme d'Arrhénius. Les valeurs prédites grâce au modèle développé dans la section 6.1 sont ajoutées.

#### 6.3.2.4 Echantillon de billes de tungstène

Un dernier échantillon a été étudié dans ce chapitre. Il s'agit de billes de tungstène, identiques à celles utilisées dans le Chapitre 5. Les résultats des conductivités mesurée et prédite à 25°C sont présentés sur la Table 6.4. La conductivité effective mesurée est de  $8,6 \cdot 10^{-10}$  S/m. La conductivité bulk du tungstène obtenue par l'application du modèle est  $2,6 \cdot 10^{-7}$  S/m. Cette dernière valeur est très éloignée de la conductivité du tungstène qui est  $1,9 \cdot 10^7$  S/m. Néanmoins, grâce aux mesures XPS réalisées sur ces billes, on sait désormais que ces dernières sont recouvertes d'une couche d'oxyde suite à leur mise en contact avec l'atmosphère terrestre. La couche d'oxyde limite le transport des charges de grain à grain. Le lien entre  $\sigma_B$ ,  $\sigma_E$  et  $\sigma_{ox}$  (ce dernier étant la conductivité de l'oxyde) est donné par le modèle de [Montes *et al.*, 2011] pour une sphère métallique en supposant une épaisseur d'oxyde  $\delta$  (voir l'équation 6.9).

$$\sigma_E = \sigma_B \left[ 1 + \frac{\sigma_B l}{\sigma_{ox} r} \left[ \frac{6}{\pi} - \left( \frac{6}{\pi} - 1 \right) \left( 1 - \frac{S_E}{S_N} \right) \right] \right]^{-1} \frac{S_E}{S_N} \quad (6.9)$$

Pour une particule de rayon  $10 \mu\text{m}$ , en supposant une conductivité bulk du tungstène de  $1,9 \cdot 10^7$  S/m, une conductivité effective mesurée de  $8,6 \cdot 10^{-10}$  S/m à température ambiante et une épaisseur d'oxyde de 10 nm (qui est une valeur réaliste par rapport aux mesures XPS qui prévoit une épaisseur comprise entre 5 et 7 nm), la conductivité de l'oxyde déduite est de  $2,7 \cdot 10^{-10}$  S/m. Elle est légèrement plus faible que la conductivité effective mesurée, mais reste du même ordre de grandeur. Lors des

mesures de courant DC sur les billes de tungstène métalliques, c'est donc principalement la contribution de l'oxyde qui est mesurée.

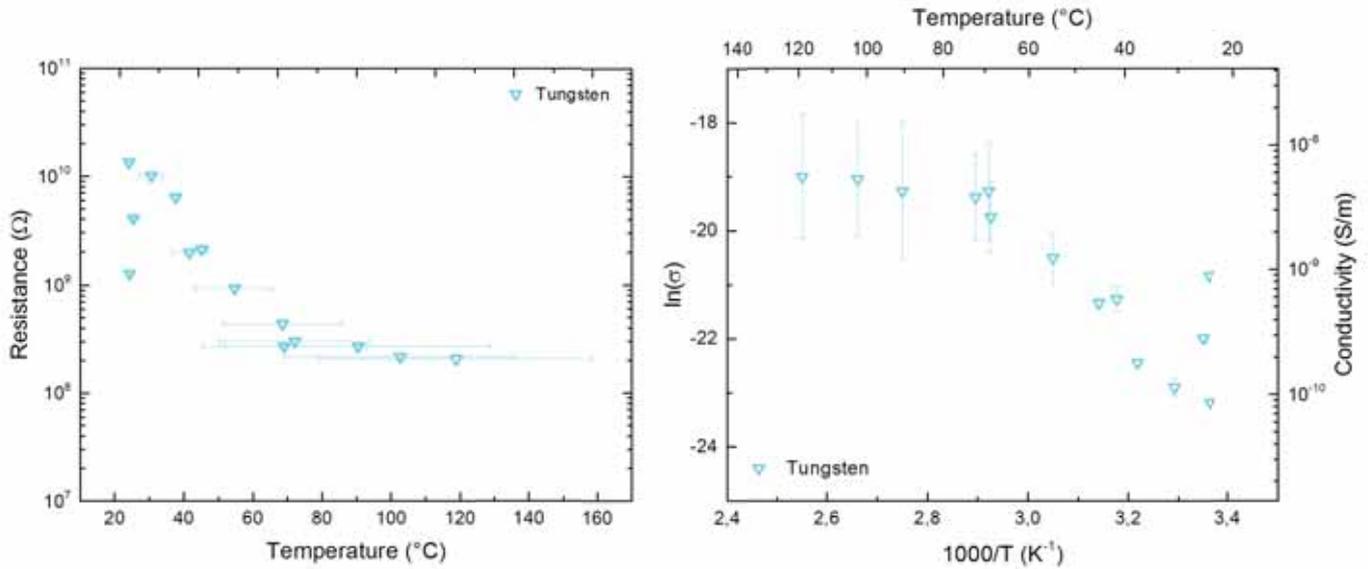


FIGURE 6.10 – A gauche, évolution des résistances électriques mesurées en DC sur les couches de SMA\_A et SMA\_X en fonction de la température. A droite, les conductivités associées sont présentées sur un diagramme d'Arrhénius.

L'évolution de la résistance et de la conductivité en fonction de la température à fréquence nulle est aussi présentée sur la Figure 6.10. La résistance du tungstène diminue avec la température et est l'échantillon le moins résistif de tous ceux étudiés. Les mesures à température ambiante ont été obtenues après plusieurs cyclages thermiques. On note que les résistances à température ambiante semblent augmenter d'un facteur 3 et 10 au fur et à mesure de ces cyclages. Le dégazage de l'échantillon pourrait être à l'origine de ce comportement. Un cycle de chauffage et dégazage complet semble donc être un pré-traitement nécessaire à la bonne mesure du courant DC.

L'étude SDD des billes de tungstène n'a pas été réalisée.

### 6.3.2.5 Comparaison avec les échantillons de régolithe lunaire

Les simulants de poussières lunaires ont pour objectif de répondre à un maximum de critères techniques (ISRU, matériau de construction...). En premier lieu, les industriels souhaitent reproduire les propriétés mécaniques du régolithe. Les propriétés électriques et magnétiques sont un deuxième objectif.

La Figure 6.11 présente la conductivité électrique mesurée en DC et SDD des échantillons de DNA-1, SMA\_A et SMA\_X, comparées aux données disponibles de deux échantillons de sol lunaire : **14163,131**, et **15301,38** sur la Figure 6.11. Leurs énergies d'activation sont respectivement de 0,58 et 0,32 eV. Les

énergies d'activation comprises entre 0,43 et 0,91 eV sont typiques des roches sèches [Strangway *et al.*, 1972]. Les données obtenues dans cette thèse sont du même ordre de grandeur. Cela indique que la conductivité DC s'établit de manière similaire sur les échantillons de SMA\_A et SMA\_X que dans le sol lunaire. A 25°C, les deux échantillons lunaires présentent des conductivités effectives d'environ  $10^{-14}$  S/m. Il est cependant important de préciser que les mesures réalisées sur les échantillons de sol lunaire ont été faites avec la méthode 3 électrodes sans que soit précisée la force appliquée par les électrodes. On considérera que ces données de la littérature font référence pour la suite des comparaisons.

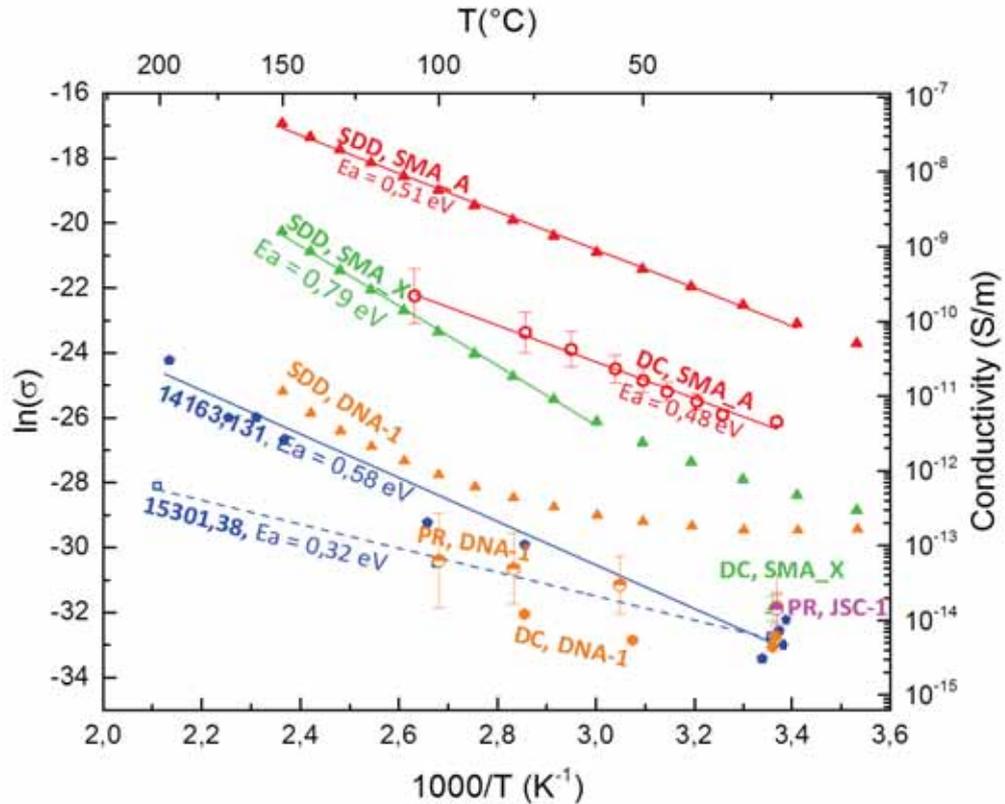


FIGURE 6.11 – Diagramme d'Arrhénius regroupant les principaux résultats de mesures DC et SDD sur des simulants lunaires et les données de la littérature sur les échantillons de régolithe lunaire **14163,131** et **15301,38**.

La mesure de la conductivité par relaxation de potentiel du simulant JSC-1 par [Champlain, 2016] est ajoutée. Les valeurs obtenues en SDD et DC pour l'échantillon de SMA\_A sont les plus éloignées de celle du régolithe. Il en va de même pour les valeurs SDD de la SMA\_X. On estime que ces écarts reposent sur les différences de dispositif expérimental ainsi que sur la méconnaissance de la force appliquée sur les électrodes lors des mesures. Le mode de relaxation Maxwell-Wagners-Sillars de la DNA-1 observé dans la gamme de température [0, 50°C] stabilise la conductivité, au contraire des échantillons de SMA où elle diminue. On note cependant que l'allure de courbe SDD de la DNA-1 coïncide à celle de l'échantillon **15301,38** aux plus hautes températures.

Ce sont les conductivités DC à 25°C de la DNA-1, JSC-1 et SMA\_X qui sont les plus proches de celles des échantillons lunaires.

Complétées des mesures effectuées par l’Institut Polytechnique de Turin, ces données électriques ont permis de proposer la SMA\_X comme un bon simulant lunaire. Il est aussi envisageable de mélanger la SMA\_X à d’autres simulants pour mieux reproduire les propriétés électriques du régolithe [Freyria *et al.*, 2019b].

## 6.4 Bilan

Ce chapitre présente les résultats obtenus par dérivation et application du modèle développé par [Montes *et al.*, 2011] au cas des couches et monocouches de billes de verre sodocalcique. Les conductivités effectives obtenues par mesure de courant continu ont été comparées aux mesures prédites par le modèle, supposant une conductivité bulk donnée. Pour les couches, les mesures à 25°C corroborent le modèle. Dans le cas des monocouches, le modèle est plus éloigné. Les différents paramètres pouvant expliquer ces variations sont discutés.

Une démarche opposée sur les simulants de poussières lunaires a permis de remonter aux conductivités bulk des matériaux grâce aux conductivités effectives mesurées. Il est confirmé que la conductivité bulk est supérieure de plusieurs ordres de grandeur aux conductivités effectives mesurées sur des poudres, ce qui est en accord avec les résultats présentés dans le Chapitre 3. Ces mesures ont mis en évidence une conductivité  $\sigma_E$  réduite pour les billes de tungstène, induite par une oxydation de surface. Ce phénomène est susceptible de modifier la nature de l’interaction des billes avec un substrat, que ce soit au travers de la force de Van der Waals ou des forces électrostatiques. Cela peut être là la raison des écarts de mesures observés entre les mesures centrifuges sous vide et les mesures AFM.

Les méthodes expérimentales utilisées, développées et présentées dans ce chapitre sont des moyens de caractériser précisément les poudres candidates à être des simulants lunaires, comme par exemple la SMA\_A développé par l’Institut Polytechnique de Turin.

Concernant le dispositif expérimental DC mis en œuvre dans ce chapitre, il s’avère nécessaire d’améliorer le contrôle thermique de l’échantillon de façon à réduire les barres d’incertitude. Les mesures SDD ont permis d’avoir accès à l’évolution de la conductivité en fonction de la température mais pour une pression appliquée non déterminée.

Les informations obtenues dans ce chapitre sont nécessaires afin d’implanter des conductivités adéquates dans les simulations réalisées dans le chapitre suivant. A l’échelle macroscopique, la modélisation de la charge électrique d’une couche de poussière peut se faire en supposant une conductivité effective. Néanmoins, à l’échelle microscopique, il est nécessaire de faire intervenir deux paramètres distincts pour simuler la charge singulière des grains : une conductivité bulk et une résistance de contact entre les grains.

## Chapitre 7

# Modélisation numérique et expérimentale multi-échelle de la charge électrostatique des poussières en environnement lunaire

Dans ce chapitre sont présentés la suite des travaux dédiés à l'étude de l'établissement de la charge au sein d'une couche de poussière. Le chapitre précédent présentait les aspects de conduction de charges à l'aide de mesures du courant traversant une couche de poussière. Dans ce chapitre sont étudiés les phénomènes de collection de charge. La combinaison des deux phénomènes (collection et conduction) devra permettre de mieux évaluer dynamique de la charge d'un grain de poussière.

L'établissement de la charge est étudiée dans ce chapitre grâce à des simulations numériques réalisées avec le logiciel SPIS [SPIS, 2002] dans un contexte de maîtrise de la contamination particulaire sous environnement spatial. Des travaux antérieurs visant à simuler la charge et le déplacement des grains ont été réalisés par [Poppe *et al.*, 2012] et [Hess *et al.*, 2015] à des échelles macroscopiques impliquant un cratère et éventuellement un lander.

Dans un premier temps, on présente des simulations similaires à celles de [Zimmerman *et al.*, 2016] (détaillées dans le Chapitre 3) et qui mettaient en évidence l'apparition de patches de charge positifs et négatifs sur les premières couches de poussières [Wang *et al.*, 2016] ("*charge patched model*"). Dans ce cas, on néglige les phénomènes de conduction de charges à travers la couche. Dans un second temps, on présente la modélisation du dispositif expérimental visant à comprendre sur les échelles macroscopique et microscopique l'évolution de la charge à l'intérieur d'une couche de poussière soumise à un environnement chargeant. Dans ce cas, le transport des charges entre les grains est modélisé.

### 7.1 Modélisation numérique SPIS

Les simulations présentées dans ce manuscrit sont réalisées avec le logiciel SPIS (Spacecraft Plasma Interaction System) dont le coeur physique et numérique est développé à l'ONERA et l'interface graphique par l'entreprise ARTENUM, avec le soutien de l'ESA et du CNES. Un descriptif détaillé du logiciel est donné dans [Guillemant, 2014]. Ce logiciel se charge de la modélisation des interactions

entre un équipement embarqué et un environnement donné en simulant la dynamique du plasma, les courants collectés et émis ainsi que l'évolution des potentiels de surface et de volume. SPIS utilise la méthode PIC (Particle-In-Cell) afin de résoudre les équations régissant l'évolution de l'environnement.

L'interface proposée par SPIS permet de définir la géométrie d'un objet (satellite, surface lunaire...) qui est ensuite insérée dans un domaine de simulation qui limite le plasma. C'est à cette étape que les caractéristiques physiques de la géométrie sont alors spécifiées, tels que les matériaux et leurs propriétés.

Le volume total créé est maillé. Les différents nœuds des mailles de la surface de l'objet peuvent ainsi être liés entre eux sous forme de circuit électrique. Les propriétés du plasma (simulé à l'intérieur du domaine de simulation) sont implémentées. C'est dans cette dernière partie que les différentes populations de particules ainsi que leurs flux et densités sont décrites.

La Figure 7.1 présente les différentes étapes qui mènent à la résolution des différentes équations. Les différentes étapes sont : résolution du champ électrique, trajectoire des particules, interactions avec la géométrie puis, enfin, détermination du potentiel. Ces étapes se réalisent de manière itérative afin de suivre l'évolution temporelle de tous ces paramètres.

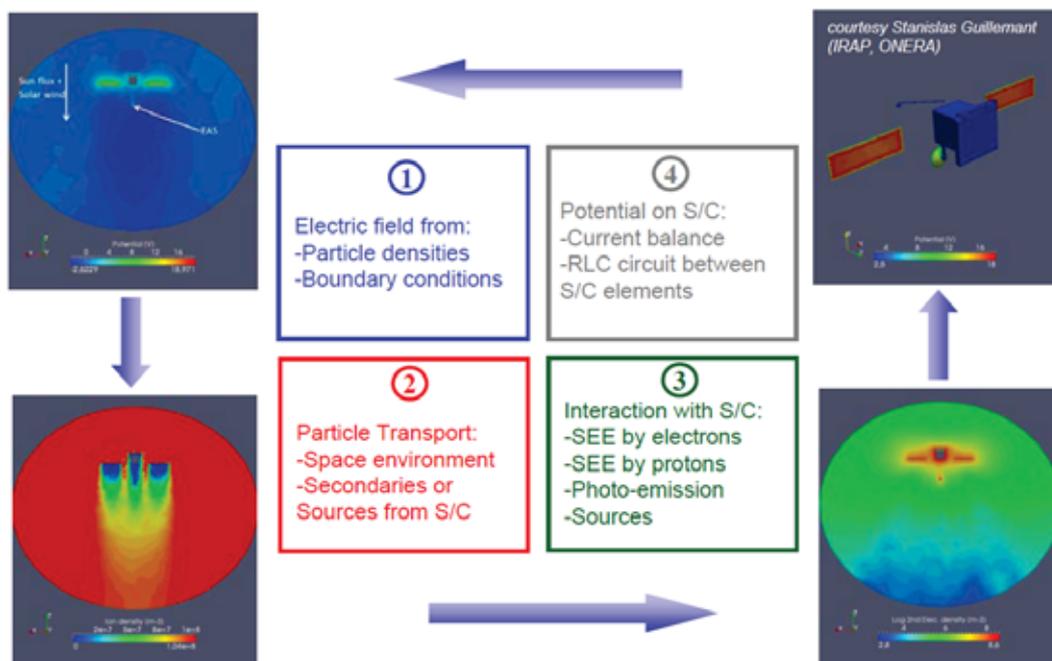


FIGURE 7.1 – Principe de simulation numérique utilisé par SPIS. Image tiré du manuel d'utilisation.

Dans ce chapitre, SPIS est utilisé afin de simuler l'établissement de la charge à la surface d'une couche de poussière sous un environnement spatial. Le logiciel peut être utilisé à deux échelles. La première approche, macroscopique, modélise la couche de poussière sous la forme d'un feuillet plein et plat. Reprenant les notations utilisées dans le chapitre précédent, on considère que ce feuillet a une conductivité électrique équivalente à la conductivité effective  $\sigma_E$ . Dans cette approche, il n'est pas

nécessaire de modéliser les contacts aux interfaces entre grains. L’approche microscopique représente les poussières sous forme individuelle. Dans ce cas, il est plus représentatif de caractériser les grains par une conductivité bulk  $\sigma_B$  et de modéliser les contacts entre eux.

## 7.2 Modélisation microscopique de la collection de charge en environnement spatial

Dans cette partie, on s’intéresse principalement à la collection et l’émission des charges à laquelle est soumise une couche de poussière. Le transport des charges aux interfaces entre les grains est négligé. Ces travaux ont fait l’objet d’une publication dans le journal IEEE Transactions on Plasma Science [Oudayer *et al.*, 2019].

### 7.2.1 Géométrie

Une géométrie similaire à celle de [Zimmerman *et al.*, 2016] a été modélisée grâce au logiciel Gmsh [Gmsh, nd]. Cette géométrie a été proposée et construite par Loanne Monnin durant son stage de fin d’études encadré par M. Sébastien Hess à l’ONERA et portant sur l’étude de la charge électrostatique du régolithe lunaire. Dans ce manuscrit, on modélise une couche infinie de poussières faite de l’empilement de trois grains (au contraire de la littérature qui n’en présente qu’un et demi). Les grains sont simulés par des sphères de rayon  $100 \mu\text{m}$  sans contact les unes avec les autres. Ils sont espacés d’un dixième de la taille des sphères ( $10 \mu\text{m}$ ). Au total, la simulation comprend 4 grains suivant l’axe X, 3 grains suivant l’axe Y et 3 suivant l’axe Z, comme montré sur la Figure 7.2a. Cela fait un total de 36 grains complets. Les trois couches reposent sur une surface plane qui simule le fond de la couche. Afin de modéliser les interactions du plasma avec la couche, il a été nécessaire de définir un domaine de simulation qui englobe cette géométrie. Ce dernier est présenté sur la Figure 7.2b. Ses dimensions ( $L_x$ ,  $L_y$  et  $L_z$ ) sont définies par les équations 7.1 et 7.2.

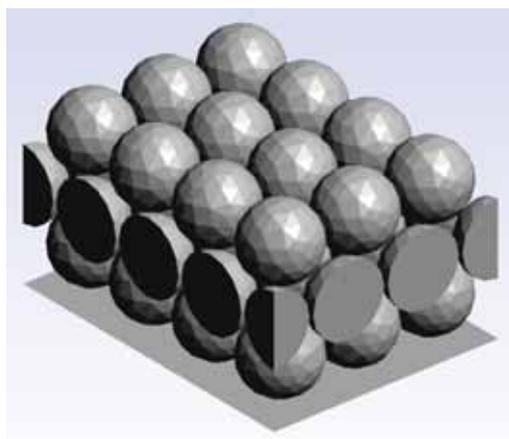
$$L_{x,y} = (2N_{x,y} - 2)r + (N_{x,y} - 1)h \quad (7.1)$$

$$L_z = 4L_y \quad (7.2)$$

$N_{x,y}$  est le nombre de grains suivant l’axe X ou Y et  $h$  est l’écart entre les sphères. Au total, le domaine de simulation a les dimensions suivantes :  $L_x = 0,8 \text{ mm}$ ,  $L_y = 0,6 \text{ mm}$  et  $L_z = 2,4 \text{ mm}$ . Une fois la géométrie définie, elle est maillée en volume avec des tétraèdres.

### 7.2.2 Propriétés électriques des sphères

Dans ces simulations, le transport de charges entre les différents grains n’est pas pris en compte, on s’intéresse uniquement à l’établissement des potentiels par collection et émission de courants. Dans cette condition, les grains sont caractérisés par une conductivité volumique équivalente à une conductivité effective de  $10^{-14} \text{ S/m}$ . Cette configuration, similaire à celle utilisée par [Zimmerman *et al.*, 2016], permet une comparaison aisée des travaux.



(a) Configuration de l'empilement des 3 couches. L'origine des axes est placé sur le plan sur lequel reposent les grains.



(b) En bleu, le domaine de simulation permettant de simuler les interactions du plasma avec la couche de poussière. En rose, l'empilement des grains.

FIGURE 7.2 – Géométrie CAD de l'empilement de sphères (gauche) et domaine de simulation (droite).

La résistivité de surface des grains est de  $10^{15} \Omega$ . Le rendement de photoémission PEY (PhotoElectron Yield) est de  $4,5 \cdot 10^{-6} A/m^2$ .

### 7.2.3 Environnement spatial

Les caractéristiques du plasma sont détaillées dans la Table 7.1. L'environnement chargeant se compose d'un flux de plasma de vent solaire (les ions sont de type  $H^+$ ). Les protons et les électrons ont une distribution maxwellienne de densité  $10^7$  particules/ $m^3$ , ont une température de 10 eV et une vitesse de dérive de 400 km/s par rapport à la surface. Le flux d'UV provenant du Soleil, situé à une distance de 1 UA provoque une émission des photoélectrons que l'on modélise par une distribution maxwellienne de 2,2 eV. Les valeurs diffèrent au maximum d'un facteur deux de celles données par [Zimmerman *et al.*, 2016] (rappelées dans la Table 7.2).

Le plasma est injecté sur la face supérieure du domaine de simulation en  $L_z = 2,4$  mm. Les faces latérales et perpendiculaires aux axes X et Y sont assorties de conditions périodiques et réfléchives de manière à simuler une couche de poussière infinie suivant les axes X et Y. On impose un potentiel nul en haut du domaine de simulation, en  $L_z = 2,4$  mm.

### 7.2.4 Résultats

Dans un premier temps, deux configurations ont été étudiées : la première avec l'angle d'incidence  $\alpha$  du plasma du vent solaire à  $45^\circ$  et la deuxième avec une orientation à  $0^\circ$  (incidence normale). Dans un deuxième temps, l'influence de l'émission électronique secondaire (SEE) est étudiée. La SEE correspond à l'émission d'électrons sous un flux d'électrons incidents. Au total, quatre configurations sont étudiées :

	Photoélectrons	Electrons	Ions
Longueur de Debye [m]	x	7,4	7,4
Vitesse de dérive [m/s]	N/A	$4,3 \cdot 10^5$	$4,3 \cdot 10^5$
Vitesse thermique [m/s]	$8,8 \cdot 10^5$	$2,0 \cdot 10^6$	$5,0 \cdot 10^4$
Température [eV]	2,2	10	10
Densité de courant [ $A/m^2$ ]	$4,5 \cdot 10^{-6}$	$8,6 \cdot 10^{-7}$	$7,0 \cdot 10^{-7}$
Densité [ $\#/m^3$ ]	x	$10^7$	$10^7$

TABLE 7.1 – Paramètres du plasma utilisés lors des simulations présentées dans cette section.

	Photoélectrons	Electrons	Ions
Longueur de Debye [m]	1	15	15
Vitesse [m/s]	$6,5 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^5$
Energie [eV]	1	10	$10^3$
Densité de courant [ $A/m^2$ ]	$4 \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-7}$
Densité [ $\#/m^3$ ]	$10^8$	$5 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^6$

TABLE 7.2 – Paramètres du plasma utilisés dans les simulations réalisées par [Zimmerman *et al.*, 2016].

$0^\circ$  et  $45^\circ$ , avec et sans SEE. Les simulations de la littérature présentent la charge de surface à  $t = 10$  secondes, tandis que les résultats présentés avec SPIS sont à  $t = 200$  secondes, l'équilibre apparaît toutefois bien avant généralement, autour d'une vingtaine de secondes.

Dans toutes les configurations étudiées, l'évolution temporelle des potentiels moyens de chaque couche de poussière est présentée, ainsi que des vues de dessus et des coupes de côté des potentiels de surface à l'équilibre. La Table 7.3 récapitule ces valeurs sur chaque couche : le potentiel moyen  $V_{moyen}$ , le potentiel maximal  $V_{max}$  et le potentiel minimal  $V_{min}$ . Enfin, pour chaque population présente dans le domaine de simulation, on présente des cartographies 2D du logarithme de la densité suivant le plan XY ainsi que les profils de densité le long de l'axe Z représenté sur la Figure 7.3. On utilise la dénomination "première couche" pour désigner la couche du dessus et "troisième couche" pour désigner la couche du fond.

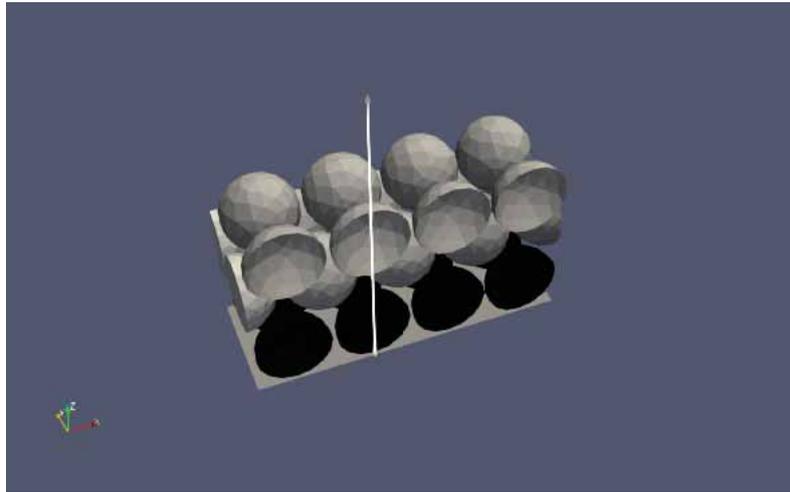


FIGURE 7.3 – Axe suivant lequel les profils de densité sont estimés et passant par le centre de grains des première et troisième couches.

Simulation	Couche	$V_{moyen}$ [V]	$V_{max}$ [V]	$V_{min}$ [V]
$\alpha = 45^\circ$ sans SEE	1 <sup>ere</sup> couche	1,0	4,5	-2,0
	2 <sup>eme</sup> couche	2,5	3,5	0
	3 <sup>eme</sup> couche	-12,8	-12,7	-13,0
$\alpha = 0^\circ$ sans SEE	1 <sup>ere</sup> couche	2,5	5,1	1,6
	2 <sup>eme</sup> couche	8,1	9	6,8
	3 <sup>eme</sup> couche	-4,4	-3,8	-5,7
$\alpha = 45^\circ$ avec SEE	1 <sup>ere</sup> couche	1,7	5,0	-0,9
	2 <sup>eme</sup> couche	3,1	4,5	-0,1
	3 <sup>eme</sup> couche	-9,8	-9,7	-10,0
$\alpha = 0^\circ$ avec SEE	1 <sup>ere</sup> couche	3,1	5,7	2,0
	2 <sup>eme</sup> couche	8,0	10,0	6,7
	3 <sup>eme</sup> couche	-3,5	-2,7	-5,1

TABLE 7.3 – Valeurs de potentiels obtenus sur les couches pour les quatre simulations de l'étude paramétrique.

### 7.2.4.1 Effet de l'angle d'incidence

#### $\alpha = 45^\circ$ et sans SEE

La première simulation représente une couche de poussière soumise à un flux de vent solaire et d'UV, configuration similaire à celle d'angle d'incidence  $45^\circ$  réalisée par [Zimmerman *et al.*, 2016].

L'évolution temporelle des potentiels moyens de chaque couche est présentée sur la Figure 7.4. Les potentiels de départ sont tous imposés à 0 V et correspondent au potentiel de la plaque du fond qui représente le reste non maillé de la couche de poussières. Dès les premières secondes, les potentiels des deux premières couches augmentent pour atteindre un potentiel d'équilibre positif de +1 et +2,5 V pour la première et deuxième couche, respectivement. Le potentiel moyen de la deuxième couche est supérieur à celui de la première. La troisième couche n'atteint pas son équilibre, son potentiel valant -13 V à  $t = 200$  secondes. Quelques particules atteignent le fond du domaine de simulation, ce qui fait varier son potentiel de façon légère.

De manière plus détaillée, l'analyse de la Figure 7.5 nous indique que le potentiel à l'équilibre de la première couche n'est pas uniforme. Il est le plus élevé (+4,5 V) sur le spot d'illumination maximale à cause de la photoémission. Puis, là où les zones ne sont plus illuminées, le potentiel est plus faible : un gradient de potentiel se forme sur chaque grain. Il est minimal sur la zone diamétralement opposée à celle illuminée (-2 V). Ce potentiel est induit par la collection de photoélectrons émis par la deuxième couche. Le haut de la deuxième couche est en partie illuminée, le potentiel sur cette zone est positif (+3,5 V). Des patches de potentiels positifs et négatifs apparaissent bien sur les première et deuxième couches, comme décrit dans le modèle de [Wang *et al.*, 2016]. Reprenant ses notations ( $\Phi_r - \Phi_b$ , voir Chapitre 3), on a ici :

$$\Phi_r - \Phi_b = V_{min,couche_1} - V_{max,couche_2} \quad (7.3)$$

Le gradient de potentiel entre le bas de la première couche et le haut de la deuxième couche est de -5,5 V, comparable au -2,5 V obtenu lors des expériences macroscopiques réalisées par [Wang *et al.*, 2016] (voir la Table 3.4). Cependant, et contrairement à l'auteur qui obtenait le potentiel moyen d'un grain de la première couche comme négatif, le potentiel moyen obtenu ici est positif.

La troisième couche n'est pas illuminée par les UV et son potentiel n'atteint pas l'équilibre. Son potentiel négatif s'établit par la collection majoritaire d'électrons du vent solaire qui réussissent à passer entre les grains. Elle est cependant plus lente car les couches supérieures collectent la majeure partie des électrons et réduisent fortement le flux incident.

Enfin, le fond collecte aussi un très faible courant d'électrons qui régule son potentiel, en constante progression vers les potentiels négatifs. On voit probablement ici l'une des limites au fait que la conduction entre les grains n'a pas été prise en compte.

La Figure 7.6 présente à gauche, des coupes du domaine de simulation et à droite les profils suivant l'axe Z des logarithmes des densités, ceci pour chaque type de population (ions, électrons et

photoélectrons) à  $t = 200$  secondes. Les mêmes courbes sont présentées pour le potentiel du plasma.

Les densités d'électrons, de photoélectrons et d'ions ont des profils similaires. A  $L_z = 0$ , leur densité est nulle. Elle n'augmente qu'à partir du moment où  $L_z = 0,16$  mm, c'est à dire lorsque l'axe du profil de densité est sorti de la troisième couche. Cette forte augmentation est due aux particules qui s'engouffrent dans les interstices de la couche de poussière. L'effet du sillage des ions est d'ailleurs très noté. Il l'est un peu moins pour les électrons, ces derniers ayant une distribution isotrope. La densité des électrons, ions et photoélectrons au niveau de la deuxième couche est comprise entre  $10^4$  et  $10^6$  particules/ $m^{-3}$ . Elle est plus importante pour les photoélectrons. A  $L_z \sim 0,35$  mm, les densités s'annulent car cette position est à l'intérieur des grains. Cependant, le contour des grains est bien visible et démontre que les particules sont bien collectées à la surface des grains. Enfin, aux alentours de  $L_z = 0,5$  mm, les densités réaugmentent pour atteindre leur valeur maximale. Elles évoluent très peu dans le reste du domaine de simulation, jusqu'à  $L_z = 2,4$  mm, à l'exception des photoélectrons dont la densité est légèrement plus forte près des grains, dans la gaine provoquée par le potentiel positif des poussières.

Concernant le potentiel (voir la Figure 7.7, on observe une décroissance allant jusqu'à -13 V. Cela correspond à la variation du fond du domaine de simulation (à 0 V), jusqu'à la troisième couche, négativement chargée. Le potentiel évolue ensuite pour revenir à une valeur positive de +0,5 V qui correspond au bas de la deuxième couche. Dans le grain, le potentiel évolue peu, mais atteint une valeur de +3 V en haut du grain. Le potentiel maximal de +4,5 V n'apparaît pas sur ce graphique car le profil ne passe pas par la zone d'illumination maximale ( $\alpha = 45^\circ$ ). Le potentiel finit par se stabiliser sur le reste du domaine de simulation et tend vers une valeur de 0 V, imposée en haut du domaine.

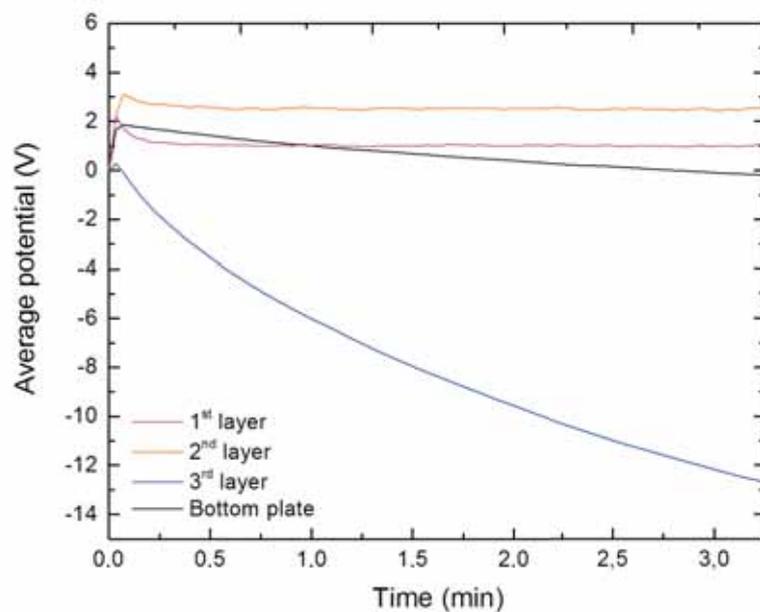


FIGURE 7.4 – Evolution des potentiels moyens de chaque couche en fonction du temps, pour  $\alpha = 45^\circ$  et sans SEE.

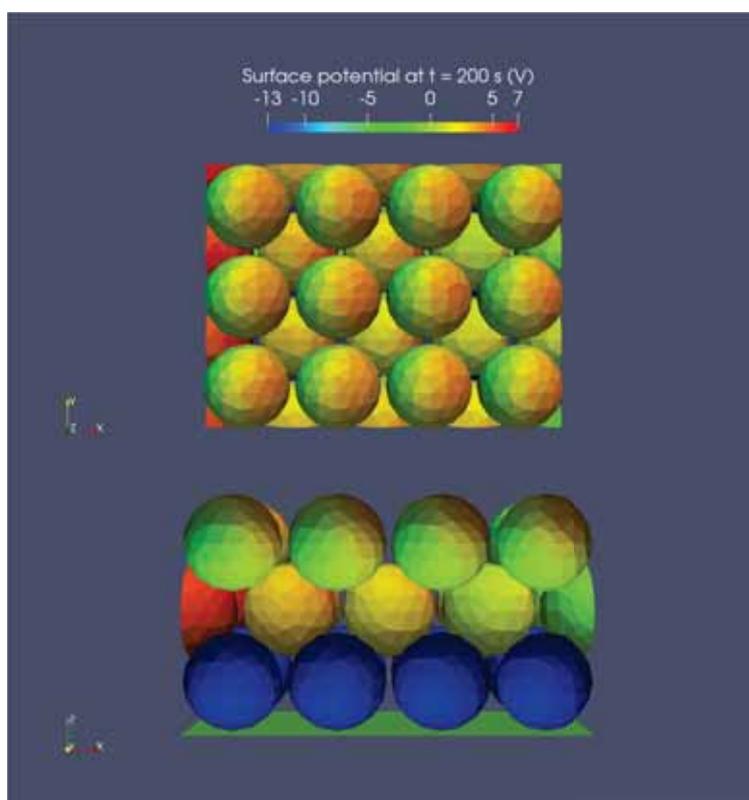
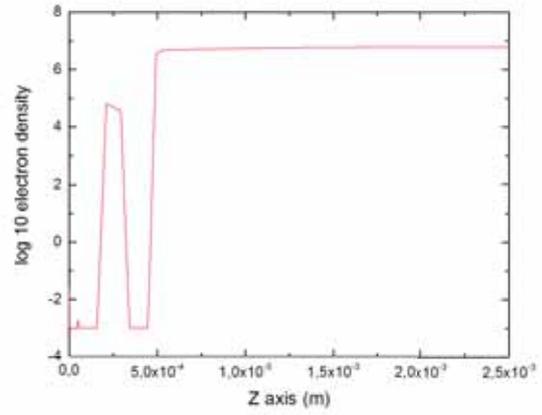
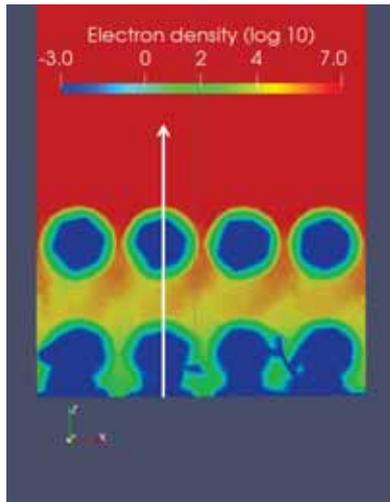
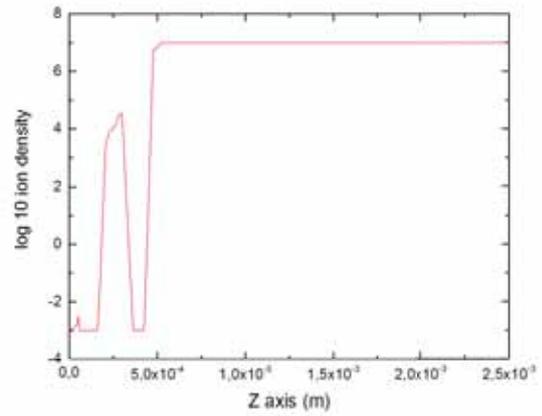
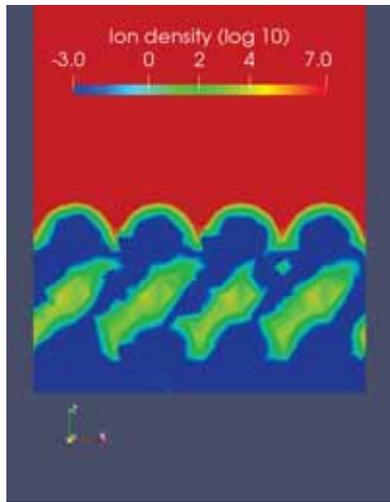


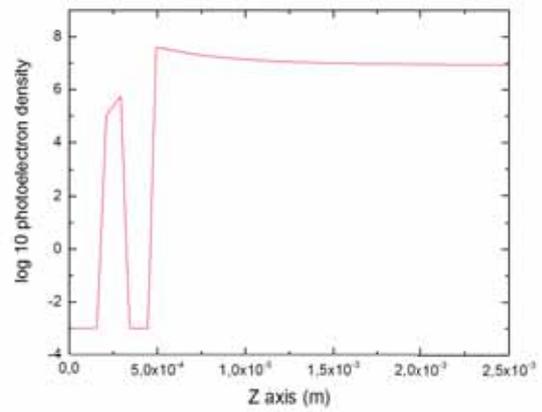
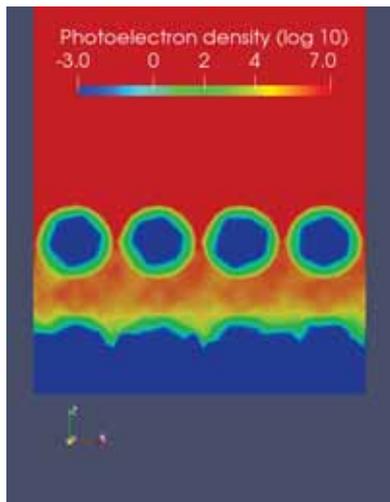
FIGURE 7.5 – Etude des potentiels simulés et obtenus sur les couches de poussières pour  $\alpha = 45^\circ$  et sans SEE.



(a) Electrons



(b) Ions



(c) Photoélectrons

FIGURE 7.6 – Cartographie 2D (à gauche) et profil (à droite) du logarithme de la densité des populations électroniques, ioniques et photoélectroniques suivant le plan XY pour  $\alpha = 45^\circ$  et sans SEE.

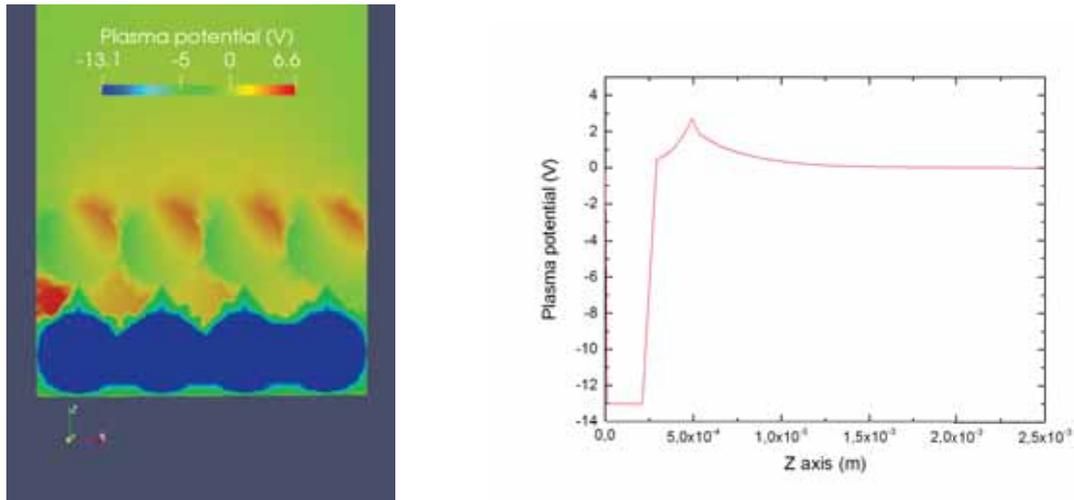


FIGURE 7.7 – Cartographie 2D (à gauche) et profil (à droite) du potentiel suivant le plan XY pour  $\alpha = 45^\circ$  et sans SEE.

Le champ électrique à travers les couches est présenté Figure 7.8. On observe qu’entre la première et la deuxième couche (plus précisément entre les patchs positifs et négatifs), le champ électrique atteint des valeurs de l’ordre de  $2.10^5$  V/m, valeur similaire à celle obtenue par [Zimmerman *et al.*, 2016]. Entre les deuxième et troisième couches, le champ électrique est amplifié par la forte valeur négative de la troisième couche et atteint une valeur supérieure à  $10^6$  V/m. Par la similarité des champs électriques obtenus, on peut conclure que les potentiels obtenus par [Zimmerman *et al.*, 2016] sont semblables à ceux déterminés ici, bien que non présentés dans leur travaux qui présentaient la charge à la place. L’établissement de champs électriques aussi forts pourrait être à l’origine du phénomène de *supercharging* discuté dans le Chapitre 3. L’accumulation de charges sur de faibles distances à l’intérieur même d’une couche pourrait générer une force répulsive suffisamment forte pour décoller les grains de poussières. Au vu des valeurs obtenues, il semblerait donc que le phénomène de *supercharging* puisse apparaître plus profondément que prévu, soit entre la deuxième et la troisième, en complément de la première et la deuxième. Il est bien entendu que les couches réelles ne présentent jamais d’empilements parfaits comme simulés ici et que ces conditions ne sont pas transposables aux cas réels. Ce phénomène pourrait aussi faire écho au décollement d’agrégats observés sur les astéroïdes. [Wang *et al.*, 2016] a en effet montré que les particules décollées électrostatiquement étaient souvent un agglomérat de petits grains. Ces derniers adhèrent entre eux par les différents patchs de charge s’établissant à l’intérieur de la structure poreuse. Par extension, les champs électriques produits par l’environnement spatial peuvent favoriser leur adhésion entre eux. En effet, si la couche de poussière sur laquelle est posé l’agglomérat se charge très négativement par collection d’électrons, alors le champ électrique entre le-dit agglomérat et la couche pourrait participer à leur décollement.

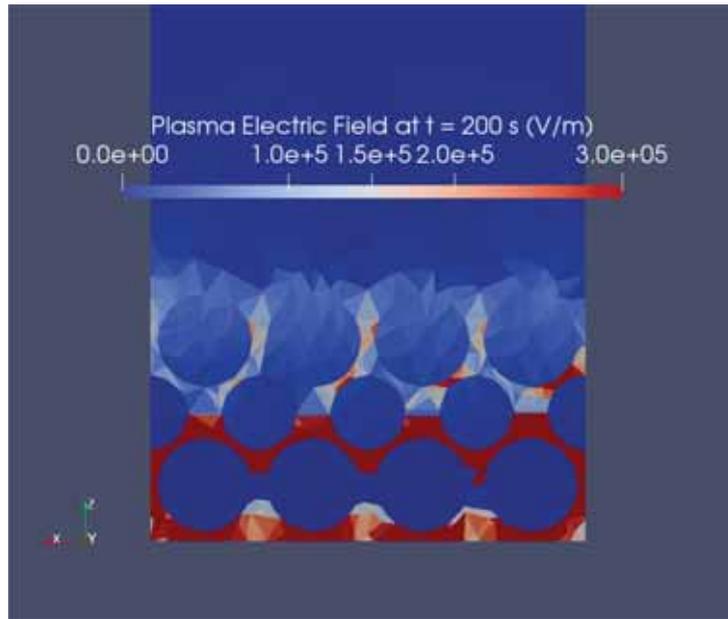


FIGURE 7.8 – Carte 2D du champ électrique pour  $\alpha = 45^\circ$  et sans SEE.

#### $\alpha = 0^\circ$ et sans SEE

Ce paragraphe présente les résultats obtenus lorsque le vent solaire ainsi que le flux UV ont une incidence normale, la SEE n'étant de nouveau pas prise en compte. L'évolution temporelle des potentiels moyens est présentée sur la Figure 7.9. Les potentiels de surface sont présentés sur la Figure 7.10. Les densités et les profils des différentes populations sont présentées sur la Figure 7.11. Le profil du potentiel est quant à lui visible sur la Figure 7.12.

De manière similaire à la configuration où  $\alpha = 45^\circ$ , les potentiels des deux premières couches atteignent rapidement une valeur d'équilibre de +2,5 V et +8 V pour la première et deuxième couche, respectivement. Par rapport à la simulation à  $45^\circ$ , ces potentiels sont plus élevés. L'augmentation des potentiels est justifiée par l'augmentation de la surface d'illumination dans cette deuxième configuration (voir la Figure 7.10). La photoémission est plus importante sur les deux premières couches. La photoémission est d'autant plus importante sur la deuxième couche, le courant de photoélectrons émis est plus fort ( $7,2 \cdot 10^{-13}$  A à  $0^\circ$  contre  $2,9 \cdot 10^{-13}$  A à  $45^\circ$ ). Le potentiel de la troisième couche n'atteint pas l'équilibre, mais son évolution est beaucoup moins rapide. A  $t = 200$  secondes, il vaut -4,4 V. Le changement de trajectoires des électrons du vent solaire semble limiter leur collection sur la troisième couche. De plus, le potentiel plus positif de la deuxième couche tend à les attirer, ce qui diminue d'autant plus le flux d'électrons sur la troisième couche. Par extension, le fond du domaine de simulation ne collecte aucune particule, son potentiel reste donc à 0 V.

Une autre différence avec la configuration précédente est que le gradient de potentiel sur chacune des deux premières couches est moins élevé. Les UV atteignent toujours la deuxième couche mais la

collection par la première couche est moins efficace à cause de la symétrie de la géométrie qui tend à favoriser l'évacuation des photoélectrons en  $+Z$  n'est pas suffisante pour créer un patch local de potentiel négatif au bas de la première couche (le potentiel minimum est de  $+1,6$  V). Les valeurs restent néanmoins toujours comparable avec [Wang *et al.*, 2016].

Les cartographies 2D mettent en évidence quelques autres aspects comme le changement de l'inclinaison des flux de particules : les effets de sillages sont très marqués. Les profils présentant l'évolution des densités en fonction de  $L_z$  sont similaires à ceux de la précédente configuration. La densité d'électrons dans l'interstice formé entre la première et la troisième couche est plus faible, l'accès à cette zone est facilité lorsque l'angle d'incidence est autre que normal. Pour les ions, il n'y a aucune particule pour  $L_z < 0,5$ mm. Cela est dû à l'axe choisi pour évaluer ces profils.

L'étude du champ électrique montre que ce dernier s'établit de manière symétrique par rapport au plan XY (voir Figure 7.13). Les gradients de potentiels entre les couches sont plus élevés que pour les simulations à  $45^\circ$  et entraînent un champ électrique légèrement plus fort.

En réalité, les arrangements de poussières sont bien différents des empilements parfaits de sphères simulés dans ce travail. On voit néanmoins nettement que l'angle d'incidence local a une influence significative sur la dynamique de charge.

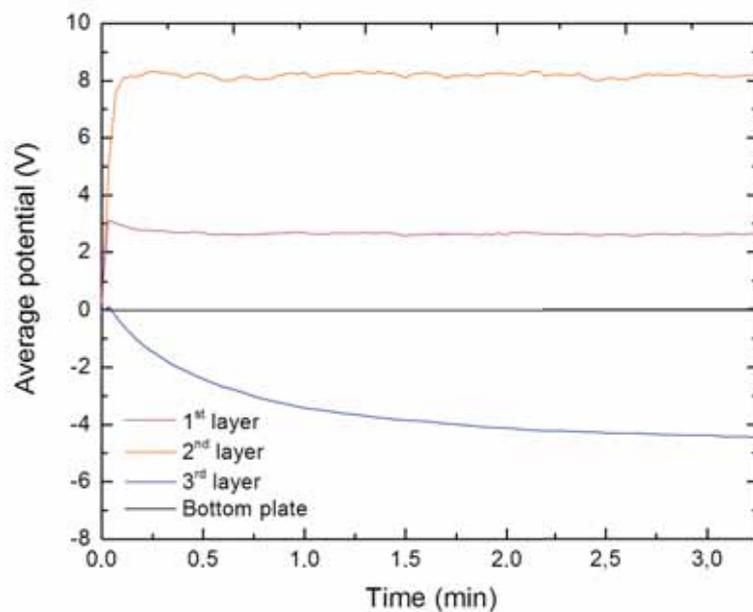


FIGURE 7.9 – Evolution des potentiels moyens de chaque couche en fonction du temps, pour  $\alpha = 0^\circ$  et sans SEE.

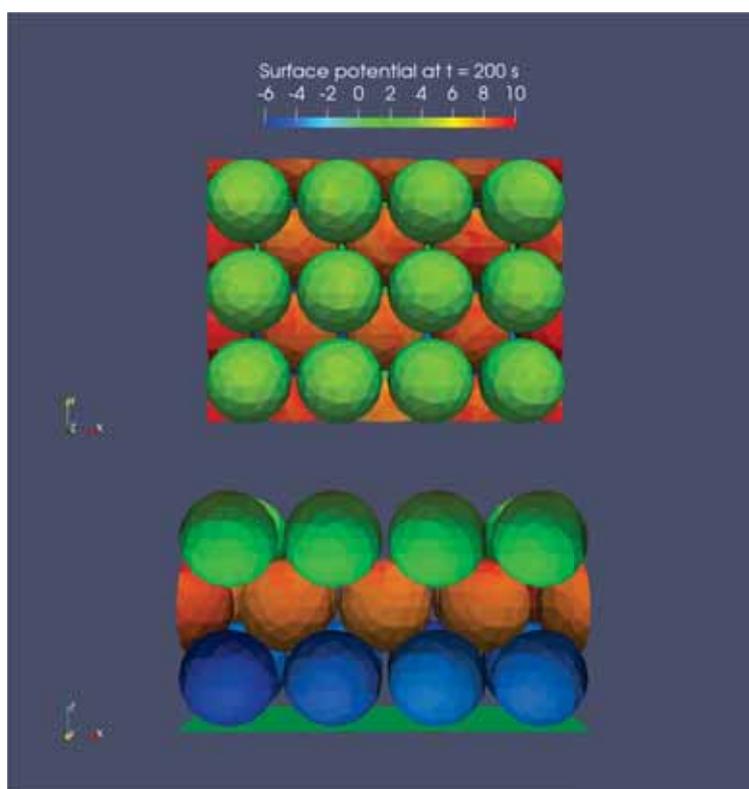
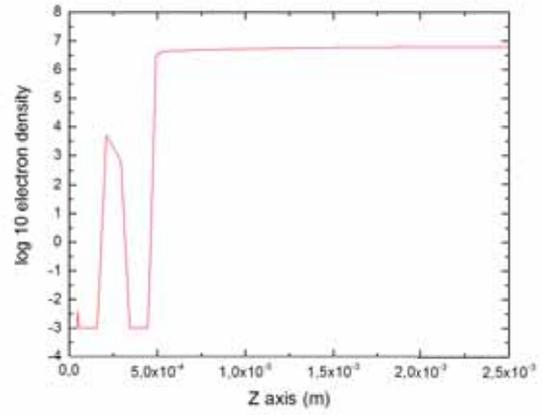
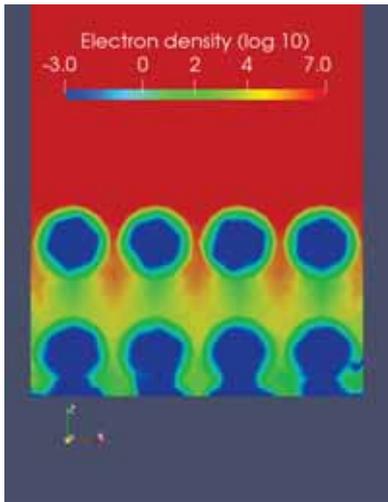
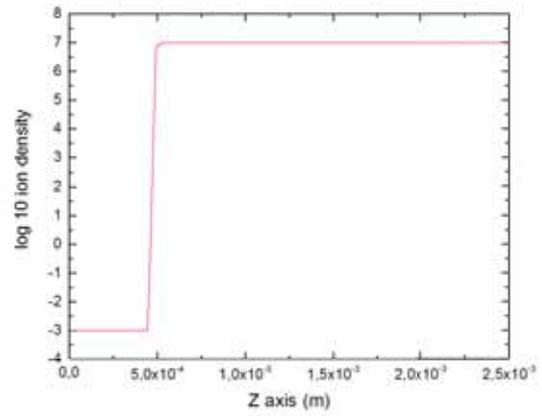
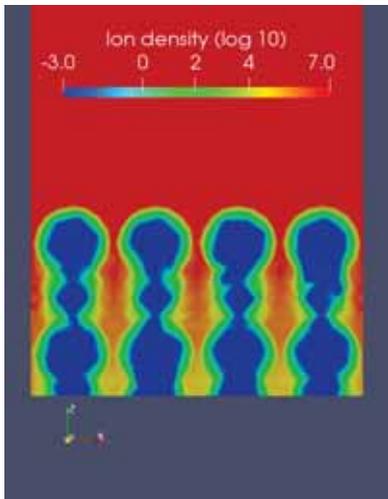


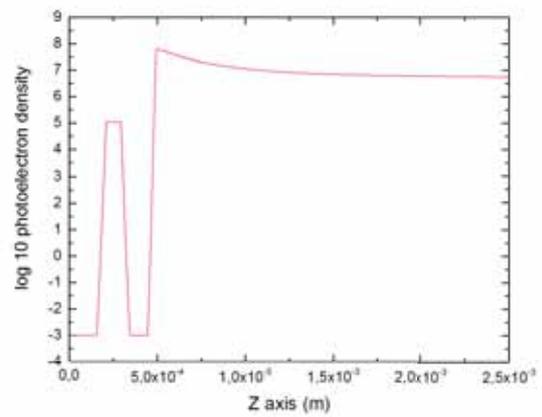
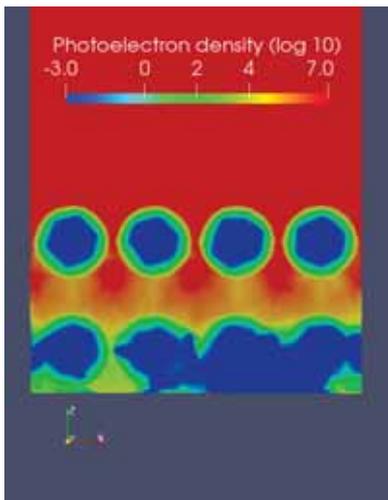
FIGURE 7.10 – Etude des potentiels simulés et obtenus sur les couches de poussières pour  $\alpha = 0^\circ$  et sans SEE.



(a) Electrons



(b) Ions



(c) Photoélectrons

FIGURE 7.11 – Cartographie 2D (à gauche) et profil (à droite) du logarithme de la densité des populations électroniques, ioniques et photoélectroniques suivant le plan XY pour  $\alpha = 0^\circ$  et sans SEE.

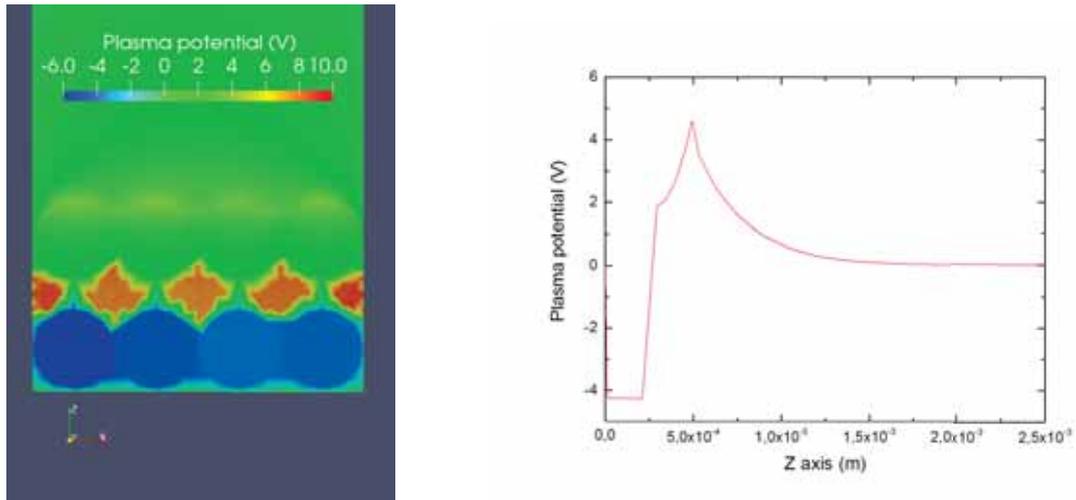


FIGURE 7.12 – Cartographie 2D (à gauche) et profil (à droite) du potentiel suivant le plan XY pour  $\alpha = 0^\circ$  et sans SEE.

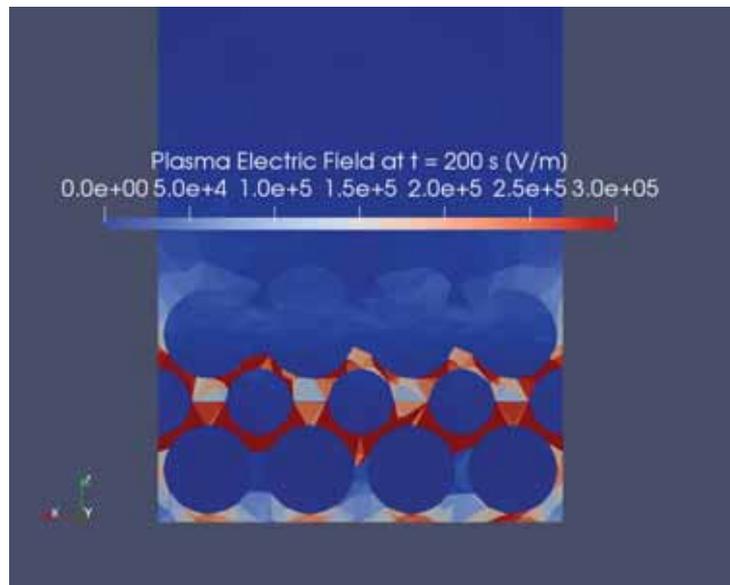


FIGURE 7.13 – Carte 2D du champ électrique pour  $\alpha = 0^\circ$  et sans SEE.

#### 7.2.4.2 Effet de l'émission électronique secondaire

$\alpha = 45^\circ$ ,  $\alpha = 0^\circ$  avec SEE

Le deuxième set de simulations vise à étudier l'influence de l'émission électronique secondaire. Les Figures 7.14, 7.15, 7.16 et 7.17 présentent les résultats pour  $\alpha = 45^\circ$ . Les Figures 7.18, 7.19, 7.20 et 7.21 présentent ceux à  $0^\circ$ . Les cartographies 2D et les profils de densité sont aussi présentés pour les électrons secondaires.

Dans les deux cas, l'implémentation de l'émission électronique secondaire a pour effet d'augmenter

les potentiels de manière quasi-identique sur les deux premières couches. Cette augmentation est due à l'émission d'électrons secondaires en supplément des photoélectrons. On observe que les gradients entre les couches sont légèrement supérieurs à ceux obtenus en l'absence de SEE. Cela implique que les champs électriques sont légèrement supérieurs, ce qui contribue au *supercharging*. La différence majeure apparaît au niveau de la troisième couche, où le potentiel moyen atteint à  $t = 200$  secondes une valeur de  $-10$  V (non stabilisée) au lieu des  $-13$  V pour la simulation à  $45^\circ$ . Concernant la simulation à  $0^\circ$ , le potentiel atteint une valeur de quasi équilibre de  $-3,5$  V au lieu de  $-4,4$  V.

L'effet de la SEE est donc notable bien que ne modifiant pas fondamentalement la dynamique de la charge.

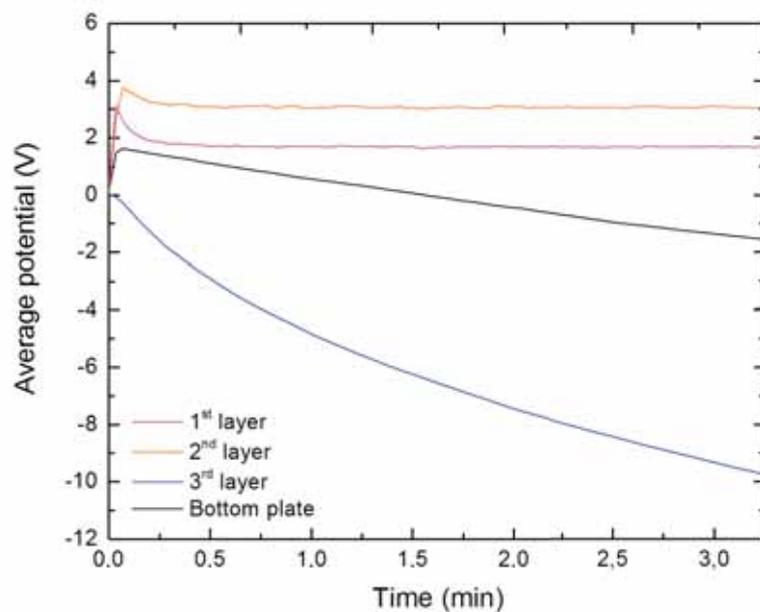


FIGURE 7.14 – Evolution des potentiels moyens de chaque couche en fonction du temps, pour  $\alpha = 45^\circ$  et avec SEE.

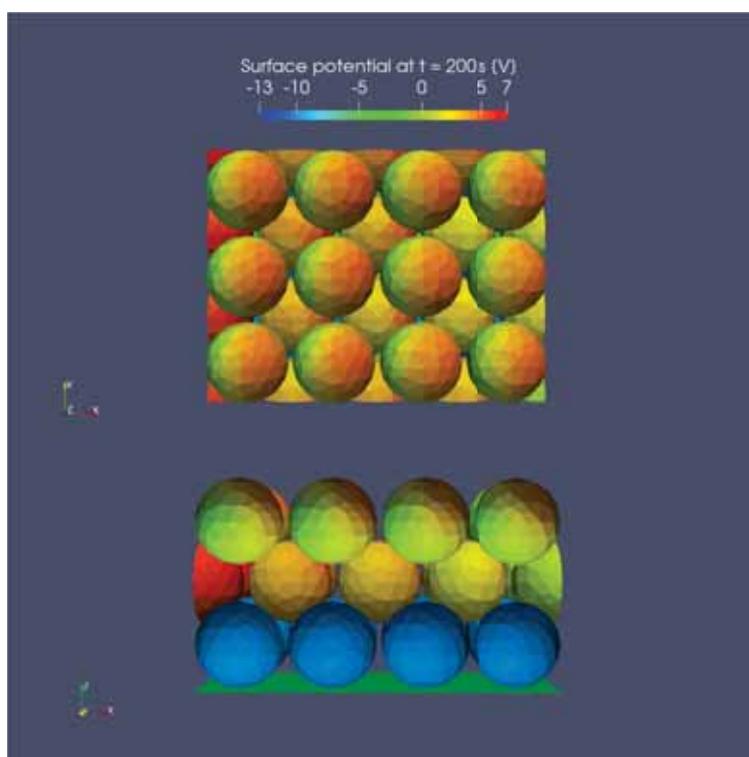
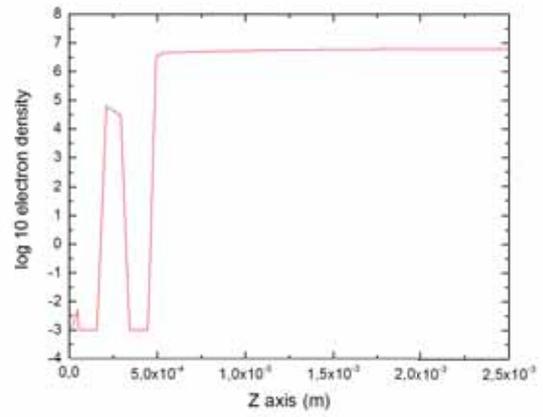
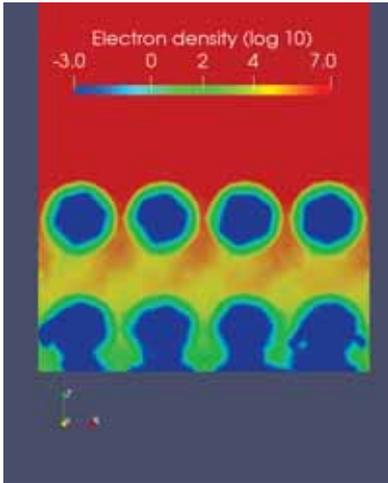
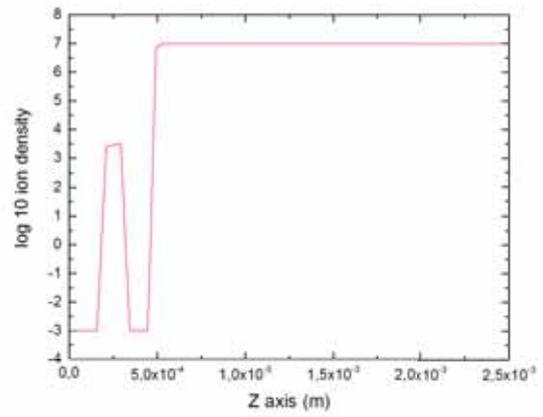
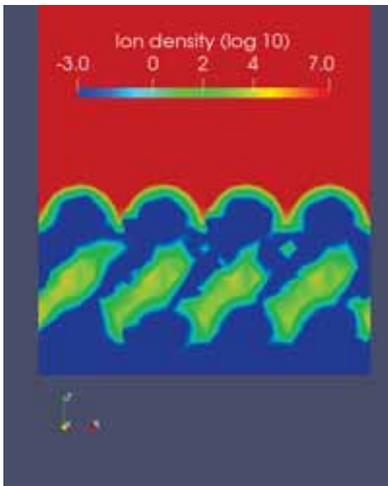


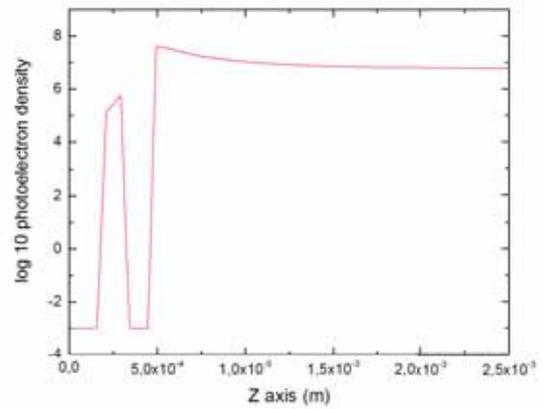
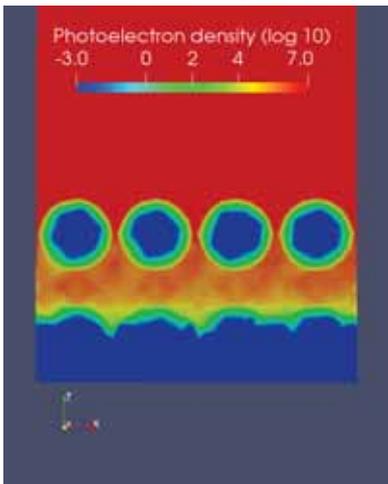
FIGURE 7.15 – Etude des potentiels simulés et obtenus sur les couches de poussières pour  $\alpha = 45^\circ$  et avec SEE.



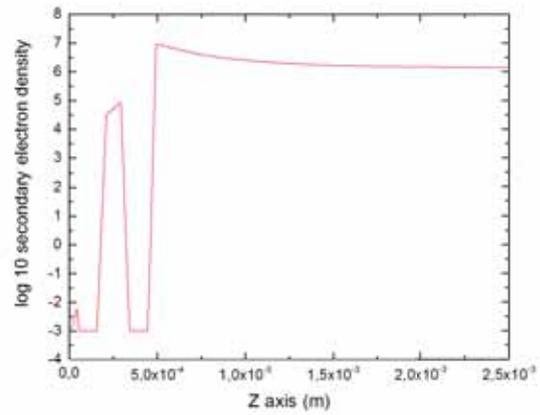
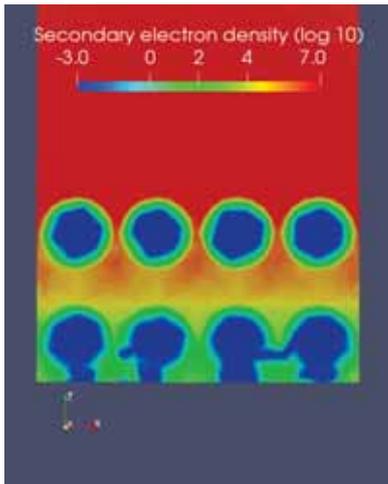
(a) Electrons



(b) Ions



(c) Photoélectrons



(d) Electrons secondaires

FIGURE 7.16 – Cartographie 2D (à gauche) et profil (à droite) du logarithme de la densité des populations électroniques, ioniques et photoélectroniques suivant le plan XY pour  $\alpha = 45^\circ$  et avec SEE.

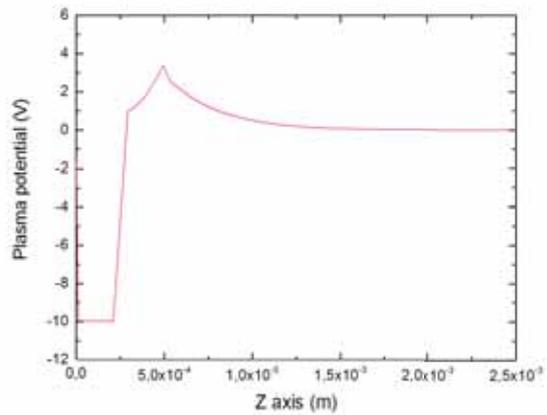
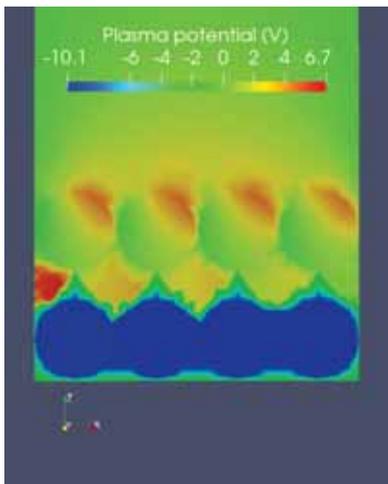


FIGURE 7.17 – Cartographie 2D (à gauche) et profil (à droite) du potentiel suivant le plan XY pour  $\alpha = 45^\circ$  et avec SEE.

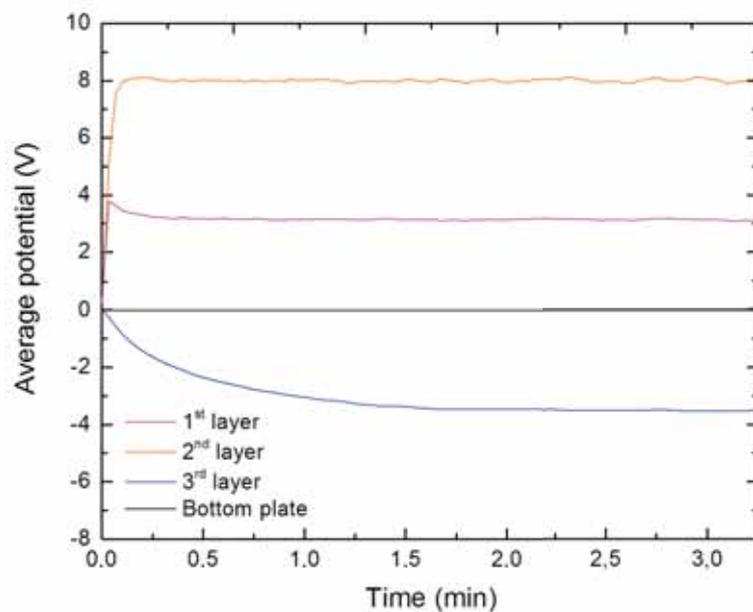


FIGURE 7.18 – Evolution des potentiels moyens de chaque couche en fonction du temps, pour  $\alpha = 0^\circ$  et avec SEE.

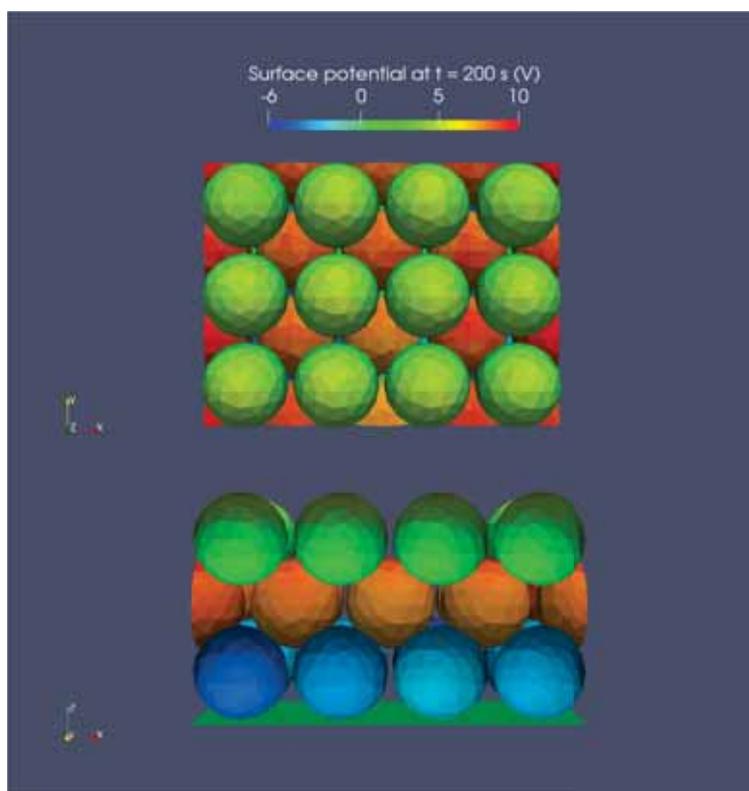
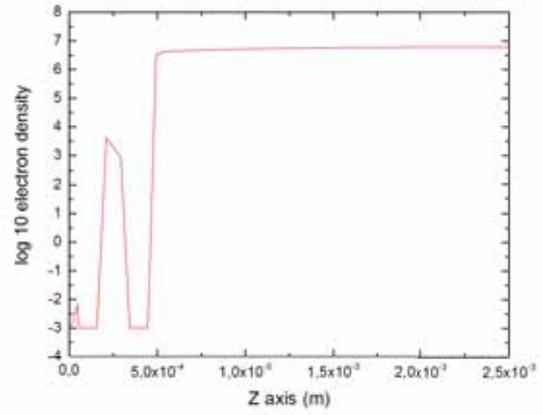
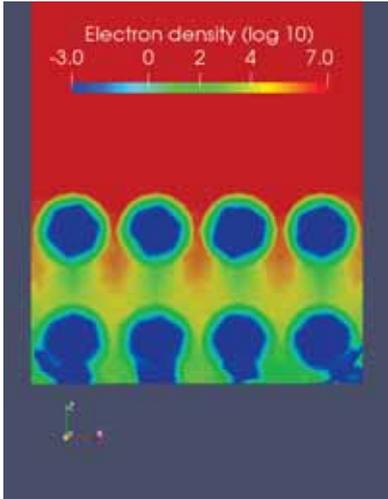
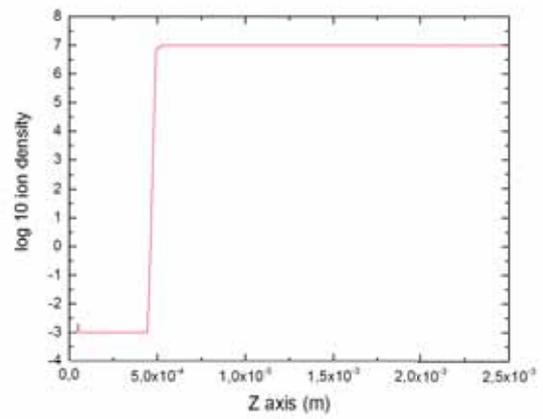
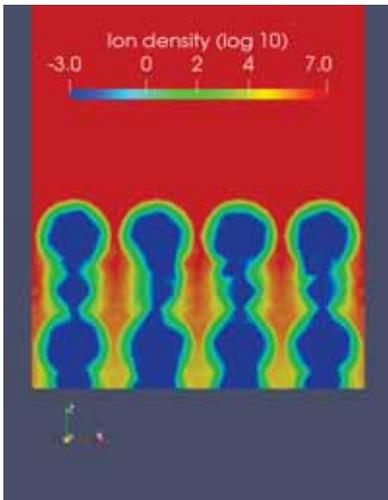


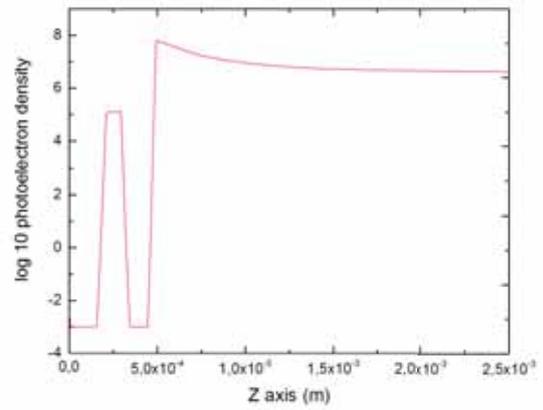
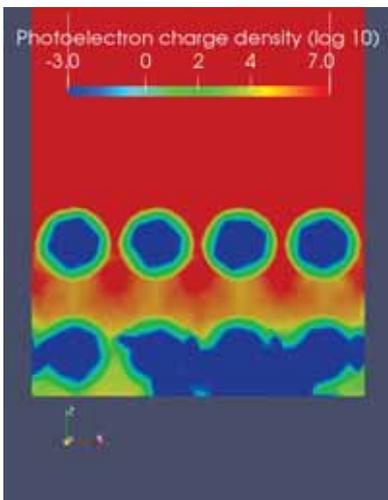
FIGURE 7.19 – Etude des potentiels simulés et obtenus sur les couches de poussières pour  $\alpha = 0^\circ$  et avec SEE.



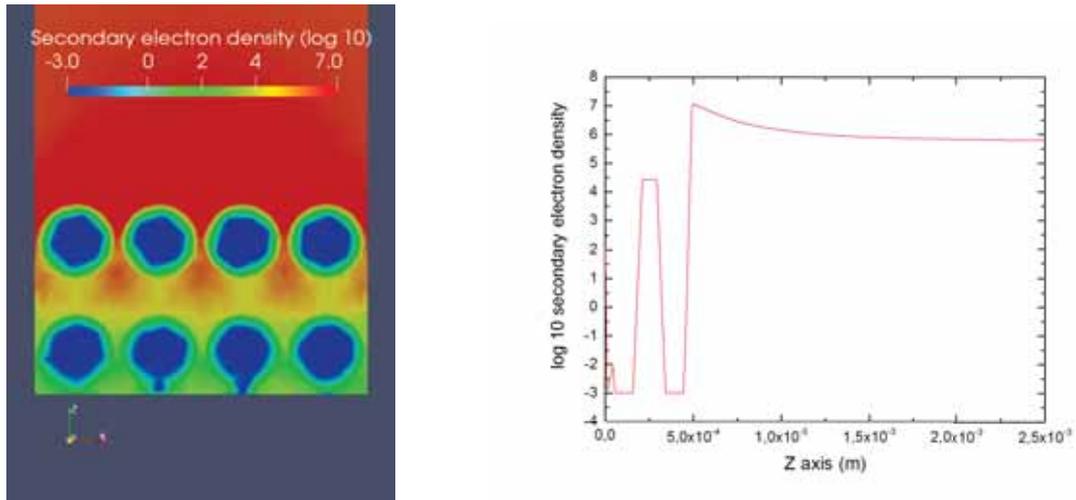
(a) Electrons



(b) Ions



(c) Photoélectrons



(d) Electrons secondaires

FIGURE 7.20 – Cartographie 2D (à gauche) et profil (à droite) du logarithme de la densité des populations électroniques, ioniques et photoélectroniques suivant le plan XY pour  $\alpha = 0^\circ$  et avec SEE.

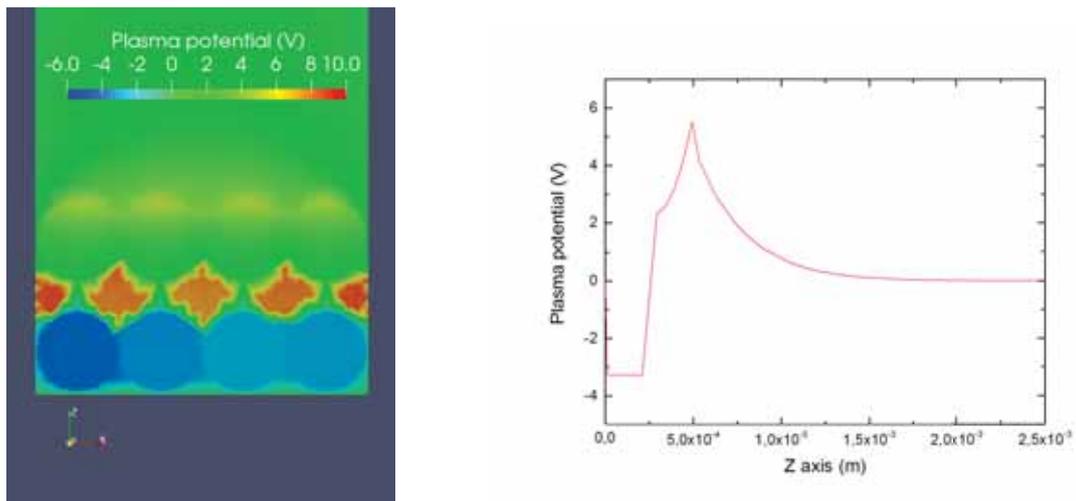


FIGURE 7.21 – Cartographie 2D (à gauche) et profil (à droite) du potentiel suivant le plan XY pour  $\alpha = 0^\circ$  et avec SEE.

En résumé, les conditions de charge reproduites dans les simulations réalisées dans ce travail, et qui négligent la conduction entre les grains, sont qualitativement proches de celles de [Zimmerman *et al.*, 2016]. On retrouve que le paramètre ayant la plus forte influence sur les deux premières couches est la photoémission. Cet effet résulte en l'apparition d'une structure de patches sur la première couche, ainsi qu'un potentiel plus positif sur la deuxième que sur la première.

L'effet prédominant sur la troisième couche est produit par les électrons du vent solaire qui passent au travers des interstices formés par les grains par déflexion électrostatique. Les différentes configurations étudiées ont montré l'influence de l'angle d'incidence sur l'établissement de la charge : les électrons atteignent plus facilement les couches profondes lorsque le vent solaire est orienté à  $45^\circ$  par rapport à

une incidence normale.

L'effet de la SEE est notable bien que ne modifiant pas fondamentalement le comportement du système. Elle n'est pas prise en compte dans les futures simulations présentées dans ce manuscrit.

## 7.3 Modélisation multi-échelle et multi-physique de la charge

Dans cette partie, les travaux menés mêlent travaux expérimentaux et numériques, l'objectif étant de caractériser plus finement l'établissement de la charge dans une couche de poussière. Par ailleurs, un apport important concerne la prise en compte des charges conduites à travers la couche. Ainsi, les mesures expérimentales du Chapitre 6 combinées à celles effectuées sur une configuration expérimentale complémentaire vont servir de données d'entrée aux simulations SPIS qui chercheront à modéliser la physique à plusieurs échelles. Les premières simulations, macroscopiques, permettront d'appréhender à grande échelle les bilans de charge. Les simulations microscopiques permettront quant à elles d'obtenir des informations sur la dynamique de la charge à une échelle non atteignable expérimentalement.

### 7.3.1 Méthode expérimentale

Cette partie s'intéresse aux moyens expérimentaux mis en place afin de simuler au sol les conditions de charge de poussières lunaires.

#### 7.3.1.1 Dispositif expérimental

Des mesures de potentiel de surface ont été réalisées dans la chambre à vide DROP à une pression comprise entre  $10^{-7}$  et  $10^{-6}$  mbar. Les différents composants constituant le dispositif expérimental sont détaillés dans les parties qui suivent et sont présentés sur la photographie annotée 7.22. Un schéma détaille le principe de mesure est quant à lui présenté sur la Figure 7.23.

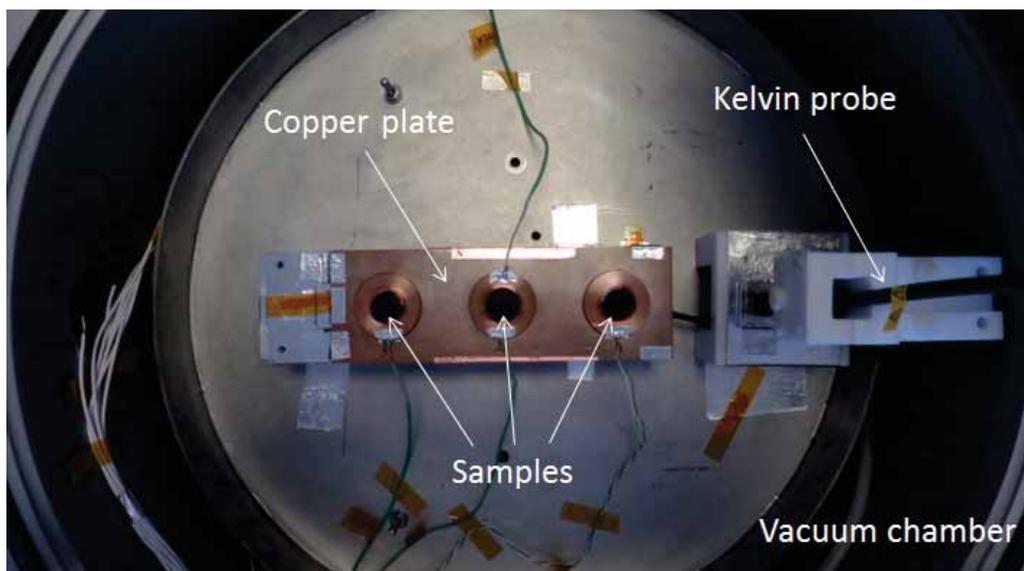
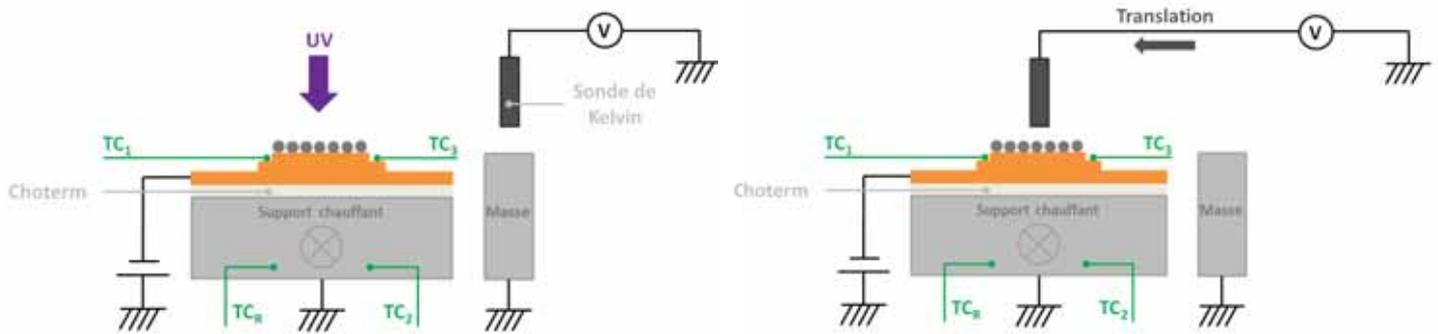


FIGURE 7.22 – Dispositif expérimental utilisé lors des mesures de potentiel de surface.



(a) Phase d'irradiation. La sonde de Kelvin est en position de garage.

(b) Phase de mesure du potentiel de surface. La sonde est déplacée au dessus de l'échantillon

FIGURE 7.23 – Schéma détaillant le principe de mesure du potentiel de surface après irradiation UV.

### Porte-échantillon

Le porte-échantillon utilisé est le même que celui décrit dans le chapitre précédent. Pour rappel, il se compose d'une plaque de cuivre de dimension  $15 \times 5$  cm qui peut accueillir trois échantillons simultanément. Cependant, dans un souci de répétabilité des conditions d'illumination, les échantillons finalement étudiés sont eux placés au centre.

### Echantillons

Les échantillons étudiés lors des relaxations de potentiel sont :

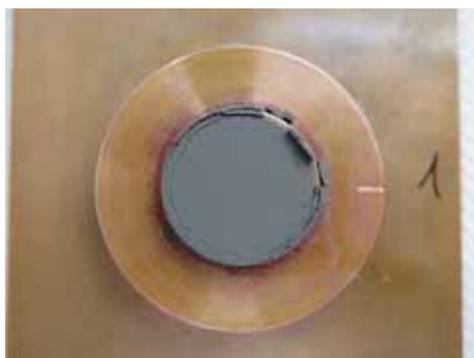
- Une couche de SMA\_A  $< 25 \mu\text{m}$  de  $243 \pm 17 \mu\text{m}$
- Une couche de SMA\_X  $< 25 \mu\text{m}$  de  $191 \pm 15 \mu\text{m}$

Les poussières sont déposées sous forme de couches de poussières, dont le procédé de fabrication est décrit dans le Chapitre 6 à l'aide du set de trois électrodes présenté précédemment. Pour les mesures de relaxations de potentiel, les pièces A et C sont retirées. La Figure 7.24 présente des photos des couches de poussières réalisées sur les échantillons de SMA\_A et SMA\_X. Les couches font 1,5 cm de diamètre, pour une épaisseur d'environ  $200 \mu\text{m}$ .

Une fois que la couche a été confectionnée, l'ensemble constitué de la couche de poussière sur le porte-échantillon est fixé sur le support chauffant.

### Contrôle thermique

Le porte-échantillon est positionné sur le support thermorégulé dont la température est comprise dans la gamme  $[25, +100^\circ\text{C}]$ . Plusieurs thermocouples de contrôle sont placés sur le porte-échantillon. Les incertitudes sur la température réelle de la couche de poussière sont les mêmes que précédemment. Le support thermorégulé est relié à la masse via le châssis extérieur du caisson.



(a) Echantillon de SMA\_A



(b) Echantillon de SMA\_X

FIGURE 7.24 – Photos des couches de poussières réalisées pour les mesures de potentiel de surface. La zone de mesure est le centre de la couche.

### Polarisation

Le porte-échantillon est séparé électriquement du support chauffant, ce qui permet de polariser les échantillons. La séparation se fait soit par utilisation d'une plaque de saphir, d'un feuillet de Choterm® ou encore de scotch kapton. Deux tensions ont été utilisées dans ce travail : 0 V et -45 V.

### Sonde VUV

Une lampe UV Hamamatsu de type L7293 est placée sur le couvercle hémisphérique à une distance d'environ 35 cm au-dessus des échantillons [Ham, nd]. Son spectre d'émission est compris entre 120 et 400 nm avec des raies d'émission à 120 et 160 nm. La puissance reçue à 50 cm à 200 nm est de  $30 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ . A 30 cm, le flux de photoélectrons émis par le cuivre est de  $40 \text{ nA}/\text{cm}^2$ , d'après [Jean-Charles Matéo-Vélez *et al.*, 2010]. Cela correspond à environ 20 fois le flux de photoémission généré par le spectre solaire à 1 UA du Soleil. Il est donc supposé que la lampe UV à 30 cm est l'équivalent de 20 Soleil à 1 UA dans le domaine VUV. Le spot d'irradiation fait environ 10 cm de diamètre et est centré sur l'emplacement central du porte-échantillon en cuivre.

### Sonde KP

Les mesures de potentiel de surface sont réalisées avec une sonde de Kelvin (dite KP) Trek 6000B-8 reliée à un électrovoltmètre Trek de type 323 [Trek, nd]. La plage de mesure est de  $\pm 100 \pm 0,1 \text{ V}$ .

La sonde est installée sur un bras mécanique de translation. Son mode de fonctionnement nécessite qu'elle soit placée à une distance comprise entre 1 et 3 mm au dessus de l'échantillon. La sonde de Kelvin est placée de telle sorte que sa distance à l'échantillon soit de 2 mm. L'épaisseur de la couche formée est d'environ  $200 \mu\text{m}$ , ce qui place donc la sonde à une hauteur estimée de 1,8 mm par rapport à la pièce B du porte-échantillon.

Un objet mis à la masse placé à proximité de l'échantillon et du support chauffant permet de calibrer le zéro de la sonde de Kelvin. Cet objet est référencé "masse", sa hauteur est alignée avec celle des échantillons. Lorsque la sonde est placée au dessus de cette surface, elle est alors dit en "position de garage". L'alignement de l'échantillon avec la sonde de Kelvin est vérifié avant la mise sous vide du système.

Lors des mesures, la jauge de pression est éteinte, son fonctionnement provoquant des interférences de mesures avec la sonde de Kelvin.

## Acquisition du signal

L'acquisition des différents signaux (température, potentiel) ainsi que les diverses corrections apportées en temps réel sont enregistrées avec le logiciel Labview. Cette automatisation permet de choisir les paramètres d'acquisition adéquats : fréquence et durée d'acquisition, fréquence d'échantillonnage...

### 7.3.1.2 Protocole expérimental

Le protocole d'acquisition des données une fois que le système est sous vide est détaillé dans la liste qui suit :

1. Polarisation à 0 ou -45 V du porte-échantillon
2. Irradiation des échantillons pendant 2 minutes
3. Allumage de l'électrovoltmètre et récupération de l'offset  $Off_{elec(debut)}$  mesuré par la sonde KP dans sa position de garage. Cette donnée est ensuite injectée en entrée du programme d'acquisition
4. Déplacement de la sonde de Kelvin au dessus de l'échantillon
5. Lancement de l'acquisition des données

Le temps entre la fin de l'irradiation des échantillons et le lancement de l'acquisition des mesures est en moyenne de 17 secondes. Les valeurs juste avant le début de la relaxation de potentiel sont restituées par extrapolation linéaire. La durée totale d'acquisition est de 90 minutes.

Deux protocoles ont été réalisés. Le premier protocole a pour objectif de mesurer le potentiel de surface à la fin de l'irradiation pour les polarisations de 0 V et de -45 V. Le deuxième protocole a pour objectif de mesurer l'évolution temporelle du potentiel de surface après une série de cyclages thermiques consécutifs, pour une polarisation de -45 V. Selon les échantillons, entre 3 et 4 cyclages thermiques des échantillons ont été réalisés. Chaque cyclage est effectué à 100°C pendant une heure.

### 7.3.1.3 Corrections des données

Plusieurs biais de mesures ont nécessité une correction : le biais dû à la variation temporelle de l'électrovoltmètre et le biais dû au déplacement de la sonde Kelvin le long de son axe. L'équation permettant d'obtenir le potentiel corrigé  $V_{corrige}$  à partir du potentiel mesuré  $V_{mesure}$  est :

$$V_{corrige} = V_{mesure} - t \times \frac{Off_{elec(fin)} - Off_{elec(debut)}}{T_{acquisition}} - Off_{elec(debut)} - Off_{position} \quad (7.4)$$

avec  $Off_{elec(debut)}$  et  $Off_{elec(fin)}$  les valeurs de potentiel indiqués par la sonde de Kelvin placée dans sa position de garage en début et fin d'acquisition. Le biais de position  $Off_{position}$  associé à chaque emplacement des trois échantillons a été déterminé après calibration de la sonde.  $T_{acquisition}$  correspond à la durée totale d'acquisition.

## 7.3.2 Résultats expérimentaux

### 7.3.2.1 Potentiel d'équilibre après irradiation

Les résultats présentés dans cette partie ont été obtenus avec l'échantillon de SMA\_A.

Lorsque le porte-échantillon est polarisé à 0 V, le potentiel mesuré après l'arrêt des UV est de -4 V. Ce résultat est surprenant à première vue car cela indique que les poussières collectent un courant négatif, à l'opposé donc du phénomène de photoémission. L'obtention d'un potentiel négatif fait néanmoins écho avec les travaux de [Wang *et al.*, 2016] et [Zimmerman *et al.*, 2016]. Dans ces travaux, les grains de la couche supérieure développent des patches de charges positifs et négatifs. La charge moyenne serait alors négative. Comme illustré dans la section 7.2, des photoélectrons émis par la deuxième couche sont collectés au bas de la première et provoqueraient dans notre étude ce potentiel négatif.

Une deuxième hypothèse, qui pourrait co-exister avec la première implique les photoélectrons émis par la plaque de cuivre qui seraient collectés au moins en partie par la couche de poussière. En effet, le spot d'illumination de la lampe UV au niveau du porte-échantillon est de l'ordre d'une dizaine de centimètres de diamètre, irradiant à la fois les poussières et leur substrat en cuivre, ici mis à la masse.

Notre hypothèse est que des photoélectrons émis par la plaque impactent d'abord la paroi de la chambre à vide. Les photoélectrons ayant une faible énergie (quelques eV), la nature de leur interaction avec la paroi est principalement la rétrodiffusion et l'émission d'électrons secondaires. Le rendement de rétrodiffusion est en effet supérieur à 0,5 pour des énergies inférieures à 10 eV, contre le rendement d'émission électronique secondaire inférieur à 0,5 pour les mêmes énergies [Cimino, 2004]. Le potentiel serait dû à la collection de photoélectrons rétrodiffusés à la paroi.

Si cette dernière hypothèse était vérifiée, cela signifierait non seulement que la charge négative des poussières provient des électrons émis potentiellement loin de la couche de poussière (au contraire du modèle de [Wang *et al.*, 2016]) mais aussi que le dispositif simulerait qualitativement une configuration lunaire : photoélectrons et nuage d'électrons. De cette manière, si le flux de photoélectrons incident est localement supérieur au flux de photoémission sur les poussières, le potentiel final peut théoriquement être négatif. C'est le ratio des surfaces de poussières sur celle du porte-échantillon et la géométrie globale qui régiraient le potentiel.

La mesure effectuée avec une polarisation du porte-échantillon de -45 V indique un potentiel de surface des poussières de -33,5 V. Un potentiel différentiel d'environ +12 V est ainsi atteint par rapport à la plaque de cuivre. C'est qualitativement très différent du cas précédent à 0 V. Si l'on poursuit notre raisonnement, la polarisation négative aurait donc permis de dévier la trajectoire des photoélectrons

rétrodiffusés par le caisson, réduisant ainsi leur collection par la couche de poussière. Ceci n'est que partiellement surprenant, la technique s'inspire de celles couramment utilisées pour la mesure de rendement d'émission secondaire. [Belhaj *et al.*, 2010] utilise ainsi un collecteur hémisphérique polarisé positivement placé au dessus des échantillons afin de retenir les électrons rétrodiffusés à proximité du collecteur. Cette mesure indique que les poussières ont un potentiel moyen positif.

Les résultats de cette campagne de mesure montrent ainsi qu'obtenir un potentiel positif ou négatif des poussières sous irradiation UV est réalisable suivant la polarisation du porte-échantillon. Ces résultats pourraient justifier que la littérature fait état du décollement de poussières positivement et négativement chargées pour des configurations différentes qu'il conviendrait d'étudier dans le détail.

### 7.3.2.2 Relaxation du potentiel

La Figure 7.25 présente l'évolution temporelle des potentiels de surface de l'échantillon de SMA\_A et ce après chaque cyclage thermique. La première courbe, en noir, correspond à la mesure avant le premier cyclage. Puis, les courbes rouge, bleue et verte sont obtenues après les 1er, 2ème et 3ème cyclages thermiques, respectivement. Le potentiel obtenu juste après irradiation gravite autour des -33 V pour tous les essais, ce qui correspond à un potentiel différentiel de +12 V, comme présenté dans le paragraphe précédent. Le potentiel de surface relaxe vers -45 V en l'espace de quelques dizaines de minutes. A mesure des cyclages thermiques, il décroît de plus en plus rapidement. Les potentiels finaux deviennent donc de plus en plus négatifs. On note que pour plusieurs cas, les potentiels différentiels sont négatifs à 90 min (par rapport à la plaque de cuivre polarisée à -45 V).

La Figure 7.26 présente les mesures pour l'échantillon de SMA\_X. Un quatrième cyclage thermique a été réalisé et est représenté par la courbe magenta. On remarque que les potentiels différentiels initiaux après irradiation sont tous positifs, mais leurs valeurs sont plus dispersées et oscillent entre +13 V et +9 V. Les évolutions sont aussi plus dispersées. Les potentiels différentiels atteignent des valeurs finales positives ou négatives, entre -4 V et +3 V.

Pour les deux échantillons et hormis les deux courbes avant cyclage, aucun équilibre ne semble avoir été atteint. Les potentiels finaux après les cyclages thermiques sont donc connus de manière imparfaite. Les valeurs négatives mesurées en fin d'acquisition pourraient être dues à l'effet noté de la troisième couche dans la section 7.2, qui pourrait ainsi atteindre un potentiel plus négatif que le fond. En supposant que les charges générées par photoémission (électrons et trous) se recombinent rapidement après l'arrêt des UV, c'est cette charge négative résiduelle qui pourrait être mesurée et qui pourrait expliquer les potentiels négatifs. Ces observations mériteraient toutefois des études approfondies.

On se concentre sur les premières minutes de relaxation de potentiel pour évaluer la conductivité. Celle-ci a été estimée grâce à l'équation 3.30. La pente à l'origine a été obtenue grâce à un ajustement linéaire sur les dix premières minutes. C'est ensuite la moyenne qui a été utilisée pour obtenir les conductivités présentées sur la Table 7.4. La conductivité de la SMA\_A est 2 fois plus élevée que celle

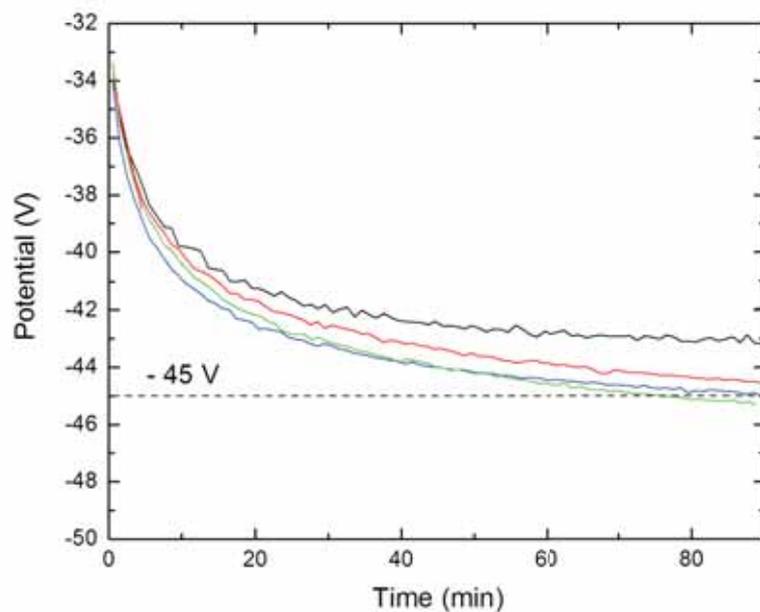


FIGURE 7.25 – Relaxation de potentiel après irradiation UV pendant deux minutes du simulant lunaire SMA\_A.

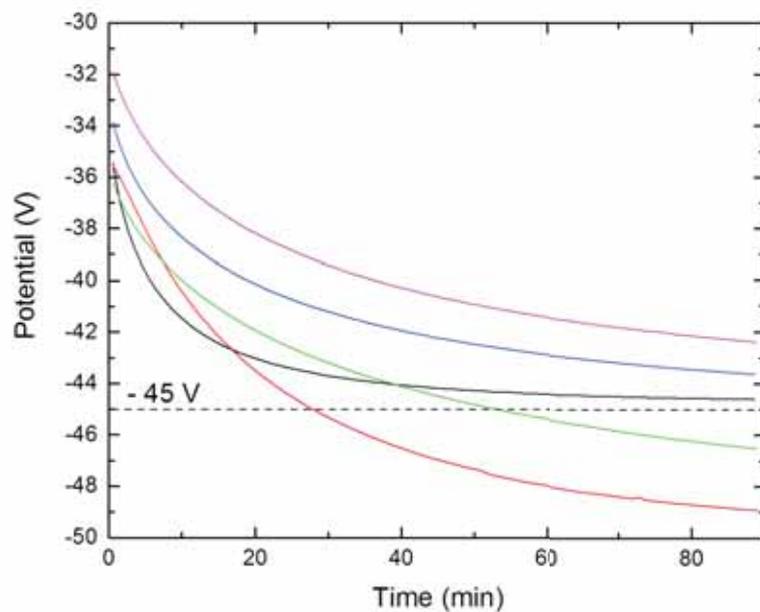


FIGURE 7.26 – Relaxation de potentiel après irradiation UV pendant deux minutes du simulant lunaire SMA\_X.

de la SMA\_X, ce qui est cohérent avec leur composition (voir le Chapitre 4). La SMA\_A possède en effet un pourcentage d'inclusions de nano-ferrite plus important, ce qui a pour effet d'augmenter sa conductivité. Ces résultats peuvent aussi être comparés avec ceux obtenus dans le chapitre précédent en mesure de courant DC (voir la Table 6.4 et la dernière ligne de la Table 7.4). Pour la SMA\_A, les deux conductivités obtenues sont du même ordre de grandeur. Pour la SMA\_X, la conduction de charge au cours de la relaxation après irradiation UV à un temps caractéristique 50 fois plus faible que celui attendu. Cette différence pourrait s'expliquer par la méthode d'injection des charges (irradiation UV au lieu d'une polarisation d'électrode). La photoconductivité induite par les UV pourrait être à l'origine d'une conductivité de surface ou volumique responsable de ces très fortes différences.

Conductivité [S/m]	SMA_A	SMA_X
Relaxation de potentiel [S/m]	$1,4 \cdot 10^{-12} \pm 3,3 \cdot 10^{-14}$	$6,7 \cdot 10^{-13} \pm 1,3 \cdot 10^{-13}$
Mesure de courant DC [S/m]	$4,5 \cdot 10^{-12}$	$1,4 \cdot 10^{-14}$

TABLE 7.4 – Conductivité des échantillons de SMA\_A et SMA\_X estimées par les méthodes de relaxation de potentiel de surface et de courant continu DC.

### 7.3.3 Simulations numériques de la mesure expérimentale

L'outil SPIS a montré ses capacités à reproduire des conditions similaires à celles décrites dans la littérature. Les essais réalisés dans cette partie ont été simulés avec ce logiciel dans le but de mieux comprendre l'établissement de la charge à l'intérieur d'une couche de poussière.

Ces simulations se sont déroulées en deux étapes. La première est faite à l'échelle macroscopique et permet de mieux comprendre les mécanismes d'injection des charges. Dans ces simulations, certaines valeurs obtenues expérimentalement servent de données d'entrée.

La deuxième étape s'intéresse aux modélisations à échelle microscopique, qui permettent d'avoir accès à des informations sur la charge non atteignables expérimentalement.

#### 7.3.3.1 Simulation à l'échelle macroscopique

L'objectif des simulations à l'échelle du caisson est d'évaluer tous les flux de particules émises et collectées par la couche de poussière soumise à une irradiation UV, en simplifiant sa géométrie et en simulant le caisson dans son ensemble.

#### Descriptif

La géométrie du caisson a été modélisée sous la forme d'une demi-sphère de rayon 20 cm. La Figure 7.27 présente un schéma 3D du caisson. Sur le fond, au centre, est placée une plaque conductrice représentant la plaque de cuivre ("*Copper plate*"). Un disque de 1,5 cm de diamètre simule la couche de

poussière ("Target"). Il n'a pas d'épaisseur géométrique et n'est pas maillé. Une surface est placée en haut de la coupole reproduit l'irradiation de 20 Soleil.

La conductivité électrique considérée dans SPIS est la conductivité bulk. Le modèle utilisé dans le logiciel repose sur l'hypothèse d'isolants fins, à savoir des feuillets dont la face supérieure fait face au plasma et la face inférieure est plaquée sur un support à la masse. A l'échelle de cette simulation, ce modèle s'applique bien et on modélise la couche de poussière comme un matériau plein de conductivité effective  $\sigma_E = 10^{-14}$  S/m (conductivité  $\sigma_E$  obtenue en mesure DC pour la SMA\_X). La résistivité de surface est choisie à  $10^{15}$   $\Omega$ . L'épaisseur de la couche de 200  $\mu\text{m}$  est fournie en entrée de la simulation.

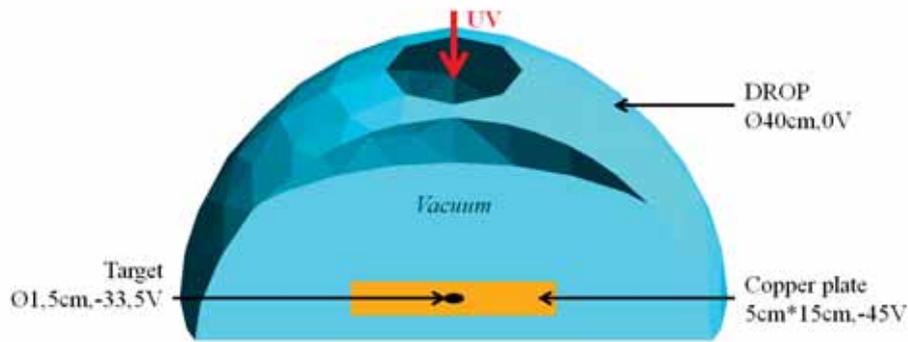


FIGURE 7.27 – Schéma 3D de la simulation macroscopique présentant le caisson DROP.

L'équation suivante est vérifiée à l'équilibre du potentiel de la couche de poussière :

$$I_{ph, emis} - I_{ph, dust, coll} - I_{ph, cu, coll} \sim 0 \quad (7.5)$$

avec  $I_{ph, emis}$  le courant de photoélectrons émis et vaut 8,3 nA.  $I_{ph, dust, coll}$  le courant de photoélectrons émis et recollectés par les poussières et  $I_{ph, cu, coll}$  le courant émis par la plaque de cuivre et collectés par la couche de poussière. Dans cette configuration,  $I_{ph, dust, coll}$  et  $I_{ph, cu, coll}$  sont inconnus.

Une estimation du courant de conduction à l'intérieur de la couche de poussière pendant l'irradiation donne  $\frac{\Delta V}{R} = \frac{12 \times 10^{-14}}{2.10^{-4} \times 1,7.10^{-4}} \sim 10^{-13}$  A.

## Résultats

Le courant  $I_{ph, dust, coll}$  est directement relié au  $PEY_{dust}$ , lui aussi inconnu. La valeur initiale implémentée dans le logiciel SPIS est de  $4,5.10^{-6}$  A/m<sup>2</sup>. Dans un premier temps, le potentiel de la plaque est imposé à -45 V tandis que celui de la couche de poussière est laissé flottant. La première simulation macroscopique donne alors un potentiel de -30 V, soit légèrement supérieur à celui obtenu expérimentalement (-33 V). Le  $PEY_{dust}$  est alors ajusté manuellement afin d'obtenir le potentiel correct. Le  $PEY_{dust}$  final est de  $3,5.10^{-6}$  A/m<sup>2</sup>, ce qui reste relativement proche de la valeur par défaut.  $I_{ph, dust, coll}$  vaut alors 5 nA.

Pendant la phase d'irradiation, les courants chargeants à l'intérieur du domaine de simulation sont donc bien supérieurs au courant de conduction de  $10^{-13}$  A au travers de la couche de poussière. Cela ne veut pas pour autant dire qu'elle n'a pas d'effet à l'échelle des grains.

Étant donné qu'il ne reste plus qu'une inconnue dans l'équation 7.5, il devient possible de déterminer  $I_{ph, cu, coll}$ , ce qui donne un courant de 3,3 nA. Cela prouve qu'il existe bien un courant de photoélectrons émis par la plaque de cuivre et collecté par la tache de poussière. La barrière de potentiel au-dessus des poussières est induite par le potentiel négatif du support en cuivre polarisé à -45 V. Elle est éventuellement amplifiée par la charge d'espace des photoélectrons émise par les poussières. La Figure 7.28 présente la barrière de potentiel suivant l'axe Z au dessus de la couche. Les limites des domaines de simulations (macroscopique et microscopique) sont représentés. Elle atteint une valeur minimale de -34,4 V à la distance de 3,7 mm au dessus de la couche de poussière. Cette donnée sera utilisée afin de dimensionner le domaine de simulation microscopique.

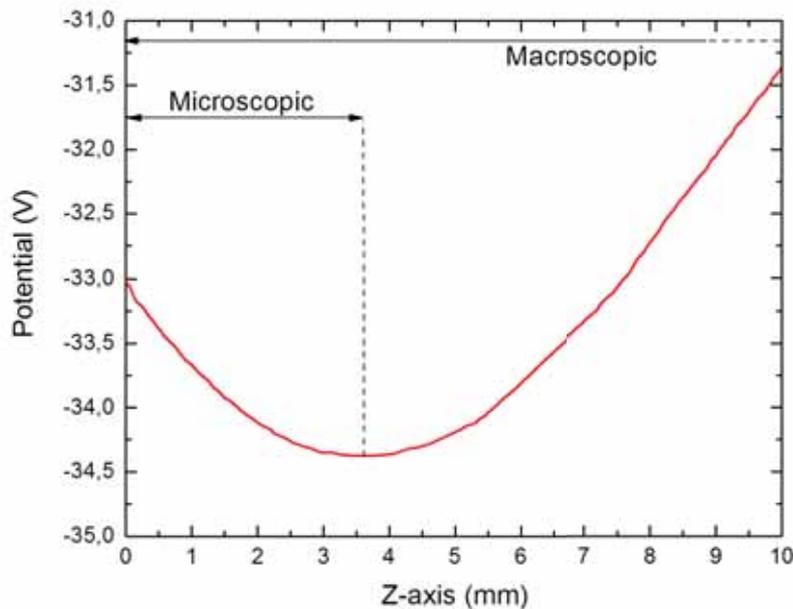


FIGURE 7.28 – Potentiel au dessus de la tache de poussière mettant en évidence le minimum de la barrière de potentiel créée par la plaque de cuivre à 3,7 mm.

À la suite de ces simulations macroscopiques, on confirme que les conditions expérimentales produisent les mêmes sources de particules que l'environnement spatial, à l'exception des protons. Le caisson permet donc de représenter assez bien l'environnement spatial : VUV et électrons du vent solaire, en autorisant les électrons photoémis à être collectés. Un canon à électrons pourrait être utilisé en complément de la lampe UV.

Enfin, il apparaît primordial de ne pas négliger la recollection des électrons émis par le substrat ainsi que tous les objets environnant les poussières.

### 7.3.3.2 Simulation à l'échelle microscopique

#### 7.3.3.2.1 Descriptif

Le domaine de simulation à l'échelle microscopique possède les dimensions suivantes :  $L_x = 0,22$  mm,  $L_y = 0,17$  mm et  $L_z = 3,7$  mm. Cette dernière longueur correspond à la hauteur de la barrière de potentiel. La configuration provenant des simulations macroscopiques, le potentiel est imposé à  $-45$  V sur le bas et à  $-34,4$  V sur le haut. Cependant, afin de simplifier les simulations, le potentiel du haut du domaine est imposé à  $0$  V et le bas prend donc la valeur de  $-10,6$  V ( $= -45 + 34,4$ ). Il s'agit là d'un changement de référentiel des potentiels.

La géométrie microscopique utilisée s'inspire de celle vue dans la section 7.2. Dans ces simulations numériques à l'échelle microscopique, il a été décidé de simuler l'empilement de 5 couches de grains de 25 microns de rayon avec 4 grains en X et 3 en Y.

L'environnement chargeant est désormais parfaitement déterminé : il n'y a qu'une seule source d'électrons qui rentre par la face supérieure du domaine de simulation en  $L_z = 3,7$  mm : celle issue des photoélectrons émis par la plaque de cuivre.

Le courant de 3,3 nA est converti en densité, SPIS prenant en paramètres d'entrée des densités et des températures de distributions maxwelliennes. L'équation qui converti le courant en densité est la suivante :

$$\frac{I_{ph, cu, coll}}{S} = \frac{1}{4} N q \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \quad (7.6)$$

avec  $N$  la densité,  $q$  la charge électrique élémentaire et  $T_e$  la température électronique des photoélectrons prise égale à 12,6 eV. Cette valeur est une approximation qui correspond à l'énergie initiale des photoélectrons d'environ 2 eV émis par la plaque de cuivre, défléchis et accélérés par le potentiel différentiel positif des poussières et injectés en  $L_z = 3,7$  mm avec une énergie cinétique de 10,6 eV. La densité des électrons incidents est alors de  $1,95 \cdot 10^8$  particules/ $m^3$ . Les photoélectrons émis par la couche de poussière sont simulés, mais l'on considère que tous ceux qui dépassent la barrière de potentiel sont définitivement perdus. Le temps d'irradiation reste de deux minutes.

La prise en compte des mécanismes de transport entre grains est désormais nécessaire. La conductivité volumique des grains est caractérisée par une valeur bulk  $\sigma_B$  et elle est associée à une résistance  $R_{ic}$  comprise entre deux couches successives de poussières (voir la Figure 7.29). La combinaison de ces deux paramètres a pour objectif de modéliser la conductivité effective  $\sigma_E$  d'une poudre.

Dans une première approche, on modélise la conductivité des grains par une conductivité volumique infinie  $\sigma_\infty$  et une résistivité de surface nulle. Dans une deuxième approche, les poussières sont modélisées

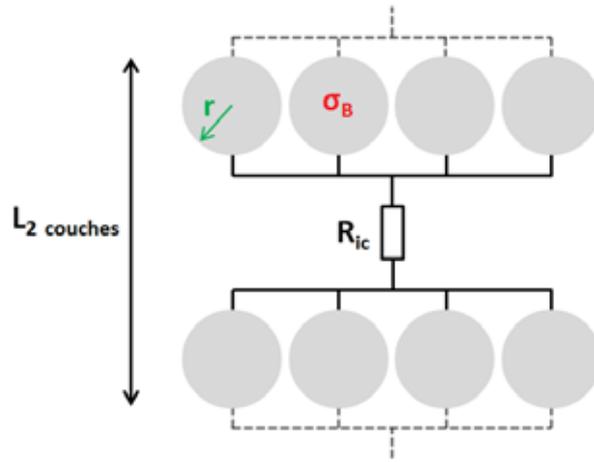


FIGURE 7.29 – Modélisation de la résistance intercouche utilisée pour simuler la résistance entre les grains.

par une conductivité bulk dont la valeur a été estimée dans le Chapitre 6 avec une résistivité de surface arbitraire de  $10^{15} \Omega$ .

Dans les deux approches, la résistance entre les deux couches consécutives est déterminée par l'équation 7.7 et dépend des conductivités effectives obtenues dans le Chapitre précédent.  $L_{2\text{ couches}}$  est l'épaisseur d'un empilement de deux grains de rayon  $r$ . On a donc  $L_{2\text{ couches}} = 4r$ . Dans la géométrie utilisée pour les simulations microscopiques, chaque couche complète est composée de  $n_{dust} = 12$  grains.

$$R_{ic} = \frac{L_{2\text{ couches}}}{n_{dust} S_N \sigma_E} = \frac{4r}{12 \times 4r^2 \sigma_E} = \frac{1}{\sigma_E r} \quad (7.7)$$

On obtient les résistances intercouches de  $7,7 \cdot 10^{14} \Omega$  et  $2,5 \cdot 10^{17} \Omega$  pour la SMA\_A et la SMA\_X, respectivement.

### 7.3.3.2.2 Résultats $\sigma_\infty$ , $R_{ic}$

Dans cette partie sont détaillées les résultats de simulations de la relaxation de potentiel pour des poussières considérées conductrices en volume ( $\sigma_B$  infinie). Les gradients de potentiels qui auraient pu apparaître à l'échelle d'un grain n'existent plus. Toute la conduction de charge entre les grains est donc modélisée par la résistance intercouche équivalente entre deux couches.

#### SMA\_A

La Figure 7.30 présente les résultats des simulations pour l'échantillon de SMA\_A. Le graphique de gauche présente l'évolution temporelle du potentiel moyen de chaque couche pendant et juste après la phase d'irradiation de 2 minutes. Le graphique de droite présente l'évolution des potentiels simulés pendant la relaxation des charges. Les différentes courbes sont ordonnées suivant leur profondeur. La

couche 1 correspond à la couche du dessus, la couche 5 à la couche la plus profonde. L'aplat bleu rajouté est l'évolution de la différence de potentiel entre la surface des poussières et leur substrat à -45 V par rapport au caisson après irradiation. Un potentiel différentiel expérimental de 0 V correspond à un potentiel simulé de -10,6 V.

Lors de la phase de charge, les première et deuxième couches atteignent les potentiels d'équilibre moyens de + 2 V et + 5 V, respectivement. On retrouve ainsi un potentiel différentiel de +12 V entre la première couche et le fond de la plaque, comme observé lors des mesures expérimentales. Ces deux potentiels s'établissent par la photoémission, les UV pouvant impacter les grains des deux premières couches. La troisième couche se charge positivement, bien que collectant un courant négatif d'électrons injectés depuis le haut du domaine de simulation ( $-1,5 \cdot 10^{-15}$  A). Ce potentiel positif est dû au courant de conduction entre les différentes couches. Le courant conduit entre la deuxième et la troisième couche est  $I_c = \frac{\Delta V}{R_c} = \Delta V \sigma_E r = 8 \cdot 10^{-15}$  A. Il est donc plus élevé que le courant chargeant : la troisième couche se charge donc positivement. De la même manière, les deux dernières couches (qui reçoivent une très faible quantité de courant) ont des allures de courbes similaires à la troisième couche. On a un comportement de type pont diviseur de tension sur les couches profondes.

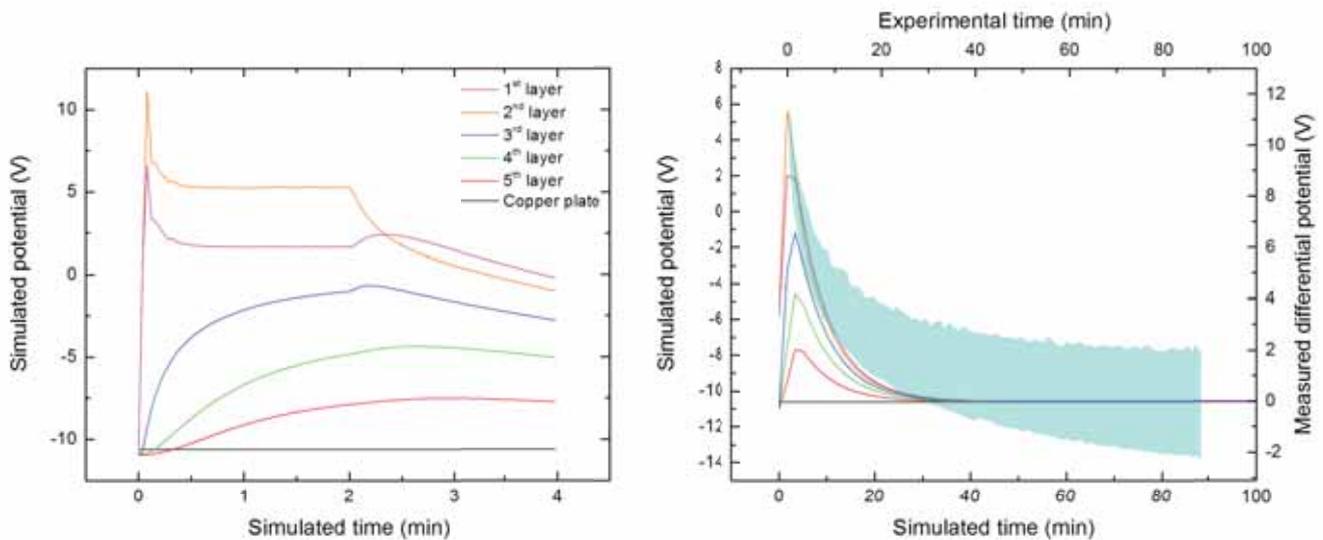


FIGURE 7.30 – Evolution du potentiel de l'échantillon de SMA\_A simulé pendant et après la phase d'irradiation avec une modélisation sous forme de billes conductrices. A droite : comparaison avec les mesures expérimentales.

A partir de  $t = 2$  minutes, on simule l'extinction de la source UV en supprimant l'injection des particules. Les potentiels présentent alors une décroissance de type décharge de condensateur régie par les résistances intercouches. On remarque que le potentiel de la deuxième couche devient rapidement inférieur à celui de la première. Tous les potentiels convergent alors vers un potentiel d'équilibre de -10,6 V (masse du système) à  $t = 40$  minutes. Cette décroissance est similaire aux mesures expérimentales, à un facteur 1,5 près. Les simulations reproduisent bien les essais.

## SMA\_X

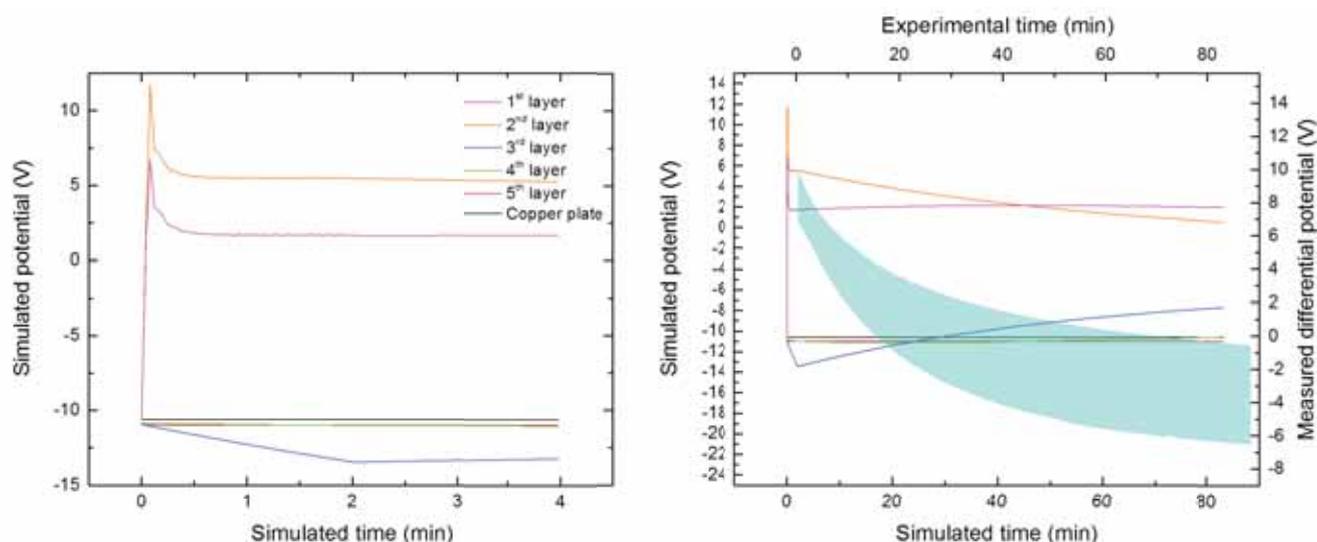


FIGURE 7.31 – Evolution du potentiel de l'échantillon de SMA\_X simulé pendant et après la phase d'irradiation avec une modélisation sous forme de billes conductrices. A droite : comparaison avec les mesures expérimentales.

Les mêmes tracés sont présentés sur la Figure 7.31 pour l'échantillon de SMA\_X. Le comportement des deux premières couches pendant la phase de charge est similaire à celui de SMA\_A : sous l'effet de la photoémission, les première et deuxième couches atteignent respectivement à l'équilibre les potentiels moyens de + 2 et + 5,5 V. La dynamique de charge est identique à celle simulée pour la SMA\_A.

La troisième couche se charge négativement et atteint un potentiel d'environ -13,5 V à  $t = 2$  minutes, l'équilibre n'est pas atteint. Ce résultat fait écho avec l'observation de la section 7.2. La couche reçoit un courant continu d'électrons ( $-1, 2 \cdot 10^{-15}$  A) qui est supérieur au courant de conduction entre la deuxième et la troisième couche ( $\sim 10^{-16}$  A). Les deux dernières couches se chargent légèrement négativement par rapport au fond, ne collectant qu'une faible quantité d'électrons ( $< 10^{-16}$  A). Au delà de la troisième couche, le comportement est de nouveau de type pont diviseur de tension. Pendant la phase de charge, c'est donc le courant chargeant de l'environnement qui prédomine et régule l'établissement des potentiels sur les trois premières couches.

Lors de la phase de décharge, les potentiels évoluent et se réorganisent sous l'effet des résistances. Le potentiel des deux premières couches se croisent, tandis que ceux des trois dernières couches augmentent. La décharge est beaucoup plus longue que celle observée expérimentalement.

## Bilan

L'effet de l'environnement UV reste prépondérant sur la conductivité pour les deux premières couches qui se chargent positivement comme lors des simulations présentées en section 7.2.

Cependant, il apparaît impossible de reproduire une charge négative sur la troisième couche de l'échantillon de SMA\_A, ce dernier étant suffisamment conducteur pour évacuer la charge. A l'opposé, l'échantillon de SMA\_X est suffisamment résistif pour permettre au courant chargeant d'établir une charge négative. Dans les deux cas, les potentiels des quatrième et cinquième couches sont imposés par celui de la troisième.

Concernant les phases de décharge, les allures de courbes sont similaires aux mesures expérimentales pour la SMA\_A. Les relaxations expérimentales obtenues pour la SMA\_X sont beaucoup plus rapides que celles simulées. Ceci rejoint l'observation précédente, à savoir que la SMA\_X serait plus conductrice sous irradiation UV que lors des essais DC.

### 7.3.3.2.3 Résultats $\sigma_B$ , $R_{ic}$

On teste ici les capacités de SPIS à simuler le transport de charge entre des grains isolants. On applique alors une conductivité bulk  $\sigma_B$  sur les grains en suivant le modèle de conductivité de SPIS. Ce modèle est toutefois approximatif pour notre cas d'étude car il suppose des isolants se présentant sous la forme de feuillets fins (le code SPIS a été développé à l'origine pour les revêtements de satellite). Par ailleurs, ce modèle 2D suppose que les feuillets reposent sur un plan de masse individuel et où il est possible de définir un circuit électrique entre les plans de masse locaux. Cette modélisation n'est pas adaptée aux cas des poussières modélisées par des grains individuels. Elle est assez bien adaptée à l'échelle macroscopique où la couche de poussière peut être assimilée à un matériau plein reposant sur un substrat conducteur.

Les conductivités bulk imposées aux grains de SMA\_A et SMA\_X sont de  $8,4 \cdot 10^{-10}$  S/m et  $2,6 \cdot 10^{-12}$  S/m.

#### SMA\_A

La Figure 7.32 présente les résultats de simulation pour la SMA\_A (avec une nouvelle fois la phase de charge et décharge).

Lors de la phase de charge, les deux premières couches atteignent à l'équilibre le potentiel différentiel de +6 V et +2 V pour la deuxième et la première couche par rapport au fond. On retrouve ainsi de nouveau un potentiel différentiel de +12 V comme observé lors des mesures expérimentales. La troisième couche se charge positivement : le courant de conduction provoqué par la résistance intercouche l'emporte sur le courant chargeant. Il en va de même pour les quatrième et cinquième couches. Les potentiels s'établissent alors en fonction des résistances entre les différentes couches de poussières. On retrouve ainsi, dans l'ordre du potentiel le plus positif au plus négatif : la deuxième couche, la première, la troisième, la quatrième et la cinquième.

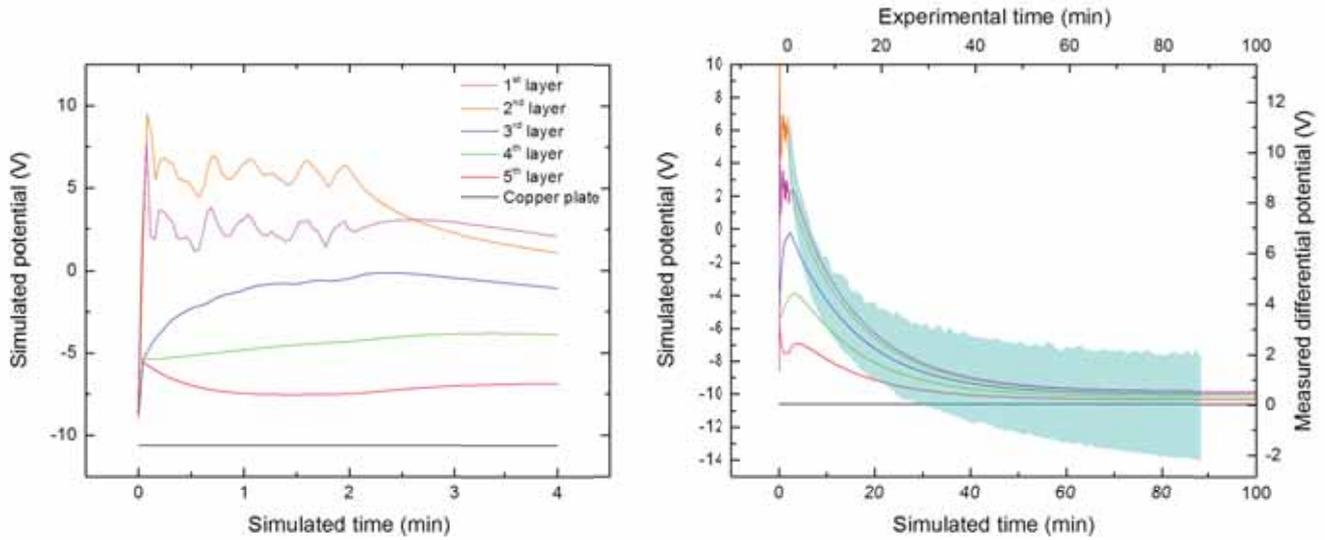


FIGURE 7.32 – Evolution du potentiel de l'échantillon de SMA\_A simulé pendant et après la phase d'irradiation avec une modélisation sous forme de billes isolantes. A droite : comparaison avec les mesures expérimentales.

Lors de la phase de décharge, les potentiels tendent vers -10,6 V et présentent des allures de courbes similaires à celles obtenues expérimentalement pour la SMA\_A.

L'avantage de ces simulations est que l'on peut estimer les gradients de potentiels sur chaque grain lors de la charge. Toutefois, un artefact numérique apparaît au premier pas de simulation pour les troisième, quatrième et cinquième couches. Dans cette configuration, l'hypothèse des matériaux isolants fins sur lequel se base le logiciel n'est plus applicable. Les différents nœuds électriques qui représentent la masse du système sont mal définis et un courant de conduction parasite provoque un potentiel positif qui n'a pas lieu d'être.

### SMA\_X

Le résultat de la dernière configuration étudiée est présentée Figure 7.33. Une nouvelle fois, les première et deuxième couches se chargent positivement avec des potentiels respectifs d'environ + 3 V et + 7 V. A la différence des billes de SMA\_X conductrices, la troisième couche ne se charge pas négativement. Il s'agit là du même artefact numérique que celui présenté ci-dessus avec les billes de SMA\_A isolantes. Cet artefact ne modifie par les résultats qualitatifs de cette étude mais n'offre pas de description aussi précise que pourrait apporter ce modèle si il était dédié à l'étude des particules et des grains. C'est là la principale limitation du code SPIS.

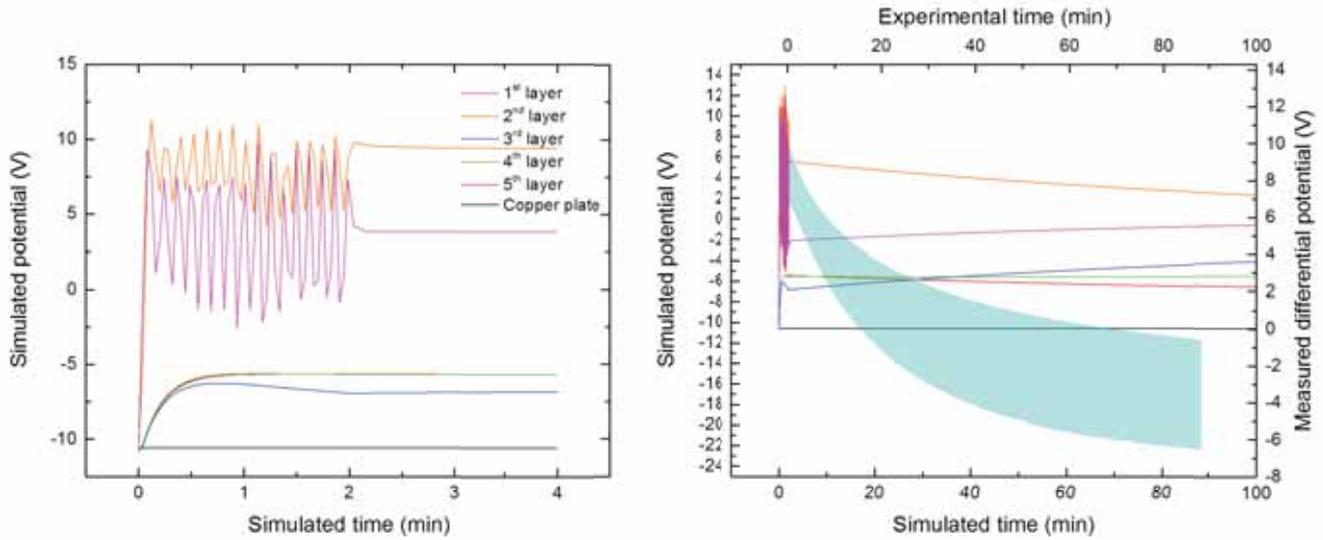


FIGURE 7.33 – Evolution du potentiel de l'échantillon de SMA\_X simulé pendant et après la phase d'irradiation avec une modélisation sous forme de billes isolantes. A droite : comparaison avec les mesures expérimentales.

## 7.4 Extrapolation aux conditions lunaires

Le courant de conduction entre les deux premières couches d'une couche idéale de poussière est inférieur au courant chargeant induit par les faces au Soleil. Par exemple, dans la configuration avec les sphères de SMA\_X conductrices séparées d'une résistance intercouche simulant une conductivité effective  $\sigma_E$ , le courant de conduction entre la première et la deuxième couche est d'environ  $10^{-17}$  A. Si l'on suppose que ce courant passe à travers 12 grains de  $25 \mu\text{m}$  de rayon (comme il a été simulé), alors la surface de contact est  $S_E = 3,0 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$ . La densité de courant devient  $3 \cdot 10^{-7} \text{ A/m}^2$ .

Le courant lié à une couche de poussières au Soleil soumise aux UV et au vent solaire est de  $10^{-5} \text{ A/m}^2$ . Sous environnement lunaire, le courant de conduction est donc inférieur devant le courant chargeant sur les deux premières couches. On peut donc supposer que dans ces conditions, la charge ne s'écoule pas à travers les grains et que par conséquent des patches de potentiels positifs et négatifs se forment donc. Par contre, le courant chargeant à l'ombre est uniquement celui du vent solaire. Il est de l'ordre de  $10^{-6} \text{ A/m}^2$ , soit à peine moins d'un ordre de grandeur par rapport au courant de conduction.

Le courant DC mesuré à  $25^\circ\text{C}$  pour la SMA\_X est de  $2,5 \cdot 10^{-9} \text{ A/m}^2$ , pour un gradient de potentiel  $\Delta V = 40 \text{ V}$ . Les valeurs expérimentales confirment que le courant conduit est très faible devant le courant chargeant, si l'on fait l'hypothèse que le courant DC mesuré est bien représentatif de ce qui se passe dans la réalité.

On s'intéresse maintenant aux effets de la température en s'appuyant sur nos mesures de courant de conduction à travers une couche de poussière en fonction de la température (voir le chapitre précédent). Le courant mesuré à travers la couche de DNA-1 lors des mesures DC est de  $0,8 \cdot 10^{-9} \text{ A/m}^2$  à  $25^\circ\text{C}$  et

de  $2,2 \cdot 10^{-9} \text{ A/m}^2$  à  $80^\circ\text{C}$  sous une tension de 30 V.

Même à haute température et pour un fort gradient de potentiel, le courant de conduction reste inférieur au courant chargeant sur les deux premières couches. Cela signifie que des patchs de potentiels peuvent s'établir sur quasiment la totalité du spectre en températures supérieures à  $0^\circ\text{C}$  sur la Lune (la température maximale est d'environ  $+120^\circ\text{C}$ ). Par extension, on peut conclure que les patchs pourront toujours s'établir, même pour les températures inférieures à  $0^\circ\text{C}$  car le courant conduit diminue avec la température.

Enfin, la collection d'électrons observée sur la troisième couche dans les simulations proposées dans la section 7.2 a laissé supposé que le phénomène de *supercharging* pourrait apparaître. Or, ces simulations ne prenaient pas en compte la conduction. Il apparaît de notre travail que la troisième couche ne se chargeait négativement que dans un cas d'une modélisation de l'échantillon de SMA\_X. Au vu des conductivités effectives  $\sigma_E$  obtenues pour les échantillons de SMA\_A, SMA\_X, DNA-1 et du régolithe lunaire, on peut s'attendre à ce que le phénomène de *supercharging* existe à la surface de la Lune. Il est d'autant plus probable qu'il apparaisse dans les régions à l'ombre car la conductivité est plus faible. Les résultats de ces travaux semblent indiquer que le phénomène puisse aussi apparaître sur une zone plus chaude, comme une couche de poussière au Soleil.

La question de l'estimation du *supercharging* nécessite une caractérisation rigoureuse du courant de conduction à travers une couche de poussière sur une plage de température plus étendue que celles présentées dans cette étude (surtout sur des valeurs de températures inférieures à  $0^\circ\text{C}$  afin d'être comparables avec les températures moyennes lunaires).

## 7.5 Bilan

Ce chapitre présente les travaux de modélisation de la charge d'un grain de régolithe acquise sous l'influence de l'environnement spatial lunaire. Ce travail s'est fait en plusieurs temps.

La première partie a présenté des simulations similaires à une configuration de référence issue de la littérature dans laquelle une couche de poussière est soumise à un flux de vent solaire et d'UV. La photoémission est responsable de l'établissement de potentiels moyens positifs sur les deux premières couches. Plus localement, des patchs positifs et négatifs apparaissent aussi. Les UV n'atteignent pas la troisième couche et c'est la collection des électrons du vent solaire qui établit son potentiel négatif. Le phénomène de conduction de charges à travers la couche n'est toutefois pas pris en compte.

Dans un deuxième temps, des mesures du potentiel de surface de couches de poussières ont été réalisées après irradiation UV. La polarisation du substrat sur lequel reposent les poussières permet de reproduire expérimentalement un environnement quasi lunaire (UV et vent solaire). La valeur de cette polarisation et la géométrie du dispositif expérimental sont des variables d'ajustement qui permettent de contrôler les flux d'électrons de basse énergie.

Les valeurs de potentiels de surface obtenues lors de ces expérimentations ont servi de données

d'entrée au logiciel SPIS. La dynamique à l'intérieur du dispositif expérimental a complètement été caractérisé à l'échelle macroscopique. Les simulations à l'échelle microscopique qui ont suivi ont permis d'étudier des systèmes à très petites échelles qu'il est impossible d'étudier expérimentalement. On a choisi ici de modéliser une couche de poussière simulant l'empilement de cinq grains. La conductivité effective de la couche est modélisée à l'échelle d'un grain par une conductivité volumique et par une résistance intercouche dont la valeur est déterminée grâce aux résultats du chapitre précédent. Deux modèles de conductivités ont été traités : une conductivité bulk infinie et une conductivité bulk plus réaliste déterminée grâce au modèle de [Montes *et al.*, 2011]). Bien qu'approximatifs, ces modèles ont permis de consolider notre compréhension de la compétition se jouant entre l'environnement chargeant et la conductivité.

Les potentiels des deux premières couches sont régulés par les courants chargeants. Si l'échantillon est suffisamment résistif, le potentiel de la troisième couche peut sous certaines conditions être négatif.

Les conductivités issues des relaxations de potentiel de l'échantillon de SMA\_X sont très éloignées de celles obtenues en mesure DC. On suspecte ici que la photoconductivité peut fortement modifier la dynamique de la charge. Il a en effet été vu dans le Chapitre 3 que l'irradiation pouvait augmenter la conductivité de près de  $10^6$  S/m. Il faut poursuivre les recherches afin d'ajuster les simulations numériques aux données expérimentales.

L'apparition du phénomène de *supercharging* paraît vraisemblable, mais sous certaines conditions que l'on exprime ici : au Soleil, pour des grains non photoconducteurs sous une température  $T_{seuil}$  à définir et à l'ombre dans les régions les plus froides.

## Chapitre 8

# Conclusion et perspectives

En 1969, l'Homme posait pour la première fois le pied sur un astre autre que la Terre. Cinquante ans plus tard, le rover chinois Yutu-2 réussissait l'exploit de survivre à plusieurs nuits lunaires. Malgré de formidables avancées technologiques, de nombreux défis restent à surmonter afin de permettre à l'exploration spatiale de continuer. Les missions Apollo ont mis en lumière le problème de la contamination particulière qu'il est nécessaire d'anticiper en vue des futures missions spatiales. L'origine de la contamination par les poussières lunaires a avant tout été provoquée par les activités des astronautes pendant leur séjour. Cependant, l'environnement spatial contribue aussi au décollement et à l'adhésion électrostatique des poussières. Il est d'autant plus crucial de comprendre ces phénomènes d'adhésion que les prochaines missions d'exploration s'appuieront vraisemblablement sur des robots autonomes.

Ce manuscrit récapitule les différents travaux qui ont été menés dans cette thèse afin de caractériser les forces qui régissent l'adhésion des poussières lunaires. De par la nature majoritairement expérimentale de cette thèse, plusieurs dispositifs ont été conçus, développés et mis en œuvre. L'outil numérique est quant à lui venu en complément de ces mesures de façon à étoffer la compréhension des mécanismes physiques multi-échelles.

L'adhésion se définit sous la forme de forces qui restent expérimentalement peu quantifiées dans le contexte de l'exploration spatiale. La première force est la force de Van de Waals et s'applique à tout matériau en contact avec un autre. Cette force ne s'annule pas, il faut alors trouver différents moyens de la réduire. Le premier travail réalisé dans cette thèse a ainsi été la caractérisation de la force de Van der Waals. Pour cela, un système centrifuge a été adapté sur la chambre à vide DROP. Les résultats ont confirmé l'influence de certains facteurs sur l'adhésion, facteurs liés à la nature du substrat et des poussières. Ces paramètres sont l'énergie de surface, la rugosité et la constante de Hamaker. Les constructeurs des futurs engins et équipements lunaires devraient donc chercher à utiliser des matériaux ayant :

1. Une faible constante de Hamaker
2. Un travail de sortie proche de celui du régolithe
3. Une énergie de surface faible

#### 4. Une rugosité relativement importante

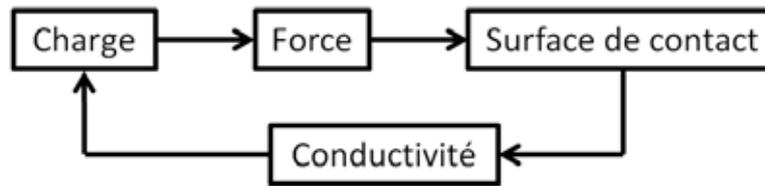
A l'air, l'apparition de forces aérodynamiques complexifie la quantification des forces d'adhésion. De plus, avec la mise en évidence par les mesures XPS de la contamination des échantillons, on préconise une caractérisation in-situ des états de surface des substrats et des simulants. On suspecte en effet que cette oxydation puisse être à l'origine d'un changement de nature de l'interaction entre un substrat et un simulant. Dès lors, des forces électrostatiques parasites créées par la charge résiduelle des poussières peuvent avoir biaisées les résultats présentés sous vide dans le Chapitre 5.

Le système centrifuge est donc un outil qui permet d'estimer une force d'adhésion. Cette dernière reste cependant la somme de plusieurs contributions qu'il n'est à l'heure actuelle pas encore possible de séparer. De plus, les valeurs estimées ici ne sont que représentatives d'un état de surface, différent de celui initialement anticipé. La force de Van der Waals ne peut donc pas être rigoureusement quantifiée. Le système centrifuge peut néanmoins être utilisé de manière complémentaire avec la méthode AFM.

Le deuxième apport de ce travail concerne l'étude de la charge électrostatique des poussières, un des paramètres dont dépend la deuxième force du même nom. La charge s'établit après la mise en place d'un équilibre entre le courant chargeant de l'environnement et le courant de conduction. Elle a été étudiée en deux étapes.

Dans un premier temps, les phénomènes de conduction à l'intérieur d'une couche de poussière ont été étudiés grâce à deux méthodes : la spectroscopie diélectrique dynamique et la mesure de courant DC. Cette dernière technique a permis de valider le modèle basé sur celui de [Montes *et al.*, 2011] sur des billes de verre sodocalcique calibrées. Bien adapté au cas des couches, le modèle est moins probant pour les monocouches. Les mesures réalisées avec les simulants de poussières ont quant à elles permis de déduire la conductivité volumique d'un grain de poussière. La distinction est désormais claire : elle est supérieure de plusieurs ordres de grandeur à la conductivité effective d'une couche. Une perspective expérimentale intéressante serait la mesure successive de la conductivité d'une roche puis d'une poudre issue de cette même roche. Des mesures de courant DC réalisées sur des billes de tungstène ont mis en évidence la contribution de la couche d'oxyde comme paramètre limitant très fortement le transport des charges. Ce résultat fait un lien avec les mesures centrifuges, où l'on a suggéré que la couche surfacique d'oxyde favorisait l'apparition de forces électrostatiques. On sait désormais que la conductivité effective d'une couche de billes métalliques est majoritairement portée par son oxydation de surface.

La surface de contact a un rôle très important dans l'estimation des forces d'adhésion, car elle dépend à la fois de la force de Van der Waals mais également du bilan des charges et donc de la force électrostatique. Si l'on considère en effet deux particules électrostatiquement attirées, leur rapprochement va augmenter leur surface de contact, ce qui va améliorer la conduction de charges, diminuer la différence de potentiel et donc diminuer la force électrostatique. La surface de contact crée donc un nouveau lien entre la charge, la force et la conductivité et rend le système très fortement couplé, comme mis en évidence dans le schéma ci-dessous.



L'étude de la charge s'est finalement faite de manière numérique et en plusieurs étapes successives. Tout d'abord, une étude de la collection et de l'émission de charges d'une couche de poussière soumise au vent solaire et aux UV a été réalisée. Ces simulations ont été comparées à la littérature et ont permis de vérifier les capacités de simulation du logiciel SPIS en précisant les conditions de charge des grains suivant leur position à l'intérieur de la couche. Les potentiels des premières couches sont contrôlés par la photoémission provoquée par les UV solaires. Le potentiel de la troisième couche est quant à lui régulé par la collection d'électrons du vent solaire. La conductivité entre grains a été modélisée à plusieurs échelles. Pour l'approche macroscopique, la conductivité effective s'avère suffisante. Dans le cas microscopique, il est nécessaire de faire intervenir deux paramètres : une conductivité bulk et une résistance intercouche, ou intergrains.

La compétition entre les différentes sources de courant a permis de conclure quant à la possible apparition du phénomène de *supercharging* sur une grande gamme de températures lunaires. Il semble plus probable qu'il apparaisse dans les zones les plus froides où la conductivité est la plus faible, mais aussi sur des zones au Soleil où la température est plus élevée. Ces résultats ne doivent cependant pas faire oublier le phénomène de photoconductivité, dont l'effet est potentiellement très important. La caractérisation de ce paramètre compléterait le bilan de charge d'un grain.

Les simulations peuvent être améliorées en passant par une description 3D de la conduction de charges dans chaque grain. Combiné aux calculs des surfaces de contact induites par le poids des grains et par les forces d'adhésion, les simulations donneront accès dans le futur à des informations non accessibles expérimentalement : charge, champ électrique... Tous ces paramètres permettront d'estimer les forces électrostatiques. Elles pourront alors être confrontées aux valeurs obtenues avec le système centrifuge et un bilan complet de forces s'appliquant sur une poussière pourra être proposé.

Il a été vu tout au long de cette thèse que la charge d'un grain de régolithe avait une influence très forte sur son adhésion. On envisagerait de mettre en place de nouveaux dispositifs expérimentaux dédiés à la caractérisation de la force électrostatique à l'aide du système centrifuge. En implémentant dans le caisson DROP des sources de charges telles qu'une lampe UV ou un canon à électrons, on pourrait dissocier les forces électrostatiques des forces de Van der Waals. Ces essais seraient menés afin d'évaluer et de tester des solutions technologiques futures, telles que des revêtements ou des rugosités, etc. Le cumul des deux solutions est aussi envisageable. Ces expérimentations pourraient être appuyées par des simulations numériques.



## Annexe A

# Passage de l'écriture microscopique à macroscopique de la force de Van der Waals

### A.1 Interaction molécule - surface

On considère l'interaction d'une molécule avec un plan situé à une distance  $D$  de composition similaire de densité  $\rho$ . On suppose que la somme des interactions entre la molécule et chaque molécule composant le plan constitue l'interaction totale de la molécule avec le plan. Le potentiel d'interaction entre deux molécules est donné par :

$$w(r) = -\frac{C}{r^n} \quad (\text{A.1})$$

avec  $C$  une constante et  $r$  la distance entre le barycentre de chaque molécule.

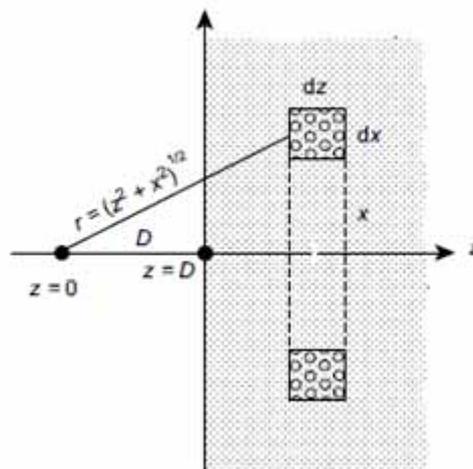


FIGURE A.1 – Représentation de l'interaction d'une molécule située à la distance  $D$  d'une surface plane composée des mêmes molécules. Image issue de [Israelachvili, 2011].

Afin de calculer l'interaction sur tout le plan, on considère un cylindre creux de rayon  $x$  dont la section efficace a une surface  $dx dz$  (voir Figure A.1). Le volume d'intégration dans le plan est donc  $2\pi x dx dz$  et le nombre total de molécules dans ce volume est  $2\pi\rho x dx dz$ .

Reprenant le potentiel d'interaction donné équation (A.1), l'interaction totale entre la molécule et le plan s'écrit :

$$w(D) = \int \int -\frac{C}{r^n} 2\pi\rho x dx dz \quad (\text{A.2})$$

Avec ici,  $r = \sqrt{(x^2 + z^2)}$ .

On peut donc réécrire le potentiel de la manière suivante, en rajoutant les bornes d'intégrations adéquates :

$$w(D) = -2\pi C\rho \int_{z=D}^{z=\infty} dz \int_{x=0}^{x=\infty} \frac{x dx}{(x^2 + z^2)^{\frac{n}{2}}} \quad (\text{A.3})$$

On réalise le changement de variable :

$$u = x^2 + z^2 \Rightarrow du = 2x dx \quad (\text{A.4})$$

$$w(D) = -2\pi C\rho \int_{z=D}^{z=\infty} dz \int_{u=0}^{u=\infty} \frac{du}{2u^{\frac{n}{2}}} \quad (\text{A.5})$$

$$= -\pi C\rho \int_{z=D}^{z=\infty} dz \left[ \frac{u^{1-\frac{n}{2}}}{1-\frac{n}{2}} \right]_{u=0}^{u=\infty} \quad (\text{A.6})$$

$$= 2\pi C\rho \int_{z=D}^{z=\infty} dz \left[ \frac{1}{(n-2)(x^2 + z^2)^{\frac{n-2}{2}}} \right]_{x=0}^{x=\infty} \quad (\text{A.7})$$

$$= -\frac{2\pi C\rho}{(n-2)} \int_{z=D}^{z=\infty} \frac{dz}{z^{n-2}} \quad (\text{A.8})$$

$$= -\frac{2\pi C\rho}{(n-2)} \left[ \frac{z^{2-n+1}}{2-n+1} \right]_{z=D}^{z=\infty} \quad (\text{A.9})$$

$$= \frac{2\pi C\rho}{(n-2)(n-3)} \left[ \frac{1}{z^{n-3}} \right]_{z=D}^{z=\infty} \quad (\text{A.10})$$

$$= -\frac{2\pi C\rho}{(n-2)(n-3)} \frac{1}{D^{n-3}} \quad (\text{A.11})$$

$$(\text{A.12})$$

On obtient donc le potentiel d'interaction d'une molécule avec le plan.

## A.2 Interaction sphère - surface

On considère désormais que la molécule est remplacée par une sphère de rayon  $R$ . L'interaction entre cette dernière et un plan est schématisée Figure A.2. Il n'est plus possible de considérer une molécule ponctuelle mais de un cylindre de rayon  $x$  et d'épaisseur  $dz$ . Le volume du cylindre est donc égal à

$\pi x^2 dz$ . D'après le théorème de Pythagore, on a  $x^2 = \pi(2R - z)z$  d'où  $\pi x^2 dz = x^2 = \pi(2R - z)z dz$ . Le nombre de molécules dans ce volume est donc  $\rho\pi(2R - z)z dz$ .

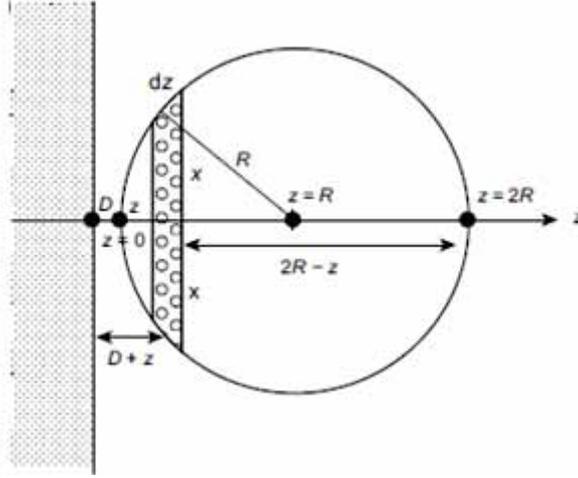


FIGURE A.2 – Représentation de l'interaction d'une sphère de rayon  $R$  située à la distance  $D$  d'une surface plane composée des mêmes molécules. Image issue de [Israelachvili, 2011].

Reprenant le potentiel obtenu équation A.12, on l'intègre cette fois ci sur le nombre de molécules présentes dans la sphère à une distance  $z + D$  (distance à laquelle sont les molécules considérées) :

$$w(D) = -\frac{2\pi C\rho}{(n-2)(n-3)} \int_{z=0}^{z=2R} \frac{\rho\pi(2R-z)z dz}{(z+D)^{n-3}} \quad (\text{A.13})$$

$$= -\frac{2\pi^2 C\rho^2}{(n-2)(n-3)} \int_{z=0}^{z=2R} \frac{(2R-z)z dz}{(z+D)^{n-3}} \quad (\text{A.14})$$

### A.2.1 Cas où $D \ll R$

Dans le cas où  $D \ll R$ , ce sont seulement les valeurs les plus faibles de  $z$  qui contribuent à l'intégrale alors on a  $z \approx D$ . L'intégrale se simplifie en :

$$w(D) = -\frac{2\pi^2 C\rho^2}{(n-2)(n-3)} \int_{z=0}^{z=\infty} \frac{2Rz dz}{(z+D)^{n-3}} \quad (\text{A.15})$$

L'intégrale se calcule ensuite par intégration par partie :

$$w(D) = -\frac{4\pi^2 C \rho^2 R}{(n-2)(n-3)} \int_{z=0}^{z=\infty} \frac{z dz}{(z+D)^{n-3}} \quad (\text{A.16})$$

$$= -\frac{4\pi^2 C \rho^2 R}{(n-2)(n-3)} \left( \left[ -\frac{z(z+D)^{4-n}}{(n-4)} \right]_{z=0}^{z=\infty} + \int_{z=0}^{z=\infty} \frac{(z+D)^{4-n}}{(n-4)} \right) \quad (\text{A.17})$$

$$= -\frac{4\pi^2 C \rho^2 R}{(n-2)(n-3)} \left( \left[ -\frac{z(z+D)^{4-n}}{(n-4)} \right]_{z=0}^{z=\infty} + \frac{1}{(n-4)} \left[ -\frac{(z+D)^{5-n}}{(n-5)} \right]_{z=0}^{z=\infty} \right) \quad (\text{A.18})$$

$$= -\frac{4\pi^2 C \rho^2 R}{(n-2)(n-3)} \left[ -\frac{(z+D)^{4-n}((n-4)z+D)}{(n-4)(n-5)} \right]_{z=0}^{z=\infty} \quad (\text{A.19})$$

$$= -\frac{4\pi^2 C \rho^2 R}{(n-2)(n-3)(n-4)(n-5)} \frac{1}{D^{n-5}} \quad (\text{A.20})$$

$$(\text{A.21})$$

A partir de cette expression où pour les forces de Van der Waals  $n = 6$ , on obtient le potentiel d'interaction suivant :

$$w(D) = -\frac{\pi^2 C \rho^2 R}{6D} \quad (\text{A.22})$$

Sachant de plus que  $F = -\frac{dw}{dD}$ , on obtient la force de Van der Waals entre une particule sphérique et un plan espacé de  $D$  :

$$F_{VdW} = \frac{\pi^2 C \rho^2 R}{6D^2} = \frac{AR}{6D^2} \quad (\text{A.23})$$

où  $\pi^2 C \rho^2$  a été défini comme étant la constante de Hamaker, souvent notée  $A$ .

### A.2.2 Cas où $D \gg R$

Dans le cas où  $D \gg R$ , on suppose que  $D+z \approx D$ . Reprenant le potentiel de l'équation A.14, on a :

$$w(D) = -\frac{2\pi^2 C \rho^2}{(n-2)(n-3)} \int_{z=0}^{z=2R} \frac{(2R-z)z dz}{(z+D)^{n-3}} \quad (\text{A.24})$$

$$= -\frac{2\pi^2 C \rho^2}{(n-2)(n-3)D^{n-3}} \left( \int_{z=0}^{z=2R} 2Rz dz - \int_{z=0}^{z=2R} z^2 dz \right) \quad (\text{A.25})$$

$$= -\frac{2\pi^2 C \rho^2}{(n-2)(n-3)D^{n-3}} \left( \left[ 2R \frac{z^2}{2} \right]_{z=0}^{z=2R} - \left[ \frac{z^3}{3} \right]_{z=0}^{z=2R} \right) \quad (\text{A.26})$$

$$= -\frac{2\pi^2 C \rho^2}{(n-2)(n-3)D^{n-3}} \left( 4R^3 - \frac{8R^3}{3} \right) \quad (\text{A.27})$$

$$= -\frac{2\pi C \rho}{(n-2)(n-3)D^{n-3}} \frac{4R^3 \pi \rho}{3} \quad (\text{A.28})$$

Dans ce cas, on voit que le potentiel d'interaction dépend entièrement du nombre de particules

dans la sphère ( $\frac{4\pi R^3 \rho}{3}$ ) où contrairement au cas précédent ( $D \ll R$ ), uniquement les couches les plus proches interviennent dans la force.



## Annexe B

# Exemple de détermination du $\gamma_f$ lors des mesures centrifuges

Cette annexe présente le décompte des particules mis en place lors du calcul de  $\gamma_f$  (initialement décrit dans le Chapitre 5). Le tableau B.1 présente les comptages de particules de DNA-1 réalisés sur le substrat de tungstène rugueux. Ces comptages sont réalisés manuellement et sur quatre zones distinctes. L'incertitude de lecture  $\delta N$  sur le nombre de particules par zones est ici pris arbitrairement égal à 2. L'évolution du nombre de particules encore restantes sur le substrat est retranscrits via le paramètre  $\gamma_f$ . Son estimation est présenté sur le tableau B.2 avec l'incertitude finale associée.

			Zone 1			Zone 2		
Vitesse (RPM)	Force (N)	Accélération (g's)	Nombre de particules	$\delta N$	$\gamma_f$	Nombre de particules	$\delta N$	$\gamma_f$
0	0.00E+00	0	65	2	100.0	99	2	100.0
200	2.27E-09	2.8	64		98.5	99		100.0
400	9.08E-09	11.3	64		98.5	99		100.0
600	2.04E-08	25.4	63		96.9	99		100.0
700	2.78E-08	34.5	63		96.9	99		100.0
800	3.63E-08	45.1	63		96.9	99		100.0
1000	5.67E-08	70.4	63		96.9	98		99.0
1200	8.17E-08	101.4	63		96.9	98		99.0
1400	1.11E-07	138.0	61		93.8	90		90.9
1475	1.23E-07	153.2	61		93.8	90		90.9
			Zone 3			Zone 4		
Vitesse (RPM)	Force (N)	Accélération (g's)	Nombre de particules	$\delta N$	$\gamma_f$	Nombre de particules	$\delta N$	$\gamma_f$
0	0.00E+00	0	112	2	100	106	2	100.0
200	2.27E-09	2.8	111		99.1	104		98.1
400	9.08E-09	11.3	111		99.1	104		98.1
600	2.04E-08	25.4	111		99.1	104		98.1
700	2.78E-08	34.5	111		99.1	104		98.1
800	3.63E-08	45.1	111		99.1	104		98.1
1000	5.67E-08	70.4	111		99.1	104		98.1
1200	8.17E-08	101.4	111		99.1	104		98.1
1400	1.11E-07	138.0	103		92.0	104		98.1
1475	1.23E-07	153.2	99		88.4	97		91.5

FIGURE B.1 – Evolution du nombre de particules sur quatre zones d'un échantillon de tungstène rugueux contaminé avec des particules de DNA-1 [25, 50]  $\mu\text{m}$  en fonction de l'accélération centrifuge appliquée.

Vitesse (RPM)	Force (N)	Accélération (g's)	Moyenne particules sur toutes les zones	Incertitudes	$V_f$	Incertitude $\gamma_f$ moyen
0	0.00E+00	0	95.5	4.00	100.0	4.7
200	2.27E-09	2.8	94.5	4.00	99.0	4.7
400	9.08E-09	11.3	94.5	4.00	99.0	4.7
600	2.04E-08	25.4	94.25	4.00	98.7	4.7
700	2.78E-08	34.5	94.25	4.00	98.7	4.7
800	3.63E-08	45.1	94.25	4.00	98.7	4.7
1000	5.67E-08	70.4	94	4.00	98.4	4.7
1200	8.17E-08	101.4	94	4.00	98.4	4.7
1400	1.11E-07	138.0	89.5	4.00	93.7	4.6
1475	1.23E-07	153.2	86.75	4.00	90.8	4.6

FIGURE B.2 – Détermination du  $\gamma_f$  en fonction de l'accélération centrifuge appliquée.

## Annexe C

# Estimation du courant effectif mesuré permettant la détermination de la conductivité effective $\sigma_E$

Cette annexe s'inscrit comme un complément au Chapitre 6. Elle détaille la détermination de la conductivité effective  $\sigma_E$  en fonction du courant effectif  $I$  mesuré.

La mesure de courant se réalise pour une température donnée. Le dispositif expérimental, comme décrit sur la Figure 6.3a, est asservi thermiquement. En début de mesure, une consigne de température est donnée au système et ce dernier est donc laissé à évoluer.

L'augmentation/diminution de la température entraîne une augmentation/diminution du courant conduit. Lorsque le système atteint un équilibre thermique, le courant se stabilise. Pour rappel, on considère ici que l'équilibre thermique est atteint lors de la stabilisation de la moyenne des températures de  $TC_1$  et  $TC_3$ . C'est lors de ce plateau que le courant effectif  $I$  est déterminé, à une température donnée.

La Figure C.1 présente un graphique qui superpose la moyenne des températures de  $TC_1$  et  $TC_3$  (en bleu) ainsi que le courant mesuré (en orange) en fonction du temps. L'axe de gauche présente la mesure de la température et l'axe de droite le courant. On observe la réponse du courant lors de l'augmentation de la température.

C'est ensuite la valeur du courant stabilisée (à la température associée) qui est utilisée dans l'estimation de la conductivité effective dans l'équation  $\sigma_E = \frac{UL}{IS}$ , avec  $U$  la tension continue appliquée,  $L$  l'épaisseur de l'échantillon et  $S$  la surface de l'électrode.

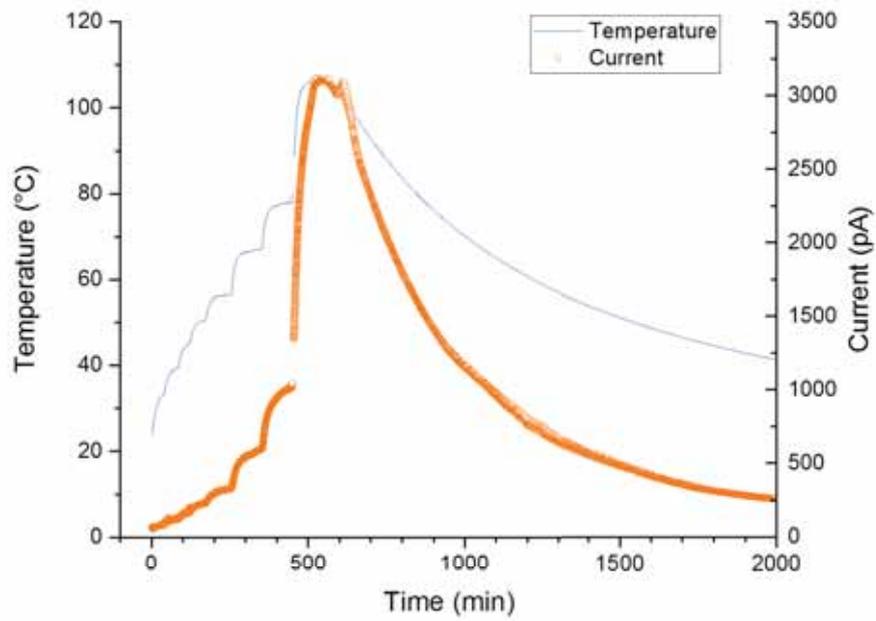


FIGURE C.1 – Evolution temporelle de la température et du courant pour un échantillon de SMA\_A sous vide.





# Bibliographie

- [Ham, nd] (n.d.). Deuterium lamp (L2d2 lamp) L7293.
- [Achenbach, 1971] ACHENBACH, E. (1971). Influence of surface roughness on the cross-flow around a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 46(2):321–335.
- [Alvarez, 1973] ALVAREZ, R. (1973). Lunar powder simulator under lunarlike conditions : Dielectric properties. *Journal of Geophysical Research*, 78(29):6833–6844.
- [Alvarez, 1975] ALVAREZ, R. (1975). Lunar and terrestrial sample photoconductivity. volume 6, pages 3187–3197.
- [Alvarez, 1977] ALVAREZ, R. (1977). Photoconductive effects on lunar and terrestrial fines. volume 8, pages 1277–1290.
- [Anderson, 1958] ANDERSON, P. W. (1958). Absence of Diffusion in Certain Random Lattices. *Physical Review*, 109(5):1492–1505.
- [Autricque, 2018] AUTRICQUE, A. (2018). *Dust transport in tokamaks*. thesis, Aix-Marseille.
- [Autricque et al., 2018] AUTRICQUE, A., GENSDARMES, F., PEILLON, S., SOW, M. et GRISOLIA, C. (2018). Adhesion force of tungsten dust on tokamak plasma-facing surfaces : the importance of the impact velocity. Princeton.
- [Autumn et Peattie, 2002] AUTUMN, K. et PEATTIE, A. M. (2002). Mechanisms of Adhesion in Geckos. *Integrative and Comparative Biology*, 42(6):1081–1090.
- [Bacle et al., 2016] BACLE, P., HENRY, L. et ROSSI-GENDRON, C. (2016). La Microscopie à Force Atomique pour l’observation de molécules avec une résolution atomique.
- [Belhaj et al., 2010] BELHAJ, M., TONDU, T., INGUIMBERT, V., BARROY, P., SILVA, F. et GICQUEL, A. (2010). The effects of incident electron current density and temperature on the total electron emission yield of polycrystalline CVD diamond. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 43(13):135303.
- [Berg et al., 1976] BERG, O. E., WOLF, H. et RHEE, J. (1976). 2.2.4 Lunar Soil Movement Registered by the Apollo 17 Cosmic Dust Experiment. *International Astronomical Union Colloquium*, 31:233–237.
- [BIRA-IASB, nd] BIRA-IASB (n.d.). *Schematic diagram of potential variation through sheath and pre-sheath*.
- [Blaise, 2001] BLAISE, G. (2001). Charge localization and transport in disordered dielectric materials. *Journal of Electrostatics*, 50(2):69–89.
- [Bockhoff et al., 1958] BOCKHOFF, F., MCDONEL, E. T. et RUTZLER, J. (1958). Effects of Oxidation on Adhesion of Polyethylene to Metals. *Industrial & Engineering Chemistry*, 50(6):904–907.

- [Burdick *et al.*, 2001] BURDICK, G., BERMAN, N. et BEAUDOIN, S. (2001). Describing Hydrodynamic Particle Removal from Surfaces Using the Particle Reynolds Number. *Journal of Nanoparticle Research*, 3(5):453–465.
- [Burnham *et al.*, 1990] BURNHAM, N. A., DOMINGUEZ, D. D., MOWERY, R. L. et COLTON, R. J. (1990). Probing the surface forces of monolayer films with an atomic-force microscope. *Physical Review Letters*, 64(16):1931–1934.
- [Calle *et al.*, 2008] CALLE, C. I., MCFALL, J. L., BUHLER, C. R., SNYDER, S. J., ARENS, E. E., CHEN, A., RITZ, M. L., CLEMENTS, J. S., FORTIER, C. R. et TRIGWELL, S. (2008). Dust particle removal by electrostatic and dielectrophoretic forces with applications to NASA exploration missions. *In Proc. ESA Annual Meeting on Electrostatics*, volume 2008. ESA Minneapolis, MN.
- [Cardot *et al.*, 2001] CARDOT, J., BLOND, N. et SCHMITZ, P. (2001). Adhesion and Removal of Particles from Surfaces Under Humidity Controlled Air Stream. *The Journal of Adhesion*, 75(3):351–368.
- [CASA XPS, nd] CASA XPS (n.d.). Copyright © 2005 Casa Software Ltd.
- [Cazaux, 2007] CAZAUX, J. (2007). Spectroscopie Auger - Principes et performances en sonde fixe.
- [CEA, 2013] CEA, S. (2013). Spectroscopie d'électrons Auger et fluorescence X.
- [Cesaretti *et al.*, 2014] CESARETTI, G., DINI, E., DE KESTELIER, X., COLLA, V. et PAMBAGUIAN, L. (2014). Building components for an outpost on the Lunar soil by means of a novel 3d printing technology. *Acta Astronautica*, 93:430–450.
- [Champlain, 2016] CHAMPLAIN, A. (2016). *Etude de la dynamique des poussières lunaires et de leur impact sur les systèmes d'exploration*. PhD Thesis, INSTITUT SUPERIEUR DE L'AERONAUTIQUE ET DE L'ESPACE (ISAE).
- [Chopra, 1961] CHOPRA, K. P. (1961). Interactions of Rapidly Moving Bodies in Terrestrial Atmosphere. *Reviews of Modern Physics*, 33(2):153–189.
- [Cimino, 2004] CIMINO, R. (2004). Can Low Energy Electrons Affect High Energy Physics Accelerators? Rapport technique SLAC-PUB-10350, 826848, Stanford University, Stanford, CA 94309.
- [COMAT, nd] COMAT (n.d.). Comat - Concepteur et Fournisseur d'Équipements pour le Spatial et l'Industrie.
- [Cooper *et al.*, 1989] COOPER, D. W., PETERS, M. H. et MILLER, R. J. (1989). Predicted Deposition of Submicrometer Particles Due to Diffusion and Electrostatics in Viscous Axisymmetric Stagnation-Point Flow. *Aerosol Science and Technology*, 11(2):133–143.
- [Crowder et Haley, 2008] CROWDER, M. S. et HALEY, C. (2008). Mitigating molecular and particulate contamination via surface energy. page 706909, San Diego, California, USA.
- [Culler, 2015] CULLER, J. (2015). LADEE - Lunar Atmosphere Dust and Environment Explorer.
- [D09 Committee, nd] D09 COMMITTEE (n.d.). Test Methods for DC Resistance or Conductance of Insulating Materials. Rapport technique, ASTM International.
- [Devaud *et al.*, 2014] DEVAUD, G., HALEY, C., ROCKWELL, C. et FISCHER, A. (2014). Surfaces that shed dust : unraveling the mechanisms. page 919603, San Diego, California, United States.

- [Dove *et al.*, 2011] DOVE, A., DEVAUD, G., WANG, X., CROWDER, M., LAWITZKE, A. et HALEY, C. (2011). Mitigation of lunar dust adhesion by surface modification. *Planetary and Space Science*, 59(14):1784–1790.
- [Dove *et al.*, 2018] DOVE, A., HORÁNYI, M., ROBERTSON, S. et WANG, X. (2018). Laboratory investigation of the effect of surface roughness on photoemission from surfaces in space. *Planetary and Space Science*, 156:92–95.
- [Duc, 1998] DUC, T. M. (1998). Analyse de surface par ESCA - Principe et instrumentation.
- [El-Desawy, 2019] EL-DESAWY, M. (2019). Characterization and application of aromatic self-assembled monolayers.
- [Etzler, 2013] ETZLER, F. M. (2013). Determination of the Surface Free Energy of Solids. *Reviews of Adhesion and Adhesives*, 1(1):3–45.
- [F. Ashby, 2013] F. ASHBY, M. (2013). *Materials and the Environment*. Elsevier.
- [Farrell *et al.*, 2008] FARRELL, W. M., STUBBS, T. J., DELORY, G. T., VONDRAK, R. R., COLLIER, M. R., HALEKAS, J. S. et LIN, R. P. (2008). Concerning the dissipation of electrically charged objects in the shadowed lunar polar regions. *Geophysical Research Letters*, 35(19).
- [Farrell *et al.*, 2010] FARRELL, W. M., STUBBS, T. J., HALEKAS, J. S., KILLEN, R. M., DELORY, G. T., COLLIER, M. R. et VONDRAK, R. R. (2010). Anticipated electrical environment within permanently shadowed lunar craters. *Journal of Geophysical Research*, 115(E3).
- [Farrell *et al.*, 2007] FARRELL, W. M., STUBBS, T. J., VONDRAK, R. R., DELORY, G. T. et HALEKAS, J. S. (2007). Complex electric fields near the lunar terminator : The near-surface wake and accelerated dust. *Geophysical Research Letters*, 34(14).
- [Flanagan et Goree, 2006] FLANAGAN, T. M. et GOREE, J. (2006). Dust release from surfaces exposed to plasma. *Physics of Plasmas*, 13(12):123504.
- [Freeman et Ibrahim, 1975] FREEMAN, J. W. et IBRAHIM, M. (1975). Lunar electric fields, surface Potential and Associated Plasma Sheaths. *The moon*, 14(1):103–114.
- [Freyria *et al.*, 2019a] FREYRIA, F. S., MAROCCO, A., ESPOSITO, S., BONELLI, B., BARRERA, G. et PANSINI, M. (2019a). Simulated Moon agglutinates obtained from zeolite precursor by means of a low-cost and scalable synthesis method. *ACS Earth and Space Chemistry*.
- [Freyria *et al.*, 2019b] FREYRIA, F. S., MAROCCO, A., ESPOSITO, S., BONELLI, B., BARRERA, G., TIBERTO, P., ALLIA, P., OUDAYER, P., ROGGERO, A., MATÉO-VÉLEZ, J.-C., DANTRAS, E. et PANSINI, M. (2019b). Simulated moon agglutinates obtained from zeolite precursor by means of a low-cost and scalable synthesis method. *ACS Earth and Space Chemistry*, 3(9):1884–1895.
- [Gmsh, nd] GMSH (n.d.). Gmsh : a three-dimensional finite element mesh generator with built-in pre- and post-processing facilities.
- [Good Fellow, nd] GOOD FELLOW (n.d.). Verre sodocalcique - Sphère - Informations Matériau.
- [Guillemant, 2014] GUILLEMANT, S. (2014). *Étude et simulations des phénomènes d'interactions satellite-plasma et de leurs impacts sur les mesures de plasmas basses énergies*. Thèse de doctorat. Thèse de doctorat dirigée par Louarn, PhilippeGénot, Vincent Nathanaël et Matéo-Vélez, Jean-Charles Astrophysique, sciences de l'espace, planétologie Toulouse 3 2014.

- [Halekas *et al.*, 2005] HALEKAS, J. S., BALE, S. D., MITCHELL, D. L. et LIN, R. P. (2005). Electrons and magnetic fields in the lunar plasma wake. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 110(A7).
- [Hamaker, 1937] HAMAKER, H. C. (1937). The London—van der Waals attraction between spherical particles. *Physica*, 4(10):1058 – 1072.
- [Hansen et Autumn, 2005] HANSEN, W. R. et AUTUMN, K. (2005). Evidence for self-cleaning in gecko setae. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 102(2):385–389.
- [Hartmann *et al.*, 1976] HARTMANN, G. C., MARKS, L. M. et YANG, C. C. (1976). Physical models for photoactive pigment electrophotography. *Journal of Applied Physics*, 47(12):5409–5420.
- [Hartzell *et al.*, 2013] HARTZELL, C., WANG, X., SCHEERES, D. et HORÁNYI, M. (2013). Experimental demonstration of the role of cohesion in electrostatic dust lofting : COHESION IN ELECTROSTATIC DUST LOFTING. *Geophysical Research Letters*, 40(6):1038–1042.
- [Hays, 1991] HAYS, D. A. (1991). Role of Electrostatics in Adhesion. In LEE, L.-H., éditeur : *Fundamentals of Adhesion*, pages 249–278. Springer US, Boston, MA.
- [Heiken *et al.*, 1991] HEIKEN, G. H., VANIMAN, D. T. et FRENCH, B. M. (1991). Lunar sourcebook-A user's guide to the moon. *Research supported by NASA, . Cambridge, England, Cambridge University Press, 1991, 753 p. No individual items are abstracted in this volume.*
- [Hess *et al.*, 2015] HESS, S. L. G., SARRAILH, P., MATEO-VELEZ, J.-C., JEANTY-RUARD, B., CIPRIANI, F., FOREST, J., HILGERS, A., HONARY, F., THIEBAULT, B., MARPLE, S. R. et RODGERS, D. (2015). New SPIS Capabilities to Simulate Dust Electrostatic Charging, Transport, and Contamination of Lunar Probes. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 43(9):2799–2807.
- [Hong *et al.*, 1994] HONG, K. T., IMADOJEMU, H. et WEBB, R. (1994). Effects of oxidation and surface roughness on contact angle. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 8(4):279–285.
- [Horanyi *et al.*, 2015] HORANYI, M., SZALAY, J. R., KEMPF, S., SCHMIDT, J., GRUN, E., SRAMA, R. et STERNOVSKY, Z. (2015). A permanent, asymmetric dust cloud around the Moon. *Nature*, 522(7556):324–326.
- [Horányi, 1996] HORÁNYI, M. (1996). Charged Dust Dynamics in the Solar System. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 34(1):383–418.
- [Horányi *et al.*, 2014] HORÁNYI, M., STERNOVSKY, Z., LANKTON, M., DUMONT, C., GAGNARD, S., GATHRIGHT, D., GRÜN, E. et HANSEN, D. (2014). The Lunar Dust Experiment (LDEX) Onboard the Lunar Atmosphere and Dust Environment Explorer (LADEE) Mission. *Space Science Reviews*, 185(1-4):93–113.
- [Israelachvili, 2011] ISRAELACHVILI, J. N. (2011). *Intermolecular and surface forces*. Academic Press, Burlington, MA, 3rd ed édition. OCLC : ocn656213150.
- [Jackson *et al.*, 2011] JACKSON, T. L., FARRELL, W. M., KILLEN, R. M., DELORY, G. T., HALEKAS, J. S. et STUBBS, T. J. (2011). Discharging of Roving Objects in the Lunar Polar Regions. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 48(4):700–704.
- [Jackson *et al.*, 2015] JACKSON, T. L., FARRELL, W. M. et ZIMMERMAN, M. I. (2015). Rover wheel charging on the lunar surface. *Advances in Space Research*, 55(6):1710–1720.

- [Jean-Charles Matéo-Vélez *et al.*, 2010] JEAN-CHARLES MATÉO-VÉLEZ, BERNARD DIRASSEN et BELHAJ, M. (2010). Development of a predictive discharge numerical model on solar panels – Test Report. Rapport technique RT 6/14511 - DESP, ONERA, Toulouse, France.
- [Jones *et al.*, 2002] JONES, R., POLLOCK, H. M., CLEAVER, J. A. S. et HODGES, C. S. (2002). Adhesion Forces between Glass and Silicon Surfaces in Air Studied by AFM : Effects of Relative Humidity, Particle Size, Roughness, and Surface Treatment. *Langmuir*, 18(21):8045–8055.
- [Jonscher, 1977] JONSCHER, A. K. (1977). The ‘universal’ dielectric response. *Nature*, 267(5613):673–679.
- [Kipp, 1999] KIPP, T. (1999). The Project Apollo Archive.
- [Kremer et Schönhals, 2003] KREMER, F. et SCHÖNHALS, A., éditeurs (2003). *Broadband Dielectric Spectroscopy*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg.
- [Krupp et Sperling, 1966] KRUPP, H. et SPERLING, G. (1966). Theory of adhesion of small particles. *Journal of Applied Physics*, 37(11):4176–4180.
- [Labview, nd] LABVIEW (n.d.). En quoi consiste LabVIEW ? - National Instruments.
- [Lennard-Jones, 1929] LENNARD-JONES, J. E. (1929). The electronic structure of some diatomic molecules. *Transactions of the Faraday Society*, 25:668.
- [Linnarsson *et al.*, 2012] LINNARSSON, D., CARPENTER, J., FUBINI, B. et van WESTRENNEN, W. (2012). Toxicity of lunar dust. *Planetary and Space Science*, 74(1):57–71. arXiv : 1206.6328.
- [Liu et Taylor, 2011] LIU, Y. et TAYLOR, L. A. (2011). Characterization of lunar dust and a synopsis of available lunar simulants. *Planetary and Space Science*, 59(14):1769–1783.
- [LPI, 2009] LPI (2009). 12002. Rapport technique.
- [LPI, 2010] LPI (2010). 15301. Rapport technique.
- [LPI, 2011a] LPI (2011a). 14163. Rapport technique.
- [LPI, 2011b] LPI (2011b). 65015. Rapport technique.
- [Lucey, 2006] LUCEY, P. (2006). Understanding the Lunar Surface and Space-Moon Interactions. *Reviews in Mineralogy and Geochemistry*, 60(1):83–219.
- [Manka, 1973] MANKA, R. H. (1973). Plasma and Potential at the Lunar Surface. volume 37, page 347.
- [Margiotta *et al.*, 2010] MARGIOTTA, D. V., PETERS, W. C., STRAKA, S. A., RODRIGUEZ, M., MCKITTRICK, K. R. et JONES, C. B. (2010). The Lotus coating for space exploration : a dust mitigation tool. page 77940I, San Diego, California, United States.
- [Margot *et al.*, 1999] MARGOT, J.-L., CAMPBELL, D. B., JURGENS, R. F. et SLADE, M. A. (1999). Topography of the lunar poles from radar interferometry : A survey of cold trap locations. *Science*, 284(5420):1658–1660.
- [Marinho *et al.*, 2012] MARINHO, B., GHISLANDI, M., TKALYA, E., KONING, C. E. et de WITH, G. (2012). Electrical conductivity of compacts of graphene, multi-wall carbon nanotubes, carbon black, and graphite powder. *Powder Technology*, 221:351–358.

- [Matsunaga, 1979] MATSUNAGA, T. (1979). Relationship Between Surface Energy and Surface Contamination. In MITTAL, K. L., éditeur : *Surface Contamination : Genesis, Detection, and Control*, pages 47–56. Springer US, Boston, MA.
- [Mckay, 1993] MCKAY, D. S. C. (1993). JSC-1 : A new lunar regolith simulant.
- [Mittal et Jaiswal, 2015] MITTAL, K. et JAISWAL, R., éditeurs (2015). *Particle Adhesion and Removal : Mittal/Particle*. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, NJ, USA.
- [Mizes *et al.*, 2000] MIZES, H., OTT, M., EKLUND, E. et HAYS, D. (2000). Small particle adhesion : measurement and control. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 165(1):11–23.
- [Monolite, nd] MONOLITE, U. (n.d.). DNA-1 Lunar Regolith Simulant - Material Safety Data Sheet.
- [Montes *et al.*, 2010] MONTES, J. M., CUEVAS, F. G. et CINTAS, J. (2010). Analytical theory for the description of powder systems under compression. *Applied Physics A*, 99(4):751–761.
- [Montes *et al.*, 2011] MONTES, J. M., CUEVAS, F. G., CINTAS, J. et URBAN, P. (2011). Electrical conductivity of metal powders under pressure. *Applied Physics A*, 105(4):935–947.
- [Mott, 1969] MOTT, N. F. (1969). Conduction in non-crystalline materials : III. Localized states in a pseudogap and near extremities of conduction and valence bands. *Philosophical Magazine*, 19(160):835–852.
- [NASA, 2014] NASA (2014). NASA Rover Opportunity’s Selfie Shows Clean Machine.
- [NASA, 1999] NASA, J. (1999). Clementine Observes the Moon, Solar Corona, and Venus.
- [Necmi Cihan Örgür *et al.*, 2018] NECMI CIHAN ÖRGER, J. RODRIGO CORDOVA-ALARCON et KAZUHIRO TOYODA (2018). Investigation of Electrostatic Transportation of Lunar Dust Grains due to Ambient Plasma Conditions.
- [Nichols, 2019] NICHOLS, K. D. (2019). New Electrostatic Charge Models Show Dust Lofting at Ryugu and Bennu .
- [Ogilvie *et al.*, 1996] OGILVIE, K. W., STEINBERG, J. T., FITZENREITER, R. J., OWEN, C. J., LAZARUS, A. J., FARRELL, W. M. et TORBERT, R. B. (1996). Observations of the lunar plasma wake from the WIND spacecraft on December 27, 1994. *Geophysical Research Letters*, 23(10):1255–1258.
- [Olhoeft *et al.*, 1974a] OLHOEFT, G. R., FRISILLO, A. L. et STRANGWAY, D. W. (1974a). Electrical properties of lunar soil sample 15301,38. *Journal of Geophysical Research*, 79(11):1599–1604.
- [Olhoeft *et al.*, 1974b] OLHOEFT, G. R., FRISILLO, A. L., STRANGWAY, D. W. et SHARPE, H. (1974b). Temperature dependence of electrical conductivity and lunar temperatures. *The Moon*, 9(1-2):79–87.
- [Olhoeft *et al.*, 1973] OLHOEFT, G. R., STRANGWAY, D. W. et FRISILLO, A. L. (1973). Lunar sample electrical properties. volume 4, page 3133.
- [O’Neill, 1968] O’NEILL, M. E. (1968). A sphere in contact with a plane wall in a slow linear shear flow - ScienceDirect.
- [Ott et Mizes, 1994] OTT, M. L. et MIZES, H. A. (1994). Atomic force microscopy adhesion measurements of surface-modified toners for xerographic applications. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 87(3):245–256.

- [Oudayer *et al.*, 2019] OUDAYER, P., MONNIN, L., MATÉO-VÉLEZ, J., HESS, S. L. G., SARRAILH, P., MURAT, G. et ROUSSEL, J. (2019). Multiscale Modeling of Dust Charging in Simulated Lunar Environment Conditions. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 47(8):3710–3716.
- [Owens et Wendt, 1969] OWENS, D. K. et WENDT, R. C. (1969). Estimation of the surface free energy of polymers. *Journal of Applied Polymer Science*, 13(8):1741–1747.
- [Pansini *et al.*, 2017] PANSINI, M., DELL’AGLI, G., MAROCCO, A., NETTI, P. A., BATTISTA, E., ALBERTO, G. et ARLETTI, R. (2017). Preparation and Characterization of Magnetic and Porous Metal-Ceramic Nanocomposites from a Zeolite Precursor and Their Application for DNA Separation. *Journal of Biomedical Nanotechnology*, 13(3):337–348.
- [Park *et al.*, 2008] PARK, J., LIU, Y., KIHM, K. D. et TAYLOR, L. A. (2008). Characterization of Lunar Dust for Toxicological Studies. I : Particle Size Distribution. *Journal of Aerospace Engineering*, 21(4):266–271.
- [Patel, 2019] PATEL, A. V. (2019). Cohesive regolith clump size prediction on airless bodies.
- [Peillon *et al.*, 2018] PEILLON, S., AUTRICQUE, A., GENSDARMES, F., GRISOLIA, C. et PLUCHERY, O. (2018). Adhesion of tungsten microspheres on rough tungsten surfaces using Atomic Force Microscopy. Submitted to Journal of Colloid and Interface Science. *Journal of Colloid and Interface Science*.
- [Perko *et al.*, 2001] PERKO, H. A., NELSON, J. D. et SADEH, W. Z. (2001). Surface Cleanliness Effect on Lunar Soil Shear Strength. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, 127(4):371–383.
- [Poppe *et al.*, 2012] POPPE, A. R., PIQUETTE, M., LIKHANSKII, A. et HORÁNYI, M. (2012). The effect of surface topography on the lunar photoelectron sheath and electrostatic dust transport. *Icarus*, 221(1):135–146.
- [Prasanta, 2012] PRASANTA, K. M. (2012). *Physics of Condensed Matter*. Elsevier.
- [Rabinovich *et al.*, 2000a] RABINOVICH, Y. I., ADLER, J. J., ATA, A., SINGH, R. K. et MOUDGIL, B. M. (2000a). Adhesion between Nanoscale Rough Surfaces. *Journal of Colloid and Interface Science*, 232(1):10–16.
- [Rabinovich *et al.*, 2000b] RABINOVICH, Y. I., ADLER, J. J., ATA, A., SINGH, R. K. et MOUDGIL, B. M. (2000b). Adhesion between Nanoscale Rough Surfaces. *Journal of Colloid and Interface Science*, 232(1):17–24.
- [Rebiere, 2018] REBIERE, B. (2018). Patte de gecko (tarente de Maurétanie).
- [Roggero, 2015] ROGGERO, A. (2015). *Analyse du vieillissement d’un adhésif silicone en environnement spatial : influence sur le comportement électrique*. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier-Toulouse III.
- [Ryu *et al.*, 2018] RYU, B.-H., WANG, C.-C. et CHANG, I. (2018). Development and Geotechnical Engineering Properties of KLS-1 Lunar Simulant. *Journal of Aerospace Engineering*, 31(1):04017083.
- [Salazar-Banda *et al.*, 2007] SALAZAR-BANDA, G., FELICETTI, M., GONÇALVES, J., COURY, J. et AGUIAR, M. (2007). Determination of the adhesion force between particles and a flat surface, using the centrifuge technique. *Powder Technology*, 173(2):107–117.

- [Schulz *et al.*, 2015] SCHULZ, R., HILCHENBACH, M., LANGEVIN, Y., KISSEL, J., SILEN, J., BRIOIS, C., ENGRAND, C. et HORNING, K. (2015). Comet 67p/Churyumov-Gerasimenko sheds dust coat accumulated over the past four years. *Nature*, 518(7538):216–218.
- [Schwerer *et al.*, 1973] SCHWERER, F. C., HUFFMAN, G. P., FISHER, R. M. et NAGATA, T. (1973). Electrical conductivity of lunar surface rocks at elevated temperatures. volume 4, page 3151.
- [Schwerer *et al.*, 1974] SCHWERER, F. C., HUFFMAN, G. P., FISHER, R. M. et NAGATA, T. (1974). *Electrical conductivity of lunar surface rocks - Laboratory measurements and implications for lunar interior temperatures.*
- [Sillars, 1937] SILLARS, R. W. (1937). The properties of a dielectric containing semiconducting particles of various shapes. *Institution of Electrical Engineers - Proceedings of the Wireless Section of the Institution*, 12(35):139–155.
- [Soltani et Ahmadi, 1999] SOLTANI, M. et AHMADI, G. (1999). Detachment of rough particles with electrostatic attraction from surfaces in turbulent flows. *Journal of Adhesion Science and Technology*, 13(3):325–355.
- [SPIS, 2002] SPIS (2002). Spacecraft Plasma Interaction Network in Europe - SPIS Home Page.
- [Sternovsky *et al.*, 2002] STERNOVSKY, Z., ROBERTSON, S., SICKAFOOSE, A., COLWELL, J. et HORÁNYI, M. (2002). Contact charging of lunar and Martian dust simulants : CHARGING OF LUNAR AND MARTIAN DUST SIMULANTS. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 107(E11):15–1–15–8.
- [Strangway *et al.*, 1972] STRANGWAY, D., CHAPMAN, W., OLHOEFT, G. et CARNES, J. (1972). Electrical properties of lunar soil dependence on frequency, temperature and moisture. *Earth and Planetary Science Letters*, 16(2):275–281.
- [Stubbs *et al.*, 2006] STUBBS, T. J., VONDRAK, R. R. et FARRELL, W. M. (2006). A dynamic fountain model for lunar dust. *Advances in Space Research*, 37(1):59–66.
- [Tekna, nd] TEKNA (n.d.). Systèmes de Sphéroïdisation | Tekna.
- [Tonks et Langmuir, 1929] TONKS, L. et LANGMUIR, I. (1929). Oscillations in Ionized Gases. *Physical Review*, 33(2):195–210.
- [ToolBox, 2004] TOOLBOX, E. (2004). Friction and Friction Coefficients for various Materials.
- [Trek, nd] TREK (n.d.). TREK Product - Model 323 Electrostatic Voltmeter.
- [Tsai *et al.*, 1991] TSAI, C.-J., PUI, D. Y. et LIU, B. Y. (1991). Elastic flattening and particle adhesion. *Aerosol Science and Technology*, 15(4):239–255.
- [United States. : National Advisory Committee for Aeronautics, 1950] UNITED STATES. : NATIONAL ADVISORY COMMITTEE FOR AERONAUTICS (1950). *Boundary layers in fluids with little friction : = Grenzschichten in flüssigkeiten mit kleiner reibung.* Washington, D.C. : National Advisory Committee for Aeronautics.
- [Valls et Frèze, nd] VALLS, R. et FRÈZE, R. (n.d.).
- [Walton, 2007] WALTON, O. R. (2007). Adhesion of Lunar Dust. Rapport technique.

- [Wang *et al.*, 2016] WANG, X., SCHWAN, J., HSU, H.-W., GRÜN, E. et HORÁNYI, M. (2016). Dust charging and transport on airless planetary bodies : Electrostatic Dust Transport. *Geophysical Research Letters*, 43(12):6103–6110.
- [Weinstein, nd] WEINSTEIN, M. (n.d.). Characterization Data for the JSC-1a Family of Simulants.
- [Zimmerman *et al.*, 2016] ZIMMERMAN, M. I., FARRELL, W. M., HARTZELL, C. M., WANG, X., HORÁNYI, M., HURLEY, D. M. et HIBBITTS, K. (2016). Grain-scale supercharging and breakdown on airless regoliths : REGOLITH SUPERCHARGING AND BREAKDOWN. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 121(10):2150–2165.
- [Zimon, 1982] ZIMON, A. D. (1982). *Adhesion of Dust and Powder*. Springer US.
- [Zoetewij *et al.*, 2009] ZOETEWIJ, M. L., van der DONCK, J. C. J. et VERSLUIS, R. (2009). Particle Removal in Linear Shear Flow : Model Prediction and Experimental Validation. *Journal of Adhesion Science and Technology*, 23(6):899–911.