Étude de la mise en suspension aéraulique appliquée à la problématique des poussières dans le futur tokamak ITER

Anthony Rondeau

▶ **To cite this version:**

Anthony Rondeau. Étude de la mise en suspension aéraulique appliquée à la problématique des poussières dans le futur tokamak ITER. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Paris Saclay (COmUE), 2015. Français. NNT : 2015SACLS181 . tel-01281475

HAL Id: tel-01281475

https://theses.hal.science/tel-01281475

Submitted on 2 Mar 2016

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.

NNT : 2015SACLS181

THESE DE DOCTORAT
DE
L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY
PREPAREE A
L'UNIVERSITE PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE N° 579
Sciences mécaniques et énergétiques, matériaux et géosciences

Spécialité de doctorat : Mécanique des fluides

Par

M. Anthony Rondeau

Etude de la mise en suspension aéraulique appliquée à la problématique des poussières dans le futur tokamak ITER

Thèse présentée et soutenue à l'INSTN de Saclay, le 7 décembre 2015 :

Composition du Jury :

M. Philippe Gondret, Professeur, Université Paris-Sud, Président
Mme Cécile Arnas, Directrice de Recherche, Université Aix-Marseille, Rapporteur
M. Alfred Weber, Professeur, Université de Clausthal, Rapporteur
M. Christian Grisolia, Directeur de Recherche, CEA, Examinateur
M. Jonathan Merrison, Senior Scientist, Université d'Aarhus, Examinateur
M. François Gensdarmes, Chef du LPMA, IRSN, Examinateur
M. Jean-Christophe Sabroux, Expert Sénior, IRSN, Examinateur
M. Eric Chassefière, Directeur de recherche, CNRS, Directeur de thèse

Cette page est volontairement laissée blanche pour une impression recto-verso

REMERCIEMENTS

Sous la menace de certaines personnes dont je tairai les noms — à savoir l'ensemble de mon laboratoire et de mes amis — je suis contraint et forcé de rédiger des remerciements qui, je dois l'admettre, sont plus que mérités. Ils m'ont tout de même supporté trois ans ! Trois années de discussions « philosophiques » à la pause-café, trois ans de coups fourrés mais surtout trois bonnes années où plus que des collègues j'ai trouvé des amis. Parfois, ma vie de « Normand » me manquait, mais je ne regrette pas l'avoir quittée et partagé ces trois années de thèse à vos côtés. Merci à tous !

Ma première expérience à l'IRSN s'est déroulée au **LECEV** où j'ai effectué mon stage de fin d'année de master 2 sous la tutelle de **Pascal** et **Manu**. Grâce à eux, j'ai découvert le monde de la recherche, le goût de l'expérimentation et la satisfaction que pouvait apporter la résolution de problèmes permettant d'avancer dans les connaissances. Outre cela, durant ma thèse, bien que dans un autre laboratoire, ils étaient encore présents et prêts à m'aider si besoin il y avait. Merci Pascal ! Merci Manu ! Sans oublier Amandine et sa bonne humeur que je remercie également.

Après avoir appris que je passais mon temps libre à casser des mâchoires (pour ceux qui ne le savent pas, je suis un boxeur, maintenant à la retraite…) et que, par conséquent, j'étais « un bon gars », **Jean-Christophe** m'a tout de suite accepté comme thésard. J'ai très vite compris qu'il cherchait en réalité un coéquipier cycliste avec qui il pourrait boire un petit coup, de temps en temps, de Côte de Provence. Merci Jean-Christophe ! Mes mots ne seront pas suffisants pour décrire tes qualités scientifiques et humaines. Ce fût un plaisir d'apprendre à tes côtés, de t'accompagner sur les cols du Canadel, du Taillude et du Babaou, de manger une glace au marron de fabrication artisanale à Collobrières, de marcher sur les pas d'Orson Welles à Vienne, et de finir sur le Mont Ventoux entouré de murs de neige, avec Gauzelin — que je remercie pour l'organisation des célèbres journées des thèses IRSN et que je félicite pour l'obtention du maillot à petit poids.

François G., tes remarques sont assez dures à encaisser puisqu'elles sont scientifiquement bien fondées et qu'elles piquent dans le vif. Avant le commencement de ma thèse, je t'avais dit que je me donnerai « corps et âme », j'y ai laissé mes ligaments croisés ! Bien que tu ne sois pas mon tuteur de thèse, tu m'as tout de même guidé et suivi tout au long de ma thèse et je t'en remercie.

Jean-Claude, à tous ignorants qui ne le savent pas, c'est le chef de service du SCA et un très bon parti selon la gente féminine… Jean-Claude, ce fût un réel plaisir de te connaître. Merci et gare aux beaux mollets !

Merci **Eric**, d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse. L'analogie entre ITER et la planète Mars, proposée par Jean-Christophe, a était un succès et montre l'intérêt de communiquer et de travailler avec d'autres communautés scientifiques afin de ne pas rester cloitré à son domaine spécialisé.

Merci à toutes les personnes du LPMA. **Sylvain Bondiguel**, un bon et gentil gars quoiqu'un peu louche avec ses figurines. Merci **Sylvain** de ton aide diverse et variée. Ensemble on a mis au point le CATP (Canon A Tas de Poussière) dont l'idée nous a été piquée par **FX**. On aurait dû écouter **Zak** et breveter le dispositif. Peace, mais pas sur la tente de **Seb** que je remercie par la même occasion ! Hè **Benoît Marcillaud**, on va faire du MEB ? Ouais carrément ! Merci Benoît de ta disponibilité pour faire des « trucs cools ». Bon, tu t'es dégonflé pour la deuxième étape dans les « montagnes » de Saint-Tropez mais on compte sur toi l'année prochaine, chauffe toi gros mollets ! Le deuxième Benoît est **Benoît Sabot**, l'homme parfait. Merci Benoît ! Grace à toi, j'ai une magnifique monture qui me permet d'explorer les forêts de l'Essonne et des Yvelines : de Villiers à Rambouillet en passant par Gif et Magny. Merci de tes conseilles et de ton intérêt pour mes expériences sur BISE. Pom Pom Pom, **Doudoune** ! Merci de m'avoir fait découvrir la randonnée. Le Verdon et ses gorges sont magnifiques. Si vous avez une loi de probabilité à calculer, c'est votre homme. D'ailleurs,

grâce à ces calculs probabilistes, nous avons eu une très bonne place au concours pronostique de la coupe du monde de rugby 2015 (quelque chose comme dix-huitième sur vingt) ! **FX**, t'es un ouf mais tout le monde le sait. Ce fût un honneur de te côtoyer, toi qui ressorts comme le meilleur chercheur selon *Researchgate*… Le moindre problème ou la moindre question scientifique et tu es là. Tu sais déconner et être sérieux quand il le faut. Merci FX. **Sylvain** (Fauvel), merci Camarade Viking pour tes conseils de sécurité. **Samuel**, merci d'être venu avec moi en Allemagne, au Danemark et en Espagne. Le surf à San Sébastian est un très bon souvenir ! **Audrey the best**, ma fidèle coéquipière. Merci de m'avoir accompagné dans les manips. Ce fût un plaisir très chère ! Merci à **François Salm** de m'avoir supporté jusqu'à la fin. Merci à **Bernadette, Anne-Laure** et **Mamadou**, nouvellement arrivés au SCA. **Nathalie**, le matin, quand tu prendras ton thé, je ne serai probablement plus là… Merci ! **Mélanie** et **Caroline**, les patronnes d'IRMA ! Merci pour votre bonne humeur. Merci **Céline** pour ces discussions féministes qui vont me manquer… Fais attention au Grand-Duc qui rode dans la forêt de Villiers. Merci à **Laura** et **Mickael Patry** le roi des dépôts de particules d'avoir partagé mon (notre) bureau pendant les derniers moments de ma thèse. Merci **Nico F.** pour ta gentillesse et merci **Hortense** d'avoir pris de temps en temps un thé avec moi.

De manière générale, merci à toutes les personnes du **SCA**. Merci au **LEMAC**, notamment à **Laurent R**. pour la relecture de mes rapports et articles et **Thomas Gelain** qui s'est intéressé à mon sujet de thèse. Merci à **Florent**, **Nicolas L.**, et **Jérôme** avec qui j'ai partagé des moments footballistiques. Merci à **Davide** pour ses conseils d'impression et merci à **Catherine R.** Merci **Thomas Chochon**. Merci **Laurent**, nouvellement nommé chef du SCA. Merci **Mathieu** pour ton soutien informatique. Merci **Nadia** pour le gâteau au chocolat que je n'ai pas goûté. Merci au **BAC**, en particulier merci **Eloi** avec qui j'ai pu interagir lors de réunions pourtant sur mes travaux de thèse. Merci également à **Sarah** pour son attrait à mes études de thèse. **Catherine** et **Geneviève**, je vous ai un peu embêtées avec mes rapports, mon courrier, mes missions ou encore mes commandes. Merci d'avoir géré tout ça avec brio.

Merci aux anciens et nouveaux thésards du SCA que j'ai pu connaître durant ces trois ans. **Zak**, **Simon**, **Pierre**, **Soso**, **Edouard**, **Yousef**, **Charlène** et tous les autres que j'ai pu côtoyer aux journées des thèses.

Merci aux autres collègues qui ont travaillé à mes côtés. En particulier **Christian Grisolia** travaillant sur Tore-Supra et **Jon Merrison** responsable de la soufflerie martienne. Meri également à **Pierre Cortes** pour la visite du chantier ITER.

Merci **Jackie** ! Parfois je t'ai un peu saoulée (je ne parle pas du rosé pamplemousse) mais on a surtout passé de bons moments ensemble, que ce soit à Paris où dans le Sud. J'espère en passer d'avantage avec toi…

Enfin je remercie mes amis, **Mous**, **Jean**, **Willy** et **Abdilus** ainsi que ma famille et en particulier ma **Maman**.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 17

CHAPITRE 1 DE LA FUSION THERMONUCLEAIRE A LA FUTURE INSTALLATION ITER 19

1.1 La fusion nucléaire ou thermonucléaire 21

1.1.1 La physique du processus de fusion nucléaire 21

1.1.2 La maîtrise de la fusion sur Terre 22

1.2 De la poussière dans les tokamaks 28

1.2.1 Un empoussièrement encombrant dans ITER 28

1.2.2 La problématique liée à la présence de ces poussières 30

1.2.3 Les études réalisées dans les tokamaks existants 32

1.2.3.1 Le tokamak Tore-Supra 33

1.2.3.2 Le tokamak ASDEX Upgrade 36

1.2.3.3 La rétention du deutérium et du tritium dans le tokamak JT-60U 38

CHAPITRE 2 LE MECANISME DE MISE EN SUSPENSION DE PARTICULES PAR UN ECOULEMENT D'AIR 41

2.1 Etablissement des bases physique du mécanisme de mise en suspension 43

2.1.1 Un milieu environnant maîtrisé 43

2.1.1.1 Les grandeurs intensives 44

2.1.1.1.1 La masse volumique 44

2.1.1.1.2 La viscosité dynamique et cinématique 45

2.1.1.1.3 Le libre parcours moyen dans l'air 46

2.1.1.2 Les nombres adimensionnels et les coefficients ou facteurs en relation 47

2.1.1.2.1 Le nombre de Reynolds 47

2.1.1.2.2 Le coefficient de traînée C_d permettant de déterminer la force de traînée 50

2.1.1.2.3 Le nombre de Knudsen 52

2.1.1.2.4 Le facteur de Cunningham 53

2.1.1.3 Profils de vitesse dans une couche limite turbulente 56

2.1.2 Les forces impliquées dans le mécanisme de mise en suspension 58

2.1.2.1 Les forces d'adhésion 58

2.1.2.1.1 Les forces de Van der Waals 59

2.1.2.1.2 Les forces de gravité 63

2.1.2.1.3 Les forces électrostatiques 64

2.1.2.1.4 Les forces de capillarité 64

2.1.2.2 Les forces aérauliques 65

2.1.2.2.1 La force de portance 65

2.1.2.2.2 La force de traînée 66

2.1.3 Les modèles de mise en suspension 67

2.1.3.1 Le modèle Rock'n Roll modifié de Zhang (2011) 73

2.2 Les experiences de mise en suspension 75

2.2.1 La mise en suspension de particules à pression atmosphérique 75

2.2.1.1 L'installation BISE-I 75

2.2.1.2 La soufflerie de l'Université de Notre Dame (USA) 76
2.2.1.3 La soufflerie de l'institut de la dynamique des fluides (Dresden, Allemagne) 77
2.2.2 La mise en suspension de particules à basse pression 77
2.2.3 La mise en suspension de particules par effet photoélectrique : le cas de La Lune 79
2.2.4 La mise en suspension de particules par un écoulement transitoire 80
2.2.4.1 L'installation AeReST (Aerosol Resuspension Shock Tube) 80
2.2.4.2 L'installation STARDUST 81

CHAPITRE 3 ETUDES EXPERIMENTALES DE DEPOTS DE PARTICULES MICRONIQUES 85
3.1 Caractérisation de particule produites en tokamak 87
3.1.1 Une collecte de particules s'appuyant sur le mécanisme de mise en suspension 88
3.1.2 Collecte et analyse des particules produites dans AUG 90
3.1.3 Comparaison avec les données de la littérature 92
3.2 Les mesures de forces d'adhésion par AFM 94
3.2.1 Présentation de la technique de mesure 95
3.2.2 Systèmes à l'étude 96
3.2.3 Mesures AFM avec la surface MES 99
3.2.4 Mesures AFM effectuées avec les surfaces « ITER-like » 106
3.2.5 Synthèse des mesures AFM 111
3.3 Les dépôts de particules mis en suspension 112
3.3.1 Les poudres utilisées 112
3.3.1.1 Caractérisation de la poudre W 12 114
3.3.1.2 Caractérisation de la poudre C 20 116
3.3.1.3 Caractérisation de la poudre SPM 95 117
3.3.2 Les dépôts de particules monocouche 120
3.3.3 Les dépôts de particules multicouches 121
3.3.3.1 La réalisation de dépôts multicouches 121
3.3.3.2 Caractérisation des dépôts de particules multicouches 123

CHAPITRE 4 LES ECOULEMENTS AERAULIQUES A L'ETUDE 127
4.1 La veine aéraulique BISE-II 129
4.1.1 Présentation de la soufflerie BISE-II 129
4.1.2 Caractérisation aéraulique de la soufflerie BISE-II 130
4.1.2.1 Mesures de la vitesse de l'écoulement d'air par PIV 130
4.1.2.2 Détermination théorique de la vitesse de l'écoulement d'air 136
4.1.2.3 Détermination de la vitesse de frottement u* 138
4.1.2.4 Détermination des distributions de fluctuation des force aérauliques 139
4.2 La soufflerie danoise AWTS-II 141
4.2.1 Présentation de la soufflerie AWTS-II 141
4.2.2 Caractérisation aéraulique de la soufflerie AWTS-II 143
4.2.2.1 Mesures de la vitesse d'écoulement par LDV 143
4.2.2.2 Détermination de la vitesse de frottement u* 147
4.2.2.3 Détermination de f_{rms} 148
4.3 Les soufflerie BISE-II et AWTS-II comparées aux scénarios LOVA envisagés dans ITER 150

CHAPITRE 5 MISE EN SUSPENSION DE DEPOTS MONOCOUCHE 153
5.1 Une mesure expérimentale utilisant un microscope optique 155
5.2 Expériences réalisées à 1 000 mbar et avec une vitesse de frottement de 1,4 m.s^{-1} . 157
5.3 Expériences réalisées à 1000 mbar et avec une vitesse de frottement de 1,0 m.s^{-1} .. 162
5.4 Expériences réalisées à 300 mbar et avec une vitesse de frottement de 1,0 m.s^{-1}.... 166
5.5 Ajustement des forces aérauliques..... 169
5.5.1 Prise en compte des fluctuations des forces aérauliques s'exerçant dans BISE-II 169
5.5.2 La réduction du frottement dans les forces aérauliques 171
5.6 Adaptation des forces d'adhésion en fonction de nos résultats expérimentaux..... 172

CHAPITRE 6 MISE EN SUSPENSION DE DEPOTS MULTICOUCHES..... 175
6.1 Systèmes de mesure développés..... 177
6.1.1 Présentation et calibration de la mesure effectuée par extinction de la lumière 177
6.1.2 Présentation et calibration de la mesure effectuée par réflexion de la lumière 180
6.2 Effet de la pression environnante dans la mise en suspension..... 184
6.2.1 Données expérimentales obtenues avec la poudre d'oxyde d'aluminium SPM 95 184
6.2.2 Données expérimentales obtenues avec la poudre tungstène C 20 186
6.2.3 Etude de la réduction du frottement à basse pression 188
6.3 Mise en suspension par agglomérats de particules..... 189
6.4 Effet de la concentration surfacique dans la mise en suspension 192

CHAPITRE 7 LA CINETIQUE DE LA MISE EN SUSPENSION 195
7.1 Mesures en temps réel de la mise en suspension de dépôts particulaires multicouches 197
7.2 Le dispositif expérimental mis en place..... 198
7.3 Etalonnage du dispositif de mesure 200
7.4 Résultats des expériences de mise en suspension 201
7.5 Les fractions de particules mises en suspension 208

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES 211

REFERENCES 217

TABLE DES FIGURES

Figure 1.1 – Le Laser Mégajoule du CESTA de Bordeaux (France, http://www-lmj.cea.fr/fr/lmj/index.htm). 23

Figure 1.2 – La *Z-Machine* du laboratoire Sandia au Nouveau-Mexique (Etats-Unis, http://www.sandia.gov/z-machine/). 23

Figure 1.3 – Photographie du Stellarator Wendelstein 7-X à Greifswald (Allemagne), extrait du site http://www.ipp.mpg.de/3397401/03_14. 24

Figure 1.4 – Schéma du confinement du plasma du Wendelstein 7-X, extrait du site http://www.ipp.mpg.de/2815232/konzeptentwicklung. 24

Figure 1.5 – Le tokamak ITER à Cadarache (France), extrait du site https://www.iter.org/fr/gallery/com_image_download#411. 25

Figure 1.6 – Diagramme de Lawson (Q_{DT} est le rendement énergétique). 26

Figure 1.7 – Chronologie du projet *ITER* (voir aussi l'interview de Bigot du 25 août 2015). 27

Figure 1.8 – Diagramme d'Ellingham. 32

Figure 1.9 – Photographie de l'intérieur de la chambre à vide du tokamak Tore-Supra (source : http://www-fusion-magnetique.cea.fr/). 34

Figure 1.10 – Comparaison entre le *limiter* du tokamak Tore Supra (à gauche) et le divertor du tokamak *JET* (à droite). 34

Figure 2.1 – Masse volumique de l'air calculée en fonction de la pression à différentes températures fixées (10, 23, 50 et 130°C). 45

Figure 2.2 – Viscosité dynamique de l'air en fonction de sa température. 46

Figure 2.3 – Evolution du libre parcours moyen en fonction de la pression à différentes températures. 47

Figure 2.4 – Evolution du nombre de Reynolds *Re* en fonction de la vitesse de l'écoulement dans les souffleries *BISE-II* et *AWTS-II*. 48

Figure 2.5 – Nombre de Reynolds particulaire Re_p en fonction de la vitesse de l'écoulement d'air entrant en interaction avec la particule et de diamètres particulaires fixés. 49

Figure 2.6 – Calcul et comparaison des différents facteurs de traînée C_d déterminés par différents auteurs. 52

Figure 2.7 – Calculs analytiques du nombre de Knudsen *Kn* en fonction de la pression *P* à des diamètres de particules et à des températures du gaz fixés 53

Figure 2.8 - Coefficient de Cunningham Cu en fonction du nombre de Knudsen. 55

Figure 2.9 - Profil de vitesse d'un écoulement turbulent dans un conduit. 56

Figure 2.10 - Lois universelles d'une couche limite turbulente. 58

Figure 2.11 - Rayon de contact adimensionné en fonction du paramètre de Tabor. 61

Figure 2.12 - Force de contact adimensionnée en fonction du paramètre de Tabor. 62

Figure 2.13 - Calcul des forces de Van der Waals en fonction du diamètre de la particule de tungstène sur une surface de tungstène et des zones d'application des modèles. 62

Figure 2.14 - Schéma du mouvement de basculement et de roulement dans le modèle Rock'n Roll. 68

Figure 2.15 - Fractions de particules *Kr* mises en suspension en fonction du diamètre des particules, calculées pour deux énergies surfaciques 4,4 et 0,56 $J.m^{-2}$. La vitesse de frottement u^* a été fixée à 2 $m.s^{-1}$, la pression à 1 000 mbar, la température à 23°C et le temps de l'écoulement d'air à 60 s. 71

Figure 2.16 - Fractions de particules *Kr* mises en suspension en fonction de la vitesse de frottement u^*. Le calcul a été réalisé avec deux énergies surfaciques 4,4 et 0,56 J.m^{-2}, un diamètre particulaire fixé à 5 µm, une pression de 1 000 mbar, une température ambiante de 23°C, et un temps d'exposition à l'écoulement d'air de 60 s. 71

Figure 2.17 - Fractions de particules *Kr* mises en suspension en fonction de la pression P du milieu environnant. Le calcul a été réalisé avec deux énergies surfaciques 4,4 et 0,56 J.m^{-2}, un diamètre particulaire fixé à 5 µm, une pression de 1 000 mbar, une température ambiante de 23°C, et un temps d'exposition à l'écoulement d'air de 60 s. 72

Figure 2.18 - Fractions de particules *Kr* mises en suspension en fonction du temps d'exposition à l'écoulement d'air. Le calcul a été réalisé avec deux énergies surfaciques 4,4 et 0,56 J.m^{-2}, un diamètre particulaire fixé à 5 µm, une pression de 1 000 mbar, une température ambiante de 23°C, et une vitesse de frottement de 2 m.s^{-1}. 72

Figure 2.19 - Fractions de particules *Kr* mises en suspension en fonction de la vitesse de frottement u^*. Dans ce calcul, une énergie surfacique de 0,56 J.m^{-2}, un diamètre particulaire de 5 µm, une pression de 1000 mbar, une température ambiante de 23°C, et un temps d'exposition à l'écoulement d'air de 60 s ont été arbitrairement fixés. 74

Figure 2.20 - Photographie et schéma de l'installation *MARSWIT* (Ames Research Center, Moffett Field, California, extrait de Leach *et al.*, 1989 en libre accès sur internet). 78

Figure 2.21 - Photographie et schéma de la soufflerie *AWTS-I* de l'Université d'Aarhus (extrait du site internet de l'Université d'Aarhus : http://marslab.au.dk/windtunnel-facilities/wind-tunnel/). 78

Figure 2.22 – Organigramme de la démarche scientifique de mes travaux de thèse. 84

Figure 3.1 – Schéma de la *Duster Box* mettant en évidence la sonde aéraulique qui a été plaquée sur les *PFCs* du tokamak *AUG*. 88

Figure 3.2 – Vitesse de frottement u^* dans la sonde aéraulique de la *Duster Box* : les profils à différentes abscisses x sont parfaitement superposés. Les positions $x = 0$ et $x = 0{,}015$ correspondent respectivement au bord et au milieu de la sonde aéraulique. 89

Figure 3.3 – Fractions *Kr* de particules mises en suspension en fonction du diamètre des particules d_p, calculées pour deux énergies surfaciques d'adhésion distinctes : 4,4 et 0,56 J.m^{-2}. 90

Figure 3.4 – Photographie des *PFCs* auscultés par la sonde aéraulique de la *Duster Box*. 90

Figure 3.5 – Distribution granulométrique en nombre, obtenue par microscopie optique, de particules produites dans le tokamak *AUG*. 91

Figure 3.6 – Schéma de principe de la mesure par *AFM*. 95

Figure 3.7 – Photographie MEB, réalisée à l'IRSN/Saclay, d'une particule de tungstène greffée sur une pointe *AFM*. 95

Figure 3.8 – Rugosité de surface moyenne en fonction de l'intensité d'exposition à un flux de plasma d'argon. 97

Figure 3.9 – Photographie MEB de la surface « *ITER-like* » originelle (sans exposition à un plasma). 97

Figure 3.10 – Photographie MEB de la surface « *ITER-like* » exposée à 5 sccm. 98

Figure 3.11 – Photographie MEB de la surface « *ITER-like* » exposée à 30 sccm. 98

Figure 3.12 – Photographie MEB de la particule, ayant un diamètre proche d'un micromètre, utilisée pour les mesures *AFM*. 99

Figure 3.13 – Mesures expérimentales par *AFM* des forces d'adhésion entre une particule de tungstène, d'un diamètre équivalent en surface projetée de 2,02 µm, et d'une surface de tungstène dont les paramètres de rugosité R_q et R_a sont respectivement autour de 322 et 247 nm. Les cinq histogrammes correspondent à l'exploration de cinq zones différentes de la même surface. 100

Figure 3.14 – *Idem* figure 3.13, mais avec une particule de tungstène d'un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projetée de 6,29 µm. 101

Figure 3.15 – *Idem* figure 3.13, mais avec une particule de tungstène d'un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projetée de 10,61 µm.....101

Figure 3.16 – *Idem* figure 3.13, mais avec une particule de tungstène d'un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projetée de 15,47 µm.....102

Figure 3.17 – *Idem* figure 3.13, mais avec une particule de tungstène d'un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projetée de 23,68 µm.....102

Figure 3.18 – Comparaison entre les médianes des forces d'adhésion mesurées par *AFM* et les moyennes géométriques des forces d'adhésion données par la corrélation de Biasi *et al.* (2001). 103

Figure 3.19 – Comparaison entre les écarts-types géométriques des distributions des forces d'adhésion obtenues par mesure *AFM* et par la corrélation de Biasi et al. (2001). 103

Figure 3.20 – *Idem* figure 3.15, avec un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projetée de 10,61 µm mais une humidité relative *HR* autour de 58 %.....104

Figure 3.21 – *Idem* figure 3.14, avec un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projetée de 6,29 µm mais une humidité relative *HR* autour de 45 %. 105

Figure 3.22 – Médianes des distributions des forces d'adhésion en fonction de l'humidité relative HR du milieu environnant. 106

Figure 3.23 – Mesures expérimentales par *AFM* des forces d'adhésion entre une particule de tungstène d'un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projeté de 2,02 µm et la surface de tungstène « *ITER-like* » non exposée à un flux de plasma. 107

Figure 3.24 – *Idem* figure 3.23, mais pour une particule de tungstène d'un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projeté de 6,29 µm. 107

Figure 3.25 – Mesures *AFM* des forces d'adhésion entre une particule de tungstène d'un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projetée de 2,02 µm et la surface de tungstène « *ITER-like* » ayant subi un flux plasmique de 5 sccm. 108

Figure 3.26 – *Idem* figure 3.25, mais pour une particule de tungstène d'un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projeté de 6,29 µm. 108

Figure 3.27 – *Idem* figure 3.25, mais pour une particule de tungstène d'un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projeté de 10,61 µm. 109

Figure 3.28 – Mesures *AFM* des forces d'adhésion entre une particule de tungstène d'un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projetée de 2,02 µm et la surface de tungstène « *ITER-like* » ayant subi un flux plasmique de 30 sccm. 109

Figure 3.29 – *Idem* figure 3.28, mais pour une particule de tungstène d'un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projeté de 6,29 µm. 110

Figure 3.30 – *Idem* figure 3.28, mais pour une particule de tungstène d'un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projeté de 10,61 µm. 110

Figure 3.31 – Médiane des distributions des forces d'adhésion, mesurée avec une humidité relative d'environ 40 %, en fonction du diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projetée des particules. 111

Figure 3.32 – Ecart-type géométrique des distributions des forces d'adhésion, mesuré avec une humidité relative d'environ 40 %, en fonction du diamètre équivalent à celui sphère en surface projeté des particules. 111

Figure 3.33 – Photographies MEB de particules de tungstène isolées de la poudre W 12. 114

Figure 3.34 - Distribution granulométrique en nombre (à gauche) et en volume (à droite) de la poudre W 12 obtenue expérimentalement par microscopie optique à l'aide de l'appareil de mesure *Morphologi G3 Malvern*.....115

Figure 3.35 - Distribution granulométrique en nombre et volume de la poudre W 12 obtenue par diffusion de la lumière avec l'appareil de mesure *LS^{TM} 13 320 BECKMAN*. 115

Figure 3.36 – Photographies MEB de particules isolées de la poudre C 20.....116

Figure 3.37 - Distribution granulométrique en nombre (à gauche) et en volume (à droite) de la poudre C 20 obtenue expérimentalement par microscopie optique à l'aide de l'appareil de mesure *Morphologi G3 Malvern.*.....116

Figure 3.38 - Distribution granulométrique en nombre et en volume de la poudre C 20 obtenue par diffusion de la lumière avec l'appareil de mesure *LS^{TM} 13 320 BECKMAN*. 117

Figure 3.39 – Photographies MEB de particules isolées de la poudre SPM 95. 118

Figure 3.40 - Distribution granulométrique en nombre (à gauche) et en volume (à droite) de la poudre SPM 95 obtenue expérimentalement par microscopie optique à l'aide de l'appareil de mesure *Morphologi G3 Malvern.*.....118

Figure 3.41 - Distribution granulométrique en nombre et en volume de la poudre SPM 95 obtenue par diffusion de la lumière avec l'appareil de mesure *LS^{TM} 13 320 BECKMAN*. 119

Figure 3.42 - Distribution granulométrique en nombre et en volume de la poudre SPM 95 obtenue expérimentalement avec l'appareil de mesure *Multiziser 4 BECKMAN Coulter Counter*. 119

Figure 3.43 - Schéma de principe du disperseur utilisé pour la fabrication des dépôts monocouche. 120

Figure 3.44 – Photographie MEB d'un dépôt monocouche de particules de tungstène W 12 sur une surface de tungstène. Le dépôt a été réalisé avec le disperseur de l'appareil *Morphologi G3 Malvern*. 121

Figure 3.45 – Photographie MEB d'agglomérats de particules de tungstène après dispersion avec l'appareil *Morphologi G3 Malvern*. 121

Figure 3.46 – Chambre de sédimentation à basse pression dans laquelle sont réalisés les dépôts de particules multicouches. 122

Figure 3.47 – Photographie de la soufflerie AWTS-I convertie en chambre de sédimentation.....122

Figure 3.48 – Schéma de principe de la réalisation de dépôts de particules dans la soufflerie AWTS-I. 123

Figure 3.49 – Schéma de principe du procédé du figeage des dépôts de particules.....123

Figure 3.50 – Clichés MEB de deux dépôts de particules multicouches réalisés avec 60 et 120 injections de volumes calibrés de particules.....124

Figure 3.51 – Mesures expérimentales de la porosité en fonction de l'épaisseur du dépôt de particules de tungstène. 124

Figure 3.52 – Présence de denterites dans les dépôts de particules. 125

Figure 4.1 – Schéma de l'installation BISE-II.....129

Figure 4.2 – Schéma présentant les mesures PIV dans la veine aéraulique BISE-II. 131

Figure 4.3 – Photographie visualisant la zone où ont été réalisées les mesures *PIV* dans BISE-II. 131

Figure 4.4 – Champs de vitesses obtenus par *PIV* dans BISE-II autour de 1000 mbar. 133

Figure 4.5 – Champs de vitesses obtenus par *PIV* dans BISE-II autour de 700 mbar. 134

Figure 4.6 – Champs de vitesses obtenus par *PIV* dans BISE-II autour de 500 mbar. 135

Figure 4.7 – Champs de vitesses obtenus par *PIV* dans BISE-II autour de 300 mbar. 135

Figure 4.8 – Comparaison des mesures de vitesses d'écoulement d'air réalisées au centre de la veine aéraulique, obtenues par *PIV* ou par l'anémomètre en céramique. 136

Figure 4.9 – Visualisation des deux volumes V_{ext} et V_{int}. 136

Figure 4.10 – Comparaison entre les vitesses mesurées par PIV et celles obtenues par le calcul (1.1). 137

Figure 4.11 – Comparaison entre la vitesse de frottement u* calculée à partir de la mesure des pertes charge dans BISE-II et celle calculée avec la relation de Schlichting (1979). ..139

Figure 4.12 – Distribution de vitesses U_y (à gauche) et des forces aérauliques $F_{aéraulique}$ (à droite) obtenues à pression atmosphérique et pour une vitesse d'écoulement d'air paramétrée à 5 $m.s^{-1}$.....140

Figure 4.13 – *Idem* figure 4.12, mais pour une vitesse d'écoulement d'air paramétrée à 15 $m.s^{-1}$..140

Figure 4.14 – *Idem* figure 4.12, mais pour une vitesse d'écoulement d'air paramétrée à 30 $m.s^{-1}$..140

Figure 4.15 – Photographies de la soufflerie environnementale AWTS-II de l'Université d'Aarhus (Danemark).....141

Figure 4.16 – Schéma montrant la disposition des écoulements d'air dans l'installation AWTS-II. ..142

Figure 4.17 – Mesures de la vitesse de rotation maximale atteinte par les ventilateurs à différentes pressions environnantes et à température ambiante.....142

Figure 4.18 – Structure interne amovible de la soufflerie AWTS-II permettant d'augmenter la vitesse de l'écoulement d'air au niveau de la veine d'essais. 143

Figure 4.19 – Distributions de vitesses d'écoulement obtenues sur l'axe horizontal (à gauche) et sur l'axe vertical (à droite) par mesure *LDV* dans la soufflerie AWTS-II. Les mesures ont été réalisées à une hauteur y = 10 cm de la surface, avec une vitesse de rotation des ventilateurs de 919 rpm et une pression environnante de 25,7 mbar. 144

Figure 4.20 – *Idem* figure 4.19, mais avec avec une vitesse de rotation des ventilateurs de 773 rpm et une pression environnante de 59 mbar. 144

Figure 4.21 – *Idem* figure 4.19, mais avec une vitesse de rotation des ventilateurs de 288 rpm et pour trois pressions environnantes : 308, 129,4 et 58,8 mbar. 145

Figure 4.22 – *Idem* figure 4.19, mais avec une vitesse de rotation des ventilateurs de 247 rpm et une pression environnante de 621 mbar.....145

Figure 4.23 – *Idem* figure 4.19, mais avec une vitesse de rotation des ventilateurs de 182 rpm et pour cinq pressions environnantes : 950,0, 622,0, 128,8, 58,8 et 25,5 mbar. 146

Figure 4.24 – Mesures de la vitesse de l'écoulement d'air dans la soufflerie *AWTS-II* par technique optique LDV en fonction de la vitesse de rotation des ventilateurs. 147

Figure 4.25 – Comparaison entre les vitesses de frottement obtenues à partir de nos points de mesure expérimentaux et celles obtenues avec la corrélation de Schlichting (1979). 148

Figure 4.26 – Ecart-type des distributions de vitesses en fonction de la pression environnante. 148

Figure 4.27 – Evolution de l'écart-type des distributions de vitesses en fonction de la vitesse médiane $U_{méd}$ de ces distributions de vitesses. 149

Figure 4.28 – Visualisation de la structure et du maillage du tore Gelain *et al.* (2015). 150

Figure 4.29 – Evolution de la vitesse de frottement en fonction de la pression dans *ITER* lors d'un *LOVA*, dans BISE-II et dans *AWTS-II*. L'évolution de la pression a aussi été tracée et est représentée par l'axe des ordonnés secondaires (à droite). 150

Figure 5.1 – Photographie du Morphologi G3 Malvern placé sous une hotte à flux laminaire. 156

Figure 5.2 – Première expérience : $P \approx 1\,000$ mbar et $u^* = 1{,}4$ $m.s^{-1}$.....158

Figure 5.3 – Deuxième expérience : $P \approx 1\,000$ mbar et $u^* = 1{,}4$ $m.s^{-1}$.....159

Figure 5.4 – Troisième expérience : $P \approx 1\,000$ mbar et $u^* = 1{,}4$ $m.s^{-1}$.....160

Figure 5.5 – Comparaison entre le modèle *Rock'n Roll* et la fraction moyenne des trois précédentes mesures expérimentales : particules mises en suspension à environ $P \approx 1\,000$ mbar et $u^* = 1{,}4$ $m.s^{-1}$.....161

Figure 5.6 – Première expérience : $P \approx 1\,000$ mbar et $u^* = 1{,}0$ $m.s^{-1}$.....162

Figure 5.7 – Deuxième expérience : $P \approx 1\,000$ mbar et $u^* = 1{,}0$ m.s^{-1}.....163

Figure 5.8 – Troisième expérience : $P \approx 1000$ mbar et $u^* = 1{,}0$ m.s^{-1}.....164

Figure 5.9 – Comparaison entre le modèle *Rock'n Roll* et la fraction moyenne des trois précédentes mesures expérimentales : particules mises en suspension à $P \approx 1\,000$ mbar et $u^* = 1{,}0$ m.s^{-1}.....165

Figure 5.10 – Première expérience : $P \approx 300$ mbar et $u^* \approx 1{,}0$ m.s^{-1}. 166

Figure 5.11 – Deuxième expérience : $P \approx 300$ mbar et $u^* \approx 1{,}0$ m.s^{-1}.....167

Figure 5.12 – Troisième expérience : $P \approx 300$ mbar et $u^* \approx 1{,}0$ m.s^{-1}.....168

Figure 5.13 – Comparaison entre le modèle *Rock'n Roll* et la fraction moyenne des trois précédentes mesures expérimentales : particules mises en suspension à $P \approx 300$ mbar et $u^* = 1{,}0$ m.s^{-1}.....169

Figure 5.14 – Comparaison entre le modèle *Rock'n Roll* (avec un f_{rms} de 0,2 et de 0,07) et la fraction moyenne des trois précédentes mesures expérimentales : particules mises en suspension à $P \approx 1\,000$ mbar et $u^* = 1{,}4$ m.s^{-1}.....170

Figure 5.15 – *Idem* figure 5.14 à $P \approx 1\,000$ mbar mais avec $u^* = 1{,}0$ m.s^{-1}.....170

Figure 5.16 – *Idem* figure 5.14 mais à $P \approx 300$ mbar et $u^* = 1{,}0$ m.s^{-1}. 171

Figure 5.17 – Facteur de Cunningham *Cu* en fonction du diamètre des particules d_p et pour deux pressions environnantes : 300 et 1000 mbar. 172

Figure 5.18 – Comparaison entre le modèle *Rock'n Roll* — calculé avec les paramètres suivant : $f_{rms} = 0{,}07$, $\sigma_a = 2.\sigma_{AFM}$ et $F_a = 3.F_{AFM}$ — et la fraction moyenne des trois précédentes mesures expérimentales : particules mises en suspension à $P \approx 1\,000$ mbar et avec $u^* = 1{,}4$ m.s^{-1}.....173

Figure 5.19 – *Idem* figure 5.18 à $P \approx 1000$ mbar mais avec $u^* = 1{,}0$ m.s^{-1}. 173

Figure 5.20 - *Idem* figure 5.18 mais avec $\sigma_a = \sigma_{AFM}$, à $P \approx 300$ mbar et avec $u^* = 1{,}0$ m.s^{-1}. 174

Figure 6.1 – Photographies du dispositif de mesure d'extinction de la lumière par un dépôt de particules. 178

Figure 6.2 – Schéma de principe de la mesure d'extinction de la lumière par un dépôt de particules. 178

Figure 6.3 – Courbe de calibration du système de mesure obtenue avec la poudre SPM 95. L'assimilation à une exponentielle est validée par les travaux de J. Merrison. 179

Figure 6.4 – Photographie d'un dépôt réalisé avec la poudre SPM 95 et utilisé pour la calibration du dispositif de mesure. 180

Figure 6.5 – Schéma de principe de la technique de mesure utilisant la diffusion de la lumière par le dépôt de particules. 180

Figure 6.6 – Photographie du dispositif de mesure par diffusion de la lumière par le dépôt de particules. 181

Figure 6.7 – Exemple de dépôts multicouches de tungstène sur une surface de tungstène qui ont été étudiés. 182

Figure 6.8 – Intensité normalisée I_{norm} diffusée par les dépôts de particules en fonction du nombre d'injection de volume calibré de particules 182

Figure 6.9 – Calibration du dispositif de mesure de la concentration surfacique Cs de particules utilisant la diffusion de la lumière par le dépôt de particules. La validité de cette calibration est discutée dans le texte. Elle s'appuie sur les résultats expérimentaux de la figure 6.8 et sur les études d'Al-Hasan (1998).....183

Figure 6.10 – Concentration surfacique *Cs* de particules SPM 95 sur la surface de verre, en fonction de la vitesse de frottement u^*. 185

Figure 6.11 – Fraction *Kr* de particules SPM 95 mises en suspension dans la soufflerie *AWTS-II*, en fonction de la vitesse de frottement *u**.....185

Figure 6.12 – Concentration surfacique *Cs* de particules C 20 sur la surface de tungstène, en fonction de la vitesse de frottement *u**.....187

Figure 6.13 – Fractions *Kr* de particules de tungstène (C 20) mises en suspension dans la soufflerie *AWTS-II* en fonction de la vitesse de frottement *u**. La température était d'environ 23°C et l'humidité relative d'environ 40 %.....187

Figure 6.14 – Photographie d'un dépôt de particules SPM 95 après exposition a un écoulement d'air où la pression environnante *P* était de 300 mbar et la vitesse de frottement *u** de 0,83 $m.s^{-1}$. L'expérience a été réalisée à température ambiante (autour de 23°C). La concentration surfacique *Cs* de particules avant exposition à l'écoulement d'air était d'environ 0,35 $mg.cm^{-2}$. La fraction *Kr* de particules mises en suspension est de 0,28. 189

Figure 6.15 – *Idem* figure 6.14, mais avec *P* = 130 mbar, *u** de 1,52 $m.s^{-1}$, *Cs* = 0,70 $mg.cm^{-2}$ (avant l'écoulement d'air) et *Kr* = 0,65. 190

Figure 6.16 – *Idem* figure 6.14, mais avec *P* = 130 mbar, *u** de 3,36 $m.s^{-1}$, *Cs* = 0,70 $mg.cm^{-2}$ (avant l'écoulement d'air) et *Kr* = 0,10. 190

Figure 6.17 – Photographie d'un dépôt de particules de tungstène (C 20) sur une plaque de tungstène avant et après exposition à un écoulement d'air. 191

Figure 6.18 – Concentration surfacique *Cs* de particules de tungstène C 20 mises en suspension dans la soufflerie *AWTS-II* en fonction de la vitesse de frottement *u**. La pression environnante était d'environ 130 mbar, la température d'environ 23°C et l'humidité relative d'environ 40 %.....192

Figure 6.19 – Fraction *Kr* de particules de tungstène (C 20) mises en suspension dans la soufflerie *AWTS-II* en fonction de la vitesse de frottement *u**. La pression environnante était d'environ 130 mbar, la température d'environ 23°C et l'humidité relative d'environ 40 %.....192

Figure 6.20 – Concentration surfacique *Cs* de particules de tungstène C 20 mises en suspension dans la soufflerie *AWTS-II* en fonction de la vitesse de frottement *u**. La pression environnante était d'environ 60 mbar, la température d'environ 23°C et l'humidité relative d'environ 40 %.....193

Figure 6.21 – Fraction *Kr* de particules de tungstène (C 20) mises en suspension dans la soufflerie *AWTS-II* en fonction de la vitesse de frottement *u**. La pression environnante était d'environ 60 mbar, la température d'environ 23°C et l'humidité relative d'environ 40 %.....193

Figure 7.1 - Le rover *Spirit* (photos *NASA/JPL-Caltech/Cornell*) couvert de poussière martienne (octobre 2007) puis nettoyé par un *cleaning event* (novembre 2008). 197

Figure 7.2 - Intensité de court-circuit *Isc* d'une cellule solaire en fonction de la densité surfacique de dépôt de différents matériaux (El-Shobokshy *et al.*, 1993). *Im* est le courant de court-circuit de la cellule "propre". L'échelle horizontale va de 0 à 35 mg/cm^2. 198

Figure 7.3 - Schéma de l'expérience permettant de mesurer le phénomène de mise en suspension au moyen d'une cellule photovoltaïque. 199

Figure 7.4 - Courbe caractéristique *I/V* de la cellule photovoltaïque. Cette courbe a été obtenue en faisant varier la résistance de 0 Ω à l'infini. 199

Figure 7.5 – Etalonnage de la cellule photovoltaïque en fonction de la masse de particules déposée sur la surface.....200

Figure 7.6 – Concentration surfacique *Cs* de particules déposées sur la cellule photovoltaïque en fonction du temps *t*. L'expérience a été réalisée à environ 1 000 mbar et avec une concentration surfacique initiale de 1,39 $mg.cm^{-2}$.....202

Figure 7.7 – Photographies d'un dépôt de particules (correspondant à l'expérience de la figure 7.6) avant et après exposition à des écoulements d'air. 203

Figure 7.8 – Concentration surfacique *Cs* de particules déposées sur la cellule photovoltaïque en fonction du temps *t*. L'expérience a été réalisée à environ 1 000 mbar et avec une concentration surfacique initiale de 0,49 mg.cm^{-2}.....204

Figure 7.9 – Photographies d'un dépôt de particules (correspondant à l'expérience de la figure 7.8) avant et après exposition à des écoulements d'air. 205

Figure 7.10 – Concentration surfacique *Cs* de particules déposées sur la cellule photovoltaïque en fonction du temps *t*. L'expérience a été réalisée à environ 300 mbar et avec une concentration surfacique initiale de 0,39 mg.cm^{-2}.....206

Figure 7.11 – Photographies d'un dépôt de particules (correspondant à l'expérience de la figure 7.10) avant et après exposition à des écoulements d'air. 207

Figure 7.12 – Evolution de la concentration surfacique *Cs* en fonction de la vitesse de frottement *u**. 208

Figure 7.13 – Evolution de la fraction de particules mises en suspension en fonction de la vitesse de frottement *u**. 208

TABLE DES TABLEAUX

Tableau 1.1 – Comparaison entre le Soleil et le plasma d'*ITER*. 22
Tableau 1.2 – Caractéristiques de fonctionnement du tokamak *ITER*. 29
Tableau 1.3 – Comparaison entre les tokamaks *ITER* et Tore-Supra. 33
Tableau 1.4 – Données statistiques relatives aux poussières collectées dans Tore-Supra par Gensdarmes *et al.*, 2013. 35
Tableau 1.5 – Caractéristiques des tokamaks *AUG* et *ITER*. 36
Tableau 1.6 – Données statistiques en nombre sur les particules de tungstène collectées dans les *wafers*. 37
Tableau 1.7 – Pourcentages des matériaux collectés (données de Rohde *et al.*, 2009) sur les *wafers* lors de la première campagne de collecte de 2008. 38
Tableau 1.8 – Comparaison des caractéristiques des *tokamaks JT-60U* et *ITER*. 39
Tableau 2.1 – Constantes de l'air, atmosphère standard au sol. 44
Tableau 2.2 – Coefficients empiriques de f_2 déterminés expérimentalement par Morsi et Alexander (1972). 51
Tableau 2.3 – Paramètres des différentes expérimentations aboutissant à la détermination du facteur *Cu*. 54
Tableau 2.4 – Coefficients entrant en jeu dans le calcul du facteur *Cu*, suivant différents auteurs. 55
Tableau 2.5 – Visualisation des deux modèles de déformation. 59
Tableau 2.6 – Forces et rayons de contact des trois modèles. 60
Tableau 2.7 – Paramètres de l'interaction étudiée. 63
Tableau 2.8 – Comparaison entre le modèle JKR et les corrélations de Biasi *et al.* (2001). 69
Tableau 2.9 – Paramètres constants entrant dans le modèle *Rock'n Roll* modifié de Zhang (2011). . 73
Tableau 2.10 – Caractéristiques des trois installations : *MARSWIT, AWTS-I et AWTS-II*. 79
Tableau 3.1 – Caractéristiques physiques des particules produites en tokamak. 93
Tableau 3.2 – Paramètres de rugosité des surfaces de tungstène analysées 96
Tableau 3.3 - Poudres de tungstène commerciales utilisées dans les expériences de mise en suspension. 113
Tableau 3.4 – Paramètres granulométriques de la poudre de tungstène W 12. 115
Tableau 3.5 – Paramètres granulométriques de la poudre de tungstène C 20. 117
Tableau 3.6 – Paramètres granulométriques de la poudre d'oxyde d'aluminium SPM 95. 119
Tableau 6.1 – Mise en évidence de la réduction du frottement à basse pression. 188

INTRODUCTION

La maîtrise de la fusion nucléaire, à des fins de production énergétique, est un axe de recherche majeur sur le plan international. Le Graal étant d'obtenir une source d'énergie à la fois quasi illimitée et sûre répondant ainsi à une demande croissante au cours du XXI^{e} siècle, et au-delà. L'une des voies explorées dans cette quête est le confinement magnétique d'un plasma de combustible nucléaire. C'est ce procédé qui sera à l'œuvre dans l'installation nucléaire de base (INB) objet de nos travaux : le tokamak *ITER*, en construction à Cadarache. Comme on l'a déjà constaté dans d'autres tokamaks expérimentaux, une production de poussières est attendue dans *ITER* au cours de son fonctionnement. Ces poussières provenant de l'interaction entre le plasma et les parois du tore sont problématiques pour le maintien des réactions nucléaires mais aussi pour la sûreté de cette installation aux dimensions importantes.

La problématique traitée se situe dans le cadre de la sûreté des installations nucléaires. Dans le cas d'un accident provoquant une perte du confinement de la chambre à vide d'*ITER*, il est indispensable de quantifier le taux de poussières mobilisées afin d'évaluer les risques d'explosion et de contamination.

La fusion nucléaire et sa maîtrise à des fins de production d'énergie seront brièvement présentées dans le premier chapitre de ce manuscrit où, en partant d'une vision globale des différentes axes de recherche, nous nous focaliserons en particulier sur le tokamak de fusion thermonucléaire contrôlée par confinement magnétique, tel qu'est l'installation *ITER*. Présentant la problématique de l'importante production de poussières dans le tore d'*ITER*, une revue bibliographique est faite sur les caractéristiques des particules produites dans d'autres tokamaks (démantelés ou encore en exploitation) ainsi que sur les méthodes de collecte et d'analyse de ces particules.

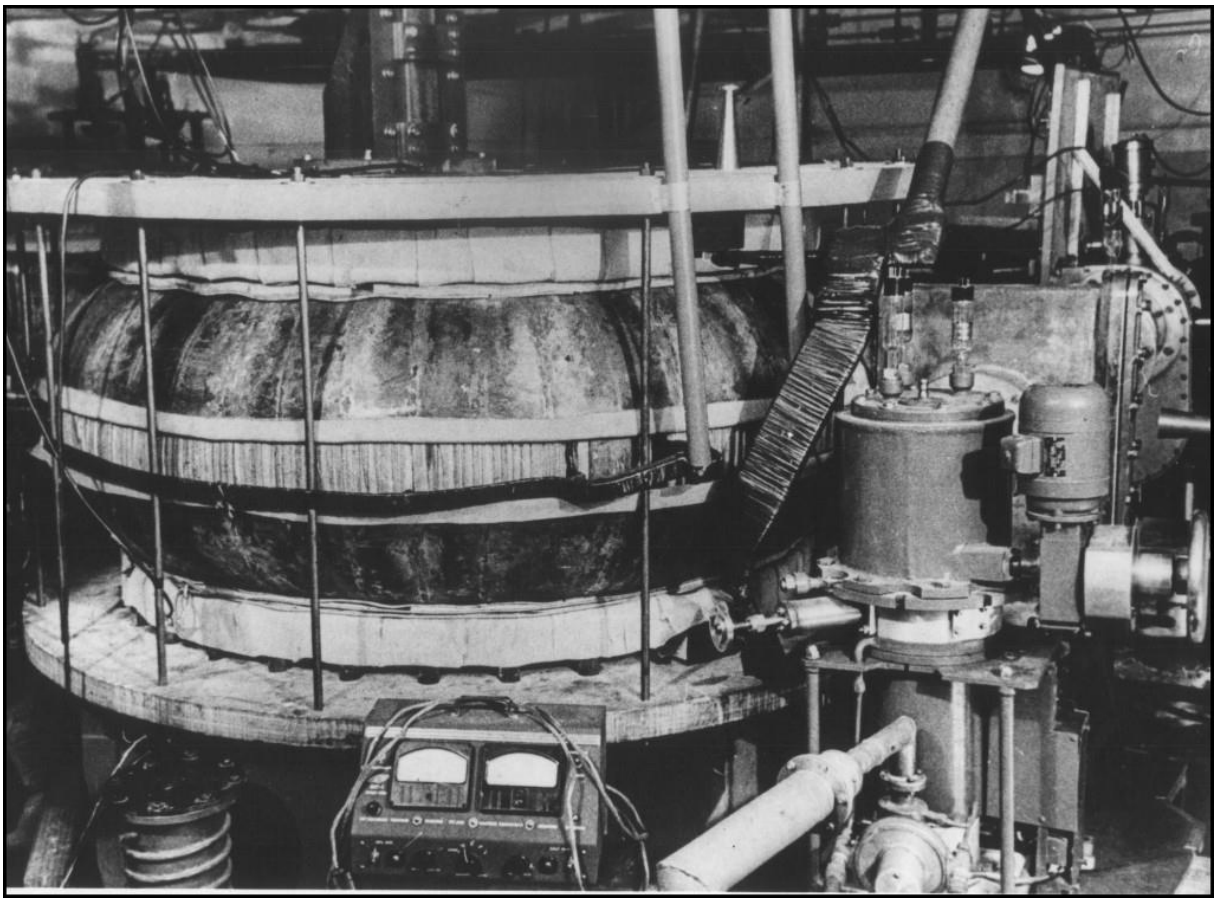
Plus spécifiquement, le mécanisme physique à l'étude dans mes travaux de thèse est la mise en suspension de particules par un écoulement d'air avec prise en compte de l'effet de la basse pression. Ainsi, le chapitre 2 de ce manuscrit sera consacré à un état de l'art sur la mobilisation, par un écoulement d'air, de particules déposées sur une surface, où nous verrons que la mise en suspension de particules à basse pression a été peu étudiée. Les systèmes particules / surfaces à l'étude seront définis et les bases mathématiques posées. Une présentation du modèle le plus pertinent de la littérature scientifique sera effectuée et accompagnée de calculs mettant en évidence les paramètres prépondérants régissant le mécanisme de mise en suspension. Ces paramètres clés représentent le fil conducteur de mes travaux de thèse.

Notre système d'étude est constitué de deux protagonistes : les dépôts de particules, d'une part, et les écoulements aérauliques, d'autre part. Des dépôts de particules spécifiques de ceux produits dans les tokamaks font l'objet du chapitre 3. Les paramètres particulaires — granulométrie, morphologie et composition chimique en fonction desquelles j'ai réalisé mes expériences de mise en suspension — ont été obtenus à l'aide d'une caractérisation de poussières produites dans un tokamak de fusion actuellement en exploitation : le tokamak *ASDEX Upgrade*. De plus, les forces d'adhésion étant généralement un paramètre d'ajustement, celles-ci ont été mesurées expérimentalement par microscopie à force atomique. Ainsi sont fournis, dans ce chapitres 3, les paramètres d'entrée des modèles de mise en suspension et en particulier du modèle dit « *Rock'n Roll* ». Ce chapitre se termine par une présentation des poudres et des procédés mis en œuvre afin de réaliser les dépôts de particules monocouche et multicouches, simulant ceux qui sont attendus dans *ITER*, et qui seront utilisés dans les expériences de mise en suspension.

Pour mes travaux de thèse, deux souffleries étaient à ma disposition : la soufflerie BISE-II (Saclay, France) et la soufflerie *AWTS-II* (Aarhus, Danemark). Le chapitre 4 est dédié à la caractérisation aéraulique de ces deux souffleries, qui ont permis la maîtrise des paramètres aérauliques clés entrant dans le mécanisme de mise en suspension — vitesse de frottement, pression et fluctuations de vitesse liées à la turbulence de l'écoulement. C'est à partir de ces variables que la

représentativité de nos expériences vis-à-vis d'un accident de perte de vide dans *ITER* a été garantie.

Les expériences de mise en suspension dans la soufflerie *BISE-II* et la soufflerie *AWTS-II*, présentées respectivement dans les chapitres 5, 6 et 7, ont été réalisées avec une maîtrise des dépôts particulaires et des écoulements aérauliques générés. Dans mes études, la distinction entre la mise en suspension de dépôts monocouche ou multicouches est faite. Ces études ont nécessité le développement de techniques de mesure « classiques », tel que la microscopie optique ou un peu moins conventionnelles, telles que l'utilisation d'une cellule photovoltaïque ou la mesure de la diffusion (réflexion et transmission) de la lumière par un dépôt de particules. A partir de ces différents dispositifs, sont incluses dans mon manuscrit de thèse des données expérimentales sur des particules mises en suspension par un écoulement d'air maitrisé. Ces résultats expérimentaux sont comparés au modèle *Rock'n Roll* qui a été adapté à nos systèmes d'étude.



Photographie hors-texte du premier tokamak au monde : la machine russe T1 de l'institut Kourtchatov de Moscou. Source : https://www.iter.org/sci/BeyondITER.

CHAPITRE 1

DE LA FUSION THERMONUCLEAIRE A LA FUTURE INSTALLATION ITER

1.1 La fusion nucléaire ou thermonucléaire 21
1.1.1 La physique du processus de fusion nucléaire 21
1.1.2 La maîtrise de la fusion sur Terre 22
1.2 De la poussière dans les tokamaks 28
1.2.1 Un empoussièrement encombrant dans ITER 28
1.2.2 La problématique liée à la présence de ces poussières 30
1.2.3 Les études réalisées dans les tokamaks existants 32
1.2.3.1 Le tokamak Tore-Supra 33
1.2.3.2 Le tokamak ASDEX Upgrade 36
1.2.3.3 La rétention du deutérium et du tritium dans le tokamak JT-60U 38

Cette page est volontairement laissée blanche pour une impression recto-verso

1.1 LA FUSION NUCLEAIRE OU THERMONUCLEAIRE

En période de crise économique mondialisée et sous la menace du changement climatique, l'énergie est au cœur des débats, avec des enjeux souvent contradictoires en termes de sécurité d'approvisionnement, de sûreté, d'environnement, de compétitivité et de lutte contre l'émission de gaz à effet de serre. Dans ce premier chapitre, le sujet sera introduit brièvement avec une présentation générale de la fusion thermonucléaire et de l'enjeu qu'elle représente dans le paysage énergétique mondial. Les différentes voies de recherche pour sa maîtrise et son utilisation comme source d'énergie sur terre seront survolées et s'achemineront vers les *Tokamaks* (signifiant, en russe « Chambre toroïdale avec bobines magnétiques ») et la problématique que pose, en termes de sûreté, la présence de poussières dans ces installations de fusion nucléaire et en particulier dans *ITER* (« Le chemin », en latin), qui a suscité mes travaux de thèse. Ce premier chapitre se terminera par une analyse bibliographique des études les plus pertinentes réalisées autour de la caractérisation des poussières produites dans les tokamaks.

Il existe deux types de réactions nucléaires. La première est la fission nucléaire, qui produit des nucléides plus légers à partir d'éléments lourds (tels que l'uranium ou le plutonium). La deuxième est la fusion thermonucléaire qui assemble deux atomes légers (comme les isotopes de l'hydrogène : deutérium et tritium) en un atome plus lourd. Ces réactions sont accompagnées d'une libération d'énergie qui, pour les réactions de fusion, est théoriquement de trois à quatre fois plus importante, par réaction élémentaire, que celle libérée lors de la fission.

1.1.1 La physique du processus de fusion nucléaire

La matière est constituée d'atomes qui sont eux-mêmes constitués d'un noyau et d'un cortège électronique. Bien que les dimensions du noyau soient de l'ordre du fermi (1 F = 10^{-15} m) et celles de l'atome de l'ordre de l'angström (1 Å = 10^{-10} m), l'essentiel de la masse, et par conséquent de l'énergie, est concentrée dans le noyau de l'atome.

Les réactions de fusion nucléaire sont réalisées sous des conditions de température et de densité particulières, qui sont inexistantes sur terre à l'état naturel. Cependant, ces réactions de fusion ont lieu dans les étoiles où ces conditions spécifiques de densité et de température sont réunies. Les forces nucléaires liant les nucléons agissent à de très faibles distances. Il est donc nécessaire que les noyaux soient suffisamment proches pour entrer en interaction, c'est-à-dire dans un état d'agitation thermique élevé pour passer la barrière électrostatique répulsive exercée par les protons.

La fusion nucléaire constitue le mécanisme à l'origine du rayonnement des étoiles. Ce phénomène a permis de produire, dans l'univers, tous les éléments chimiques, de l'hydrogène jusqu'au fer. Les éléments plus lourds proviennent, quant à eux, d'événements plus énergétiques, tels les explosions de supernova.

Les combustibles envisagés dans le futur tokamak thermonucléaire *ITER* sont le deutérium et le tritium. La réaction de fusion est la suivante :

$$ {}_1^2H^+ + {}_1^3H^+ \rightarrow {}_2^4He^{++} + {}_0^1n + 17{,}6\ MeV\,. \qquad (1.1) $$

La réaction de fusion de l'hydrogène dans le Soleil, dites à « quatre protons » peut, quant à elle, être représentée sous forme de bilan simplifié :

$$ 4\,{}_1^1H^+ \rightarrow {}_2^4He^{++} + 2e^+ + 2\upsilon + 24{,}1\,MeV\,. \qquad (1.2) $$

Comme on le constate et contrairement à ce qui est souvent répété dans les médias, les réactions de fusion nucléaire mises en œuvre dans *ITER* ne sont pas tout à fait identiques à celles se

produisant dans le Soleil. Dans le tableau 1.1, une comparaison entre les caractéristiques du Soleil et d'*ITER* est réalisée et montre que la puissance dissipée par unité de masse de plasma est bien plus élevée dans *ITER* que dans le soleil : *ITER* est, à cet égard, beaucoup plus performant que du « soleil en bouteille » !

Tableau 1.1 – Comparaison entre le Soleil et le plasma d'*ITER*.

	Soleil	***ITER***
Masse volumique	160 $g.cm^{-3}$ (au centre)	$2{,}4.10^{-9}$ $g.cm^{-3}$
Température	15 MK (au centre)	150 MK
Masse	$1{,}99.10^{33}$ g	2 g
Puissance dissipée	$3{,}83.10^{20}$ MW	500 MW
Rapport entre la puissance dissipée et la masse	$1{,}92.10^{-13}$ $MW.g^{-1}$	$2{,}5.10^{2}$ $MW.g^{-1}$

1.1.2 La maîtrise de la fusion sur Terre

Actuellement, il y a différentes voies de recherche ayant pour but de maîtriser la fusion nucléaire sur Terre. Deux orientations majeures se distinguent : la fusion par confinement inertiel et la fusion par confinement magnétique. La fusion par confinement inertiel consiste à apporter de l'énergie à une petite bille (quelques millimètres de diamètre) de combustible. Cette énergie peut être apportée soit par un faisceau laser (comme pour le Laser Mégajoule, figure 1.1, ou le *NIF* aux Etats-Unis) ou par un faisceau de particules chargées (comme pour la *Z-Machine*, figure 1.2). La quantité d'énergie apportée à ce volume millimétrique permet d'obtenir des conditions de température et de pression suffisamment élevées pour que la matière soit dans un état de plasma au sein duquel les réactions de fusion nucléaire peuvent se produire.

Pour ne pas détériorer l'installation et briser le confinement de la chambre à plasma, celui-ci ne doit toucher aucune paroi matérielle. Puisque le plasma est constitué de particules chargées en mouvement, il peut être confiné magnétiquement. Ainsi, la fusion par confinement magnétique consiste à confiner un plasma dans une « cage » magnétique. Il existe deux configurations principales : les stellarators (figures 1.3 et 1.4) et les tokamaks (figure 1.5). Dans les stellarators, le confinement du plasma est réalisé à l'aide de champs hélicoïdaux qui sont créés par un agencement spécifique des bobines autour d'un tore très déformé. Contrairement au tokamak, le stellarator ne nécessite pas de courant circulant à l'intérieur du plasma. Dans les tokamaks, pour confiner magnétiquement le plasma, c'est un champ toroïdal associé à un champ poloïdal qui est créé. Le champ poloïdal résulte du courant induit dans le plasma.

En octobre 2014, l'entreprise américaine de l'armement Lockheed Martin a surpris le monde de la fusion nucléaire en annonçant être capable de réussir à faire fonctionner et rendre commercialisable un petit réacteur à fusion nucléaire de deux mètres de long et un mètre de large (source : *MIT Technology Review*). Le concept a été ultérieurement précisé (Sorbom *et al.*, 2015), mais il semble se heurter aux mêmes obstacles technologiques que le tokamak *ITER*. Enfin, l'industrie privée américaine, financée par des investisseurs en capital-risque, est très active dans l'exploration de voies nouvelles censée permettre d'atteindre le *breakeven* dans des petits réacteurs en quelques années[1].

[1] Grossman, L. (2015). Fusion, it might actually work this time. *Time*, 189/18: 25-33.

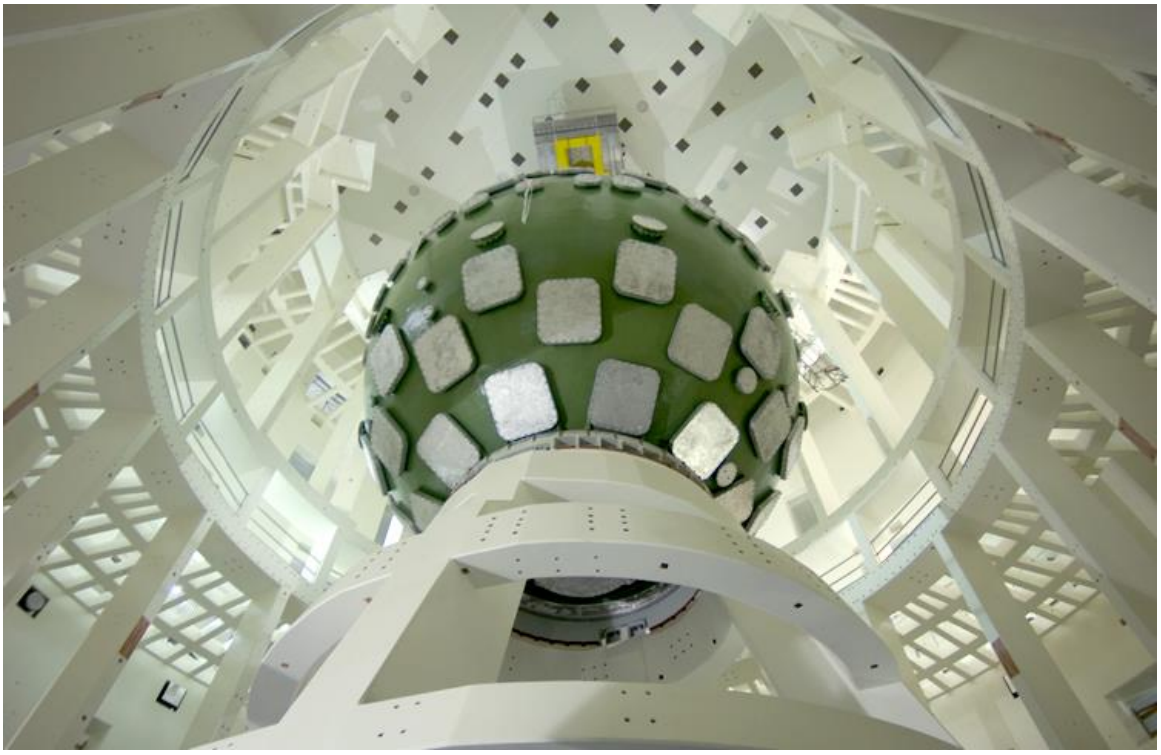


Figure 1.1 – Le Laser Mégajoule du CESTA de Bordeaux (France, http://www-lmj.cea.fr/fr/lmj/index.htm).

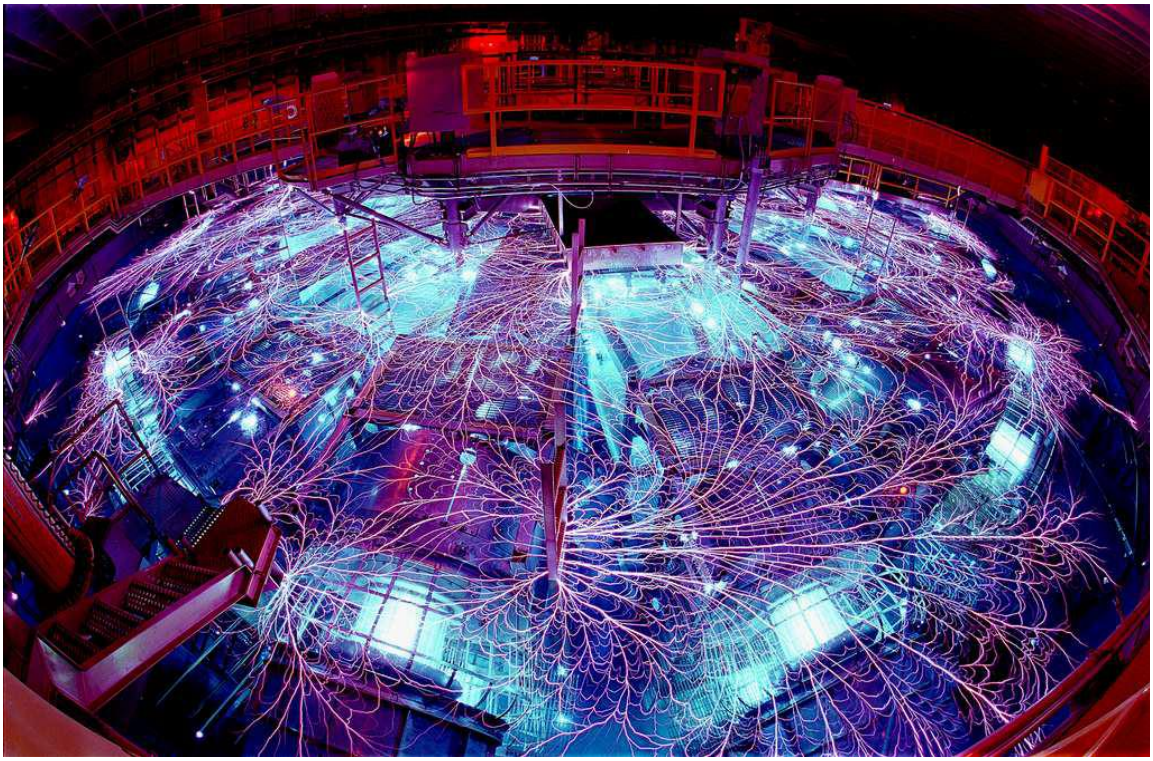


Figure 1.2 – La *Z-Machine* du laboratoire Sandia au Nouveau-Mexique (Etats-Unis, http://www.sandia.gov/z-machine/).

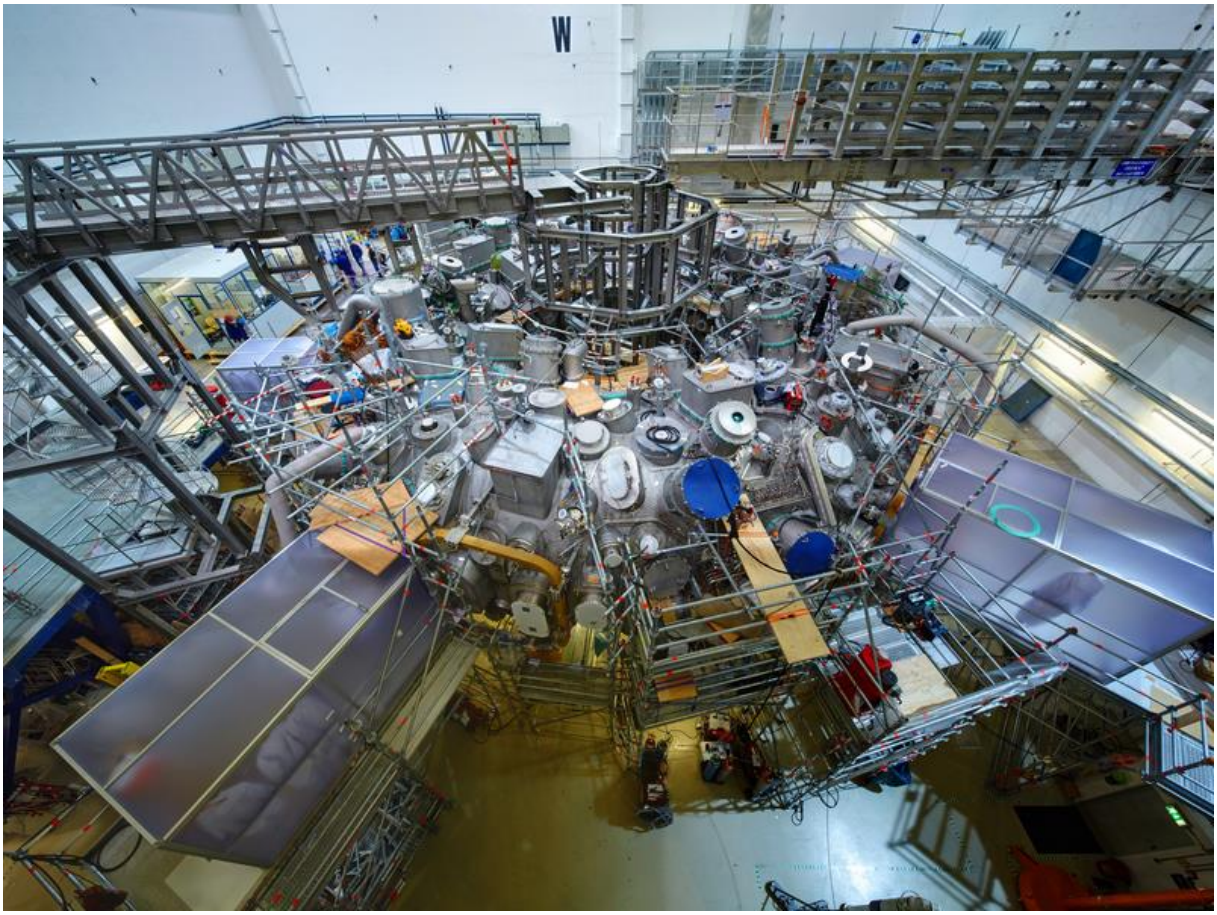


Figure 1.3 – Photographie du Stellarator Wendelstein 7-X à Greifswald (Allemagne), extrait du site http://www.ipp.mpg.de/3397401/03_14.

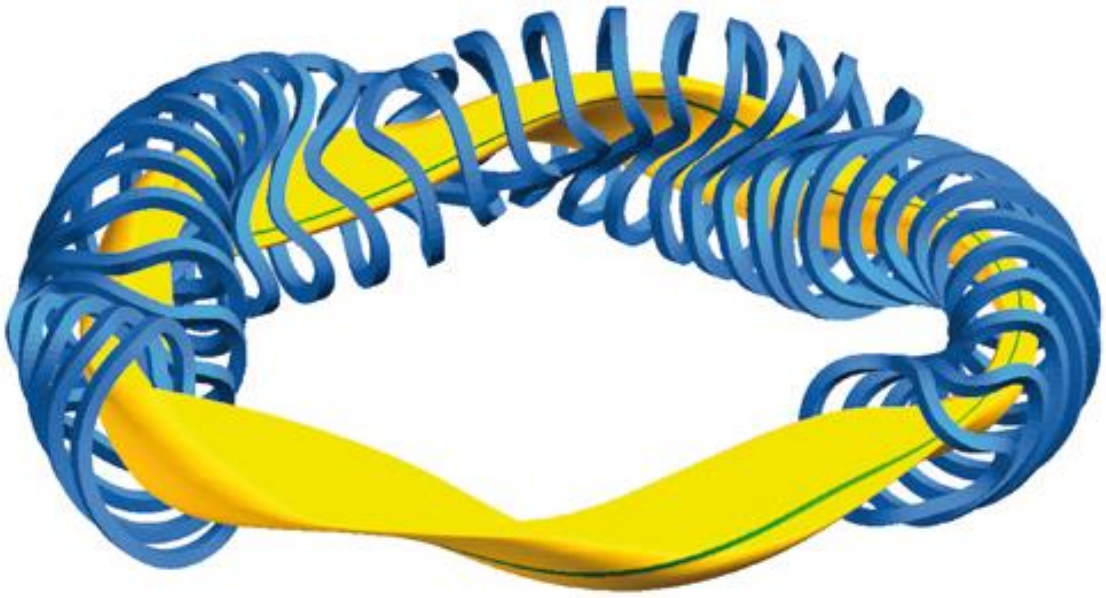


Figure 1.4 – Schéma du confinement du plasma du Wendelstein 7-X, extrait du site http://www.ipp.mpg.de/2815232/konzeptentwicklung.

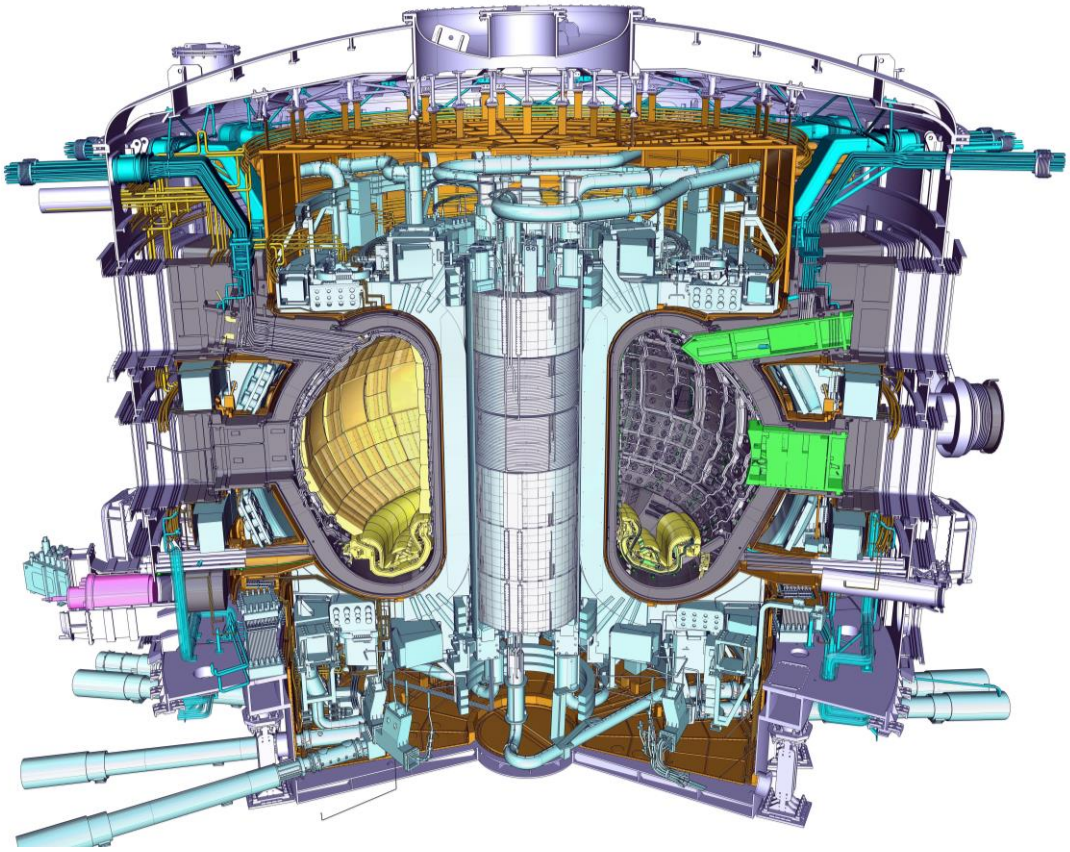


Figure 1.5 – Le tokamak ITER à Cadarache (France), extrait du site https://www.iter.org/fr/gallery/com_image_download#411.

Les températures nécessaires pour les réactions de fusion ont déjà été atteintes expérimentalement. Le futur tokamak *ITER* utilisera trois techniques de chauffage combinant une injection de neutrons et deux sources d'ondes électromagnétiques de haute fréquence. Un des problèmes technologique majeurs se situe au niveau de la stabilité du plasma. En effet, celle-ci n'est pas encore parfaitement maîtrisée dans les installations existantes.

Sur la figure 1.6, j'ai reporté à titre indicatif, telles que je l'ai calculés à partir des équations de Lartigue (1987), les zones où sont réalisés le *breakeven*[2] et l'*ignition*[3]. Cette figure permet de situer *ITER* par rapport aux tokamaks déjà construits. Les performances des tokamaks sont comparées à l'aide d'un paramètre nommé critère de Lawson, qui est fonction de trois variables : la température T (K), le temps de confinement τ (s) et la densité du plasma n (m^{-3}).

En régime de *breakeven*, le critère de Lawson est donné par l'équation (Lartigue, 1987) :

$$n\tau = \frac{1{,}725.10^{14}(1-\eta)(k_B T)^{5/3}\exp\left[20/(k_B T)^{1/3}\right]}{\eta}, \qquad (1.3)$$

où $k_B = 1{,}381.10^{-23}$ $J.K^{-1}$ (constante de Boltzmann) et $\eta = 0{,}33$, un coefficient.

[2] Le *breakeven* est le moment où la quantité d'énergie produite par les réactions de fusion est égale à celle fournie pour entretenir le plasma.

[3] L'*ignition* est le stade où la puissance fournie par les réactions de fusion (notamment par les particules alpha) suffit à entretenir le plasma. On dit que la réaction est auto-entretenue.

Pour le régime d'*ignition*, le critère de Lawson est donné par l'équation (Lartigue, 1987) :

$$n\tau = \frac{9{,}25.10^{14}(k_B T)^{5/3}}{\exp\left[-20/(k_B T)^{1/3}\right] - 1{,}035.10^{-6}(k_B T)^{7/6}}. \qquad (1.4)$$

D'autres équations, plus rigoureuses, ont été proposées par Bosch et Hale (1992), mais elles ne modifient pas fondamentalement la représentation graphique du critère de Lawson.

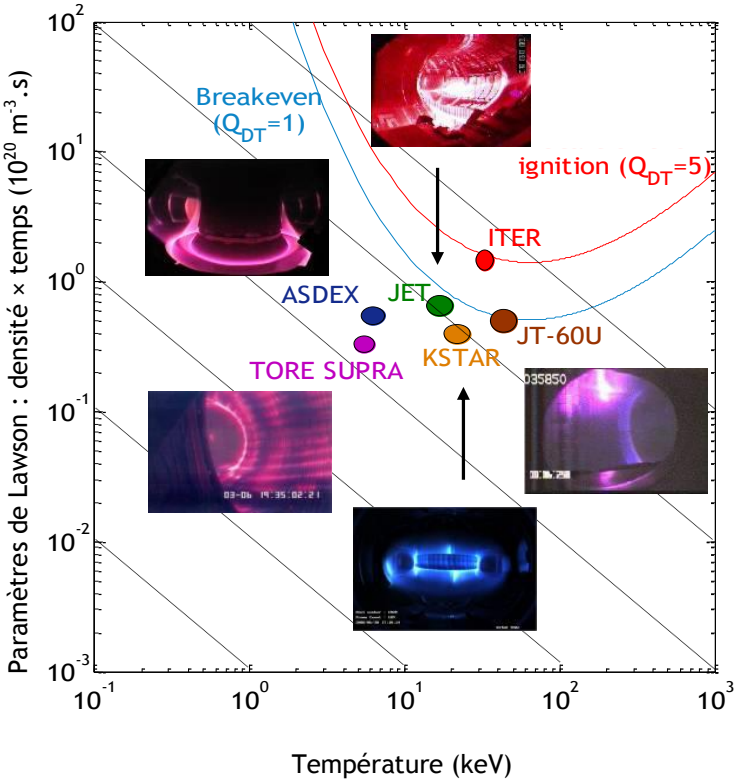


Figure 1.6 – Diagramme de Lawson (Q_{DT} est le rendement énergétique).

Seuls quelques tokamaks (déjà existants) approchant le *breakeven* ont été reportés sur le diagramme de Lawson, figure 1.6 :

- le tokamak allemand *ASDEX (Axially Symmetric Divertor EXperiment) Upgrade* (nommé aussi dans la littérature *AUG*) à Garching,
- le tokamak français Tore-Supra à Cadarache,
- Le tokamak européen *JET* (*Joint European Torus*) à Culham (Royaume Uni),
- Le tokamak coréen *KSTAR* (*Korea Superconducting Tokamak Advanced Research*) à Daejon (Corée du Sud), et
- le tokamak japonais JT-60U (JAERI puis JAEA Tokamak) à Naka (« U » pour *Upgrade*).

ITER est lui conçu pour atteindre l'*ignition* !

La compétition entre les différentes approches expérimentales de la fusion nucléaire contôlée est très forte, surtout aux Etats Unis, où la critique d'*ITER*, essentiellement pour des raisons budgétaires (Mervis, 2014), est récurrente. Le *NIF* (*National Ignition Facility*) a revendiqué le *breakeven* (Clery, 2014), et les Laboratoires Sandia ont annoncé que l'*ignition* sera "*within reach*" de la *Z-Machine* dès 2015 (Gibbs, 2014)...

Sur la figure 1.7 est développée la chronologie du projet *ITER* : de la décision de sa création à la fin de son démantèlement, avec l'évolution des participations au consortium (*ITER Organization* : UE et Suisse, Inde, Japon, Corée, Russie et USA).

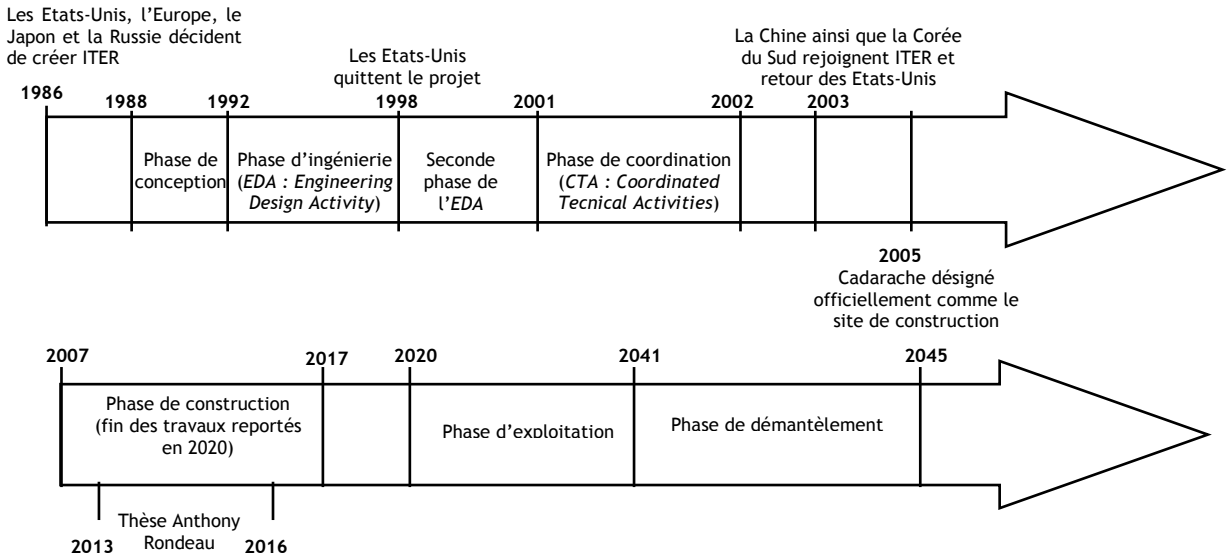


Figure 1.7 – Chronologie du projet *ITER* (voir aussi l'interview de B. Bigot dans *Nature* du 11 juin 2015).

Le contexte économique et le coût élevé des recherches sur l'énergie de fusion provoquent donc les réticences de certains pays (comme les Etats-Unis, où le projet *ITER* est en compétition avec les installations expérimentales nationales) et posent la question de la faisabilité du projet ultérieur *DEMO* (*DEMOnstration Power Plant*) qui doit être démontrée grâce à *ITER*. Parallèlement, la Corée du Sud semble vouloir passer directement à l'étape supérieure en injectant un milliard de dollars dans l'énergie de fusion avec le projet de construction, dans les années 2030, du tokamak *K-DEMO* (*Korean DEMOnstration Power Plant*). *K-DEMO* pourrait être la première installation thermonucléaire à produire de l'électricité[4]. De plus, le Japon a commencé l'assemblage du tokamak *JT-60 SA* (nouvelle version du *JT-60U*), qui permettra de compléter les recherches réalisées avec *ITER*. Il est à noter que pour des problèmes de coût et d'approvisionnement, et du fait des conséquences du tremblement de terre de Tōhoku en mars 2011 (Brumfiel, 2011), le début des opérations a été reporté de 2016 à 2019.

Dans la communauté internationale, les protagonistes en jeu affichent des prises de position différentes et variables. Cependant, la recherche vers une énergie issue de la fusion nucléaire continue, malgré d'importants retards liés aux coûts, à la conjoncture économique, et à la complexité du chantier (Butler, 2013). Tout récemment (Clery, 2015), le premier plasma d'*ITER* a été reporté en 2025.

Dans mes travaux de thèse, je me focalise sur le tokamak *ITER*, et plus exactement sur la problématique de sûreté de cette installation nucléaire de base, liée à la présence de poussières

[4] http://www.nature.com/news/south-korea-makes-billion-dollar-bet-on-fusion-power-1.12251.

dans la chambre toroïdale. Mes travaux de recherche ont donc vocation à venir en support de l'expertise de sûreté d'*ITER*[5].

1.2 DE LA POUSSIERE DANS LES TOKAMAKS

Dans un tokamak, le plasma est confiné à l'aide d'un champ magnétique intense qui a pour fonction d'éviter qu'il n'interagisse avec les parois matérielles du tore. Toutefois, ce confinement n'est pas parfait et un flux important de particules s'échappe de la zone de confinement et vient interagir avec les composés face au plasma (*PFCs: Plasma Facing Components*), qui subissent alors des flux thermiques de plusieurs mégawatts par mètre carré. Cette interaction entre le plasma et la paroi a pour conséquence d'éroder les matériaux constitutifs des *PFCs*. Au fil des différents « tirs » plasma, ce phénomène d'érosion produit et accumule des poussières pouvant contenir du tritium, qui sont fortement réactives en présence d'air ou de vapeur d'eau. Afin d'améliorer la sûreté des installations nucléaires que constituent les installations à fusion nucléaire contrôlée, il est nécessaire d'étudier la mise en suspension des poussières spécifiques aux tokamaks lors d'un événement accidentel de perte de vide (*LOVA: Loss Of Vacuum Accident*).

La production de poussières est directement corrélée à la puissance de l'installation ainsi qu'à la résistance (thermique et mécanique) des matériaux constituant les *PFCs*. Le tokamak *ITER*, ayant pour but de démontrer la faisabilité scientifique et technologique de la production d'énergie par la fusion des atomes de deutérium et de tritium, sera beaucoup plus puissant que ses prédécesseurs. Une grande quantité de poussières devrait donc être générée dans ce futur tokamak (Shimada *et al.*, 2013, Skinner, 2009). Une limite de sûreté de l'installation a été fixée à une tonne de poussières produites dans le tore, avec environ un kilogramme de tritium piégé dans ces poussières (Roth *et al.*, 2009). Mes travaux de thèse ont alors pour finalité de fournir des taux de mise en suspension de ces poussières lors d'un évènement accidentel de perte de vide, et par conséquent de valider ou non les marges de sûreté fixées pour cette installation nucléaire de base.

Le but de ce sous-chapitre est de rassembler les connaissances sur les caractéristiques (composition chimique, quantité, granulométrie, morphologie et, éventuellement, charge électrique) des poussières produites dans le futur tokamak *ITER* afin d'orienter les études de mise en suspension de ces poussières spécifiques. La fusion nucléaire étant un sujet de recherche mettant en jeu des collaborations internationales, il existe actuellement plusieurs prototypes de tokamak dans le monde (voir partie 1.1). Parmi eux, nous avons tout particulièrement retenu deux tokamaks (*ASDEX Upgrade* et Tore-Supra) dans lesquels les poussières générées ont déjà fait l'objet d'études granulométriques, morphologiques, ainsi que d'études de composition chimique et de tritiation. La rétention des isotopes de l'hydrogène a été étudiée en profondeur dans le tokamak *JT-60U*.

Ainsi, une réflexion est menée sur la production de poussières attendues dans *ITER*, suivie d'une présentation des risques liés à la présence de celles-ci lors d'un événement accidentel de perte de vide. Ensuite, sont exposées des études pertinentes autour de la caractérisation des poussières dans les tokamaks. Les tokamaks objets de ces études sont Tore-Supra et *ASDEX Upgrade*, qui ont fait l'objet de récents travaux expérimentaux. Cette partie se termine par une étude sur la rétention du tritium, basée notamment sur les travaux qui ont été réalisés dans le tokamak *JT-60U*.

1.2.1 Un empoussièrement encombrant dans ITER

Le tokamak *ITER* est actuellement en construction à Cadarache. L'achèvement des travaux, qui ont commencé en 2007, a été reporté en 2020 (avec donc un retard des travaux de trois ans, puisqu'initialement la fin des travaux était prévue en 2017). Dans le tableau 1.2 sont rassemblées quelques caractéristiques de fonctionnement du tokamak *ITER*.

[5] http://iris2012/Centre-Infos/Documents/iter_explchbrevide.pdf. Voir également Van Dorsselaere *et al.* (2011) et Taylor *et al.* (2012).

Tableau 1.2 – Caractéristiques de fonctionnement du tokamak *ITER*.

	Puissance injectée	Puissance produite	Temps de stabilité du plasma	Température du plasma	Volume du plasma	Plasma
ITER	50 MW	500 MW	400 s	150 million de kelvins	840 m^3	D-T

Dans *ITER*, pour chauffer le plasma à plus de 150 millions de degrés, il est nécessaire d'injecter 50 MW de puissance thermique. Prévoyant un rendement énergétique de 10, les physiciens espèrent recueillir une puissance de 500 MW. De plus, ils espèrent obtenir une stabilité plasmique durant 400 secondes, temps de stabilité proche du record mondial actuel obtenu dans le tokamak Tore-Supra du CEA Cadarache (record correspondant à une stabilité du plasma pendant 390 secondes, avec une puissance injectée d'environ 2,8 MW).

La couverture tapissant la surface interne de la chambre à vide est d'une importance primordiale. En effet, faisant directement face au plasma thermonucléaire, elle doit résister à la chaleur et aux flux neutroniques issus de la réaction de fusion. Les matériaux qui constitueront les *PFCs* ont donc fait l'objet d'une réflexion et sont (semble-t-il) désormais arrêtés. Le divertor[6] sera couvert de tuiles de tungstène et la couverture sera en tuiles de béryllium. L'armature de la chambre à vide sera, quant à elle, constituée d'acier inoxydable et d'alliage de cuivre à haute résistance.

Dans un premier temps, l'utilisation de *PFCs* en *CFC* (*Carbon Fiber Composite*), comme dans Tore-Supra, avait été envisagée puisque ce matériau présente une excellente conductivité thermique et une bonne résistance mécanique, avec sublimation (passage direct de l'état solide à l'état gazeux) sous des flux de particules. Preuve de ses qualités, ce matériau a été utilisé sur le nez et les ailes des navettes spatiales, permettant ainsi de résister au flux de chaleur intense pendant leurs rentrées dans l'atmosphère. De plus, le CFC possède un faible numéro atomique Z (tout comme le béryllium, mais contrairement au tungstène) perturbant beaucoup moins le plasma. En effet, si le matériau constituant les particules d'aérosol produites dans un tokamak possède un numéro atomique élevé, la contribution de sa masse est importante, s'il est présent à l'état d'impureté, dans la densité du plasma, diluant ainsi les isotopes de l'hydrogène et diminuant par conséquent la réactivité thermonucléaire. Cependant, le *CFC* présente aussi des inconvénients : une plus grande capacité à accumuler le tritium ainsi qu'une plus grande friabilité que les deux autres matériaux envisagés. Actuellement, la majorité des tokamaks ont des *PFCs* de type graphitique. Les exceptions sont les tokamaks *JET* (composé de béryllium et de tungstène), *AUG* (composé de tungstène) et le *C-Mod* américain (composé de molybdène).

Le tungstène, matériau qui constituera le divertor d'*ITER*, est un métal hautement réfractaire avec une durée de vie (dans un *tokamak*) supérieure à celle du *CFC*. Le tungstène peut en effet supporter de très hautes températures — élément chimique du tableau de Mendeleïev ayant le point de fusion le plus élevé : 3 422 °C — lui permettant de résister au mieux aux chocs thermiques des disruptions de plasma. Il est aussi adéquat, par exemple, pour certaines applications spatiales malgré sa masse volumique considérable de 19,3 $g.cm^{-3}$. Seule la température de sublimation du graphite est supérieure (3 652 °C). L'inconvénient majeur du tungstène est qu'il pollue le plasma du fait de son numéro atomique élevé (Z = 74).

Le béryllium, matériau qui constituera les *PFCs* de la couverture d'*ITER*, présente alors plusieurs intérêts. Tout comme le plomb, le béryllium est un matériau multiplicateur de neutrons. L'objectif à long terme est en effet d'obtenir une autoproduction de tritium dans le *tokamak* à partir d'une couverture tritigène (se trouvant derrière les *PFCs*, et composée de lithium) bombardée par le flux neutronique. En effet, le tritium peut être produit artificiellement à partir de lithium suivant la réaction :

[6] Le divertor est l'un des composants fondamentaux de la machine *ITER*. Couvrant le « plancher » de la chambre à vide, il assure l'extraction de la chaleur et des "cendres" d'hélium, deux produits de la réaction de fusion, ainsi que d'autres impuretés issues du plasma (*ITER Organization*).

$$^{6}_{3}\mathrm{Li} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} = {}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{3}_{1}\mathrm{H} + 2{,}78\ \mathrm{MeV}. \quad (1.5)$$

La réaction permettant de générer du tritium à partir de lithium consomme un neutron alors que la réaction de fusion entre le deutérium et le tritium produit un neutron. La perte de neutrons étant inévitable, la présence de béryllium permet d'augmenter la quantité de neutrons :

$$^{9}_{4}\mathrm{Be} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} = 2{}^{4}_{2}\mathrm{He} + 2{}^{1}_{0}\mathrm{n}, \quad (1.6)$$

et par conséquent la production de tritium. De plus, le béryllium possède une bonne conductivité thermique (200 $W.m^{-1}.K^{-1}$) avec le point de fusion le plus élevé de tous les métaux légers (1 287 °C), et une bonne ductilité. Il est non magnétique et ne produit pas d'élément radioactif de longue période par activation neutronique.

Le béryllium, qui constituera la première paroi de la couverture d'*ITER* (soit 700 m^2), permettra donc d'optimiser les performances du plasma. Le tungstène couvrant les parties du divertor nommées baffles et dôme (d'une surface de 150 m^2) permettra quant à lui d'optimiser le temps de vie et de minimiser la rétention de tritium.

Après avoir examiné l'origine des poussières attendues dans *ITER*, la partie qui suit présente les risques liés à la présence de ces poussières lors d'un événement accidentel de perte de vide.

1.2.2 La problématique liée à la présence de ces poussières

Les deux scénarios les plus plausibles d'accident de perte de vide pour *ITER* sont une brèche au niveau des voies métrologiques, provoquant une entrée d'air (*LOVA: Loss Of Vaccum Accident*) dans le plan diamétral du tore, ou une brèche au niveau des circuits de refroidissement provoquant une entrée d'eau et d'air (*ICE: Ingress of Coolant Event*) dans le bas du tore. Les taux de pressurisation en cas d'*ICE* ou de *LOVA* (≈ 400 $Pa.s^{-1}$) (Van Dorsselaere *et al.*, 2009), de même que les vitesses d'écoulement (700 $m.s^{-1}$ pour les vitesses maximales) en cas de *LOVA* (Bellecci *et al.*, 2011a et b) ont été établis, de façon numérique ou expérimentale, en fonction de divers scénarios. Au cours de ma thèse, nous avons calculé numériquement les paramètres d'entrée des forces aérauliques à inclure dans les modèles de mise en suspension : évolutions de la masse volumique et des vitesses de frottement au cours d'un *LOVA* (Gelain *et al.*, 2015). Suivant la configuration de l'accident, plusieurs risques associés à la mobilisation de poussières doivent être quantifiés : l'explosion de poussière et l'explosion d'hydrogène (Sharpe *et al.*, 2002), le risque radiologique, le risque chimique (présence du béryllium) et, éventuellement, le risque triboélectrique (Glor, 1985).

Suite à un *LOVA*, les poussières et les parois de la chambre à vide s'oxyderont par contact avec l'oxygène de l'air. Les réactions d'oxydation, fortement exothermiques, sont respectivement pour le béryllium et le tungstène :

$$2\mathrm{Be} + \mathrm{O_2} \rightarrow 2\mathrm{BeO}\ (\Delta H = -1217\ \mathrm{kJ.mol^{-1}}), \quad (1.7)$$

$$\mathrm{W} + \mathrm{O_2} \rightarrow \mathrm{WO_2}\ (\Delta H = -590\ \mathrm{kJ.mol^{-1}}). \quad (1.8)$$

Ces réactions d'oxydation sont fonction de la température et de la pression partielle d'oxygène du milieu environnant. Les courbes d'équilibre de ces réactions, et par conséquent les zones de stabilité de l'élément ou de son oxyde, sont localisables sur le diagramme d'Ellingham présenté figure 1.8. On observe par exemple que le béryllium est beaucoup plus réducteur que le tungstène.

S'il y a suffisamment de poussières en suspension dans la chambre à vide du tokamak, la propagation de l'inflammation des métaux (Be et W) provoquera une compression du milieu environnant conduisant à l'explosion de poussière.

L'explosion de poussière a lieu dès lors :

- qu'il y a assez de poussières en suspension (la quantification de la mise en suspension est l'objet de mes travaux de thèse),
- que celles-ci peuvent s'oxyder (dans le cas d'un *LOVA*, elles s'oxyderont avec l'air),
- qu'il se trouve une source d'allumage (dans un tokamak avec des surfaces et des poussières chaudes, ainsi qu'éventuellement des arcs électriques).

A l'heure actuelle, nous ne connaissons pas le taux de mise en suspension de poussières tenant compte à la fois du type de dépôt, de la granulométrie et de l'adhésion spécifique des poussières d'*ITER*, de l'effet de la basse pression dans les forces aéraulique et de l'impact d'un écoulement transitoire. L'obtention de coefficients de mise en suspension, à l'aide d'expériences et de modèles de mise en suspension, constitue donc en grande partie l'objet de mes travaux de thèse.

Suite à un *ICE*, l'eau, en contact avec les parois chaudes de la chambre à vide, s'évaporera. Les matériaux composant ces parois, ainsi que les poussières, seront oxydés par cette vapeur d'eau. Les réactions d'oxydation produisent alors du dihydrogène (H_2). Ce sont, respectivement, pour le béryllium et le tungstène :

$$Be + H_2O \rightarrow BeO + H_2 \ (\Delta H = -367 \ \text{kJ.mol}^{-1}), \tag{1.9}$$

$$\frac{1}{2}W + H_2O \rightarrow \frac{1}{2}WO_2 + H_2 \ (\Delta H = -53 \ \text{kJ.mol}^{-1}). \tag{1.10}$$

De même, ces réactions sont fonction de la pression et de la température du milieu environnant.

Lors d'un *ICE*, en plus de l'eau, se produit aussi une entrée d'air. L'oxygène de l'air réagit de façon explosive avec le dihydrogène (formé par les réactions d'oxydation précédentes) pour former de l'eau :

$$2H_2 + O_2 \rightarrow 2H_2O \ (\Delta H = -484 \ \text{kJ.mol}^{-1}). \tag{1.11}$$

Cette réaction a aussi été présentée sur le diagramme d'Ellingham de la figure 1.8. La combustion de l'hydrogène est très violente et exothermique. C'est cette réaction qui a provoqué les explosions dans la centrale nucléaire de Fukushima en mars 2011. Dans les réacteurs à eau pressurisée (REP), ce risque est identifié comme « risque hydrogène ».

Le diagramme de la figure 1.8 a été réalisé à l'aide des données du site internet : http://www.engr.sjsu.edu/ellingham/. L'axe des ordonnées correspond à l'énergie libre, qui est fonction de la pression d'oxygène et de la température (Denkevits, 2010).

En plus des risques d'explosion de poussières et d'hydrogène, les tokamaks présentent un risque de contamination radiologique (Di Pace *et al.*, 2008) et chimique lié à la présence du tritium et du béryllium (Rosanvallon *et al.*, 2008 et Cortes *et al.*, 2010). La dispersion de ces deux éléments présenterait un risque de contamination pour les travailleurs, le public et l'environnement. Le

tritium est un isotope radioactif de l'hydrogène, émetteur bêta, et le béryllium, sous forme d'aérosol ultra-fin, est très toxique pour l'organisme (voir la fiche de toxicité du béryllium sur le site internet de L'INRS). Ici encore, il est nécessaire de connaître les taux de mise en suspension de ces éléments ainsi qu'une estimation du taux d'incorporation du tritium dans les poussières susceptibles d'être mobilisables.

Le dernier risque que nous avons identifié est électrostatique. En effet, les frottements entre les poussières, par exemple lors de leur saltation, sont susceptibles de générer d'importants champs électriques. Sachant qu'une limite de sûreté nucléaire a été fixée à une tonne de poussières (Roth *et al.*, 2009), ce risque doit être quantifié. Ce phénomène d'électrification est présent dans le milieu industriel (manipulation de poudres), mais aussi dans la nature chaque fois que des particules (ou gouttes d'eau) sont mobilisées dans les écoulements avec séparation de charges, comme lors des orages ou dans les panaches volcaniques (Cimarelli *et al.*, 2013). Dans l'industrie, le risque de décharge électrique, pouvant aller jusqu'à l'explosion, lors de la manipulation de matériaux pulvérulents est clairement identifié (Bailey, 1984 ; Nifuku et Katoh, 2003 ; Matsusaka *et al.*, 2010).

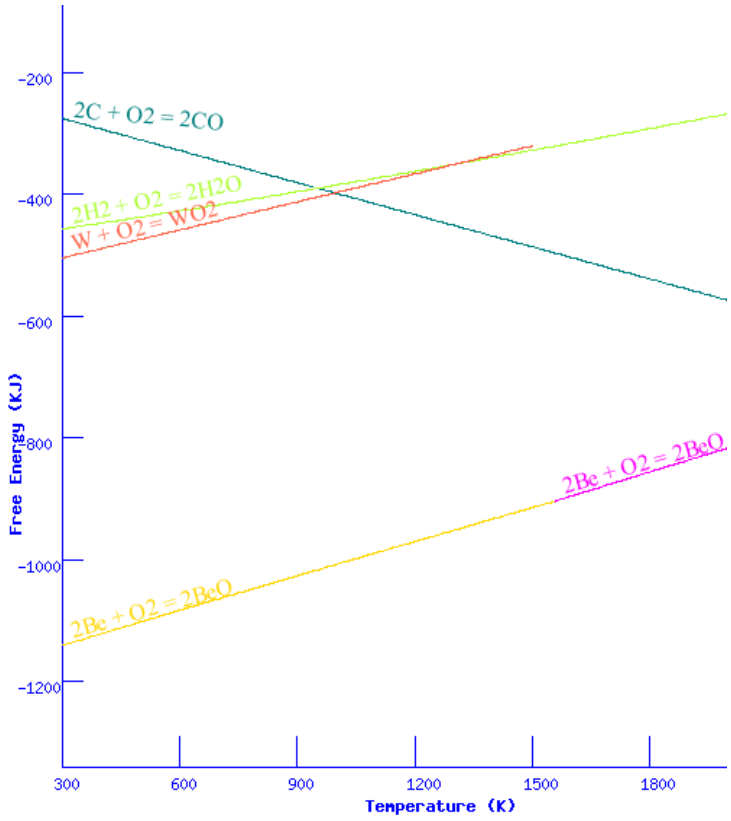


Figure 1.8 – Diagramme d'Ellingham.

Après avoir présenté les poussières attendues dans *ITER* et la problématique liée à la présence de celles-ci, nous abordons ci-dessous les études de caractérisation des poussières spécifiques aux tokamaks.

1.2.3 Les études réalisées dans les tokamaks existants

Les poussières produites dans *ITER* auront pour origine le mécanisme d'érosion de la paroi interne du tore par le plasma. L'un des paramètres dominant le mécanisme de mise en suspension aéraulique est la granulométrie des particules (Henry et Miner, 2014a). D'autres données d'entrée au niveau particulaire doivent aussi être déterminées telles que le type de dépôt (monocouche ou multicouches) et les forces d'adhésion s'opposant aux forces aérauliques. La morphologie des

particules ayant une influence à la fois sur les forces aérauliques et les forces d'adhésion doit aussi être identifiée. De plus, la charge électrique des poussières, paramètre qui ne sera pas étudié dans mes travaux de thèse, a certainement une importance. Dans cette partie, nous nous intéressons essentiellement à la granulométrie et à la morphologie des particules.

Charuau *et al.* (1992) présentent dans un rapport CEA/IPSN une caractérisation de particules issues du tokamak anglais *JET*. Les mesures granulométriques réalisées sont grossières puisqu'elles ont été effectuées par tamisage. Une autre caractérisation des particules produites au sein de ce tokamak a été réalisée, encore une fois, par une équipe de l'IPSN (Cetier *et al.*, 1994). Cependant, l'étude était centrée sur la rétention du tritium dans les particules, et non sur leur granulométrie ou leur morphologie.

Dans la littérature scientifique, nous avons retenu :

- des études granulométriques et morphologiques réalisées dans les tokamaks Tore-Supra et *ASDEX Upgrade*,
- des études récentes de rétention de tritium dans le tokamak *JT-60U*, et
- des études d'érosion dans ces trois tokamaks.

Ainsi, les trois tokamaks et les études associées à chacun d'eux sont présentés ci-après, en commençant par le tokamak Tore-Supra.

1.2.3.1 Le tokamak Tore-Supra

Le *tokamak* Tore-Supra, situé au Centre d'Etudes Nucléaires de Cadarache, est en fonctionnement au CEA depuis 1988. Ce tokamak est essentiellement dédié à l'étude des plasmas de longue durée. En effet, comme nous l'avons vu, la stabilité du plasma n'est pas encore parfaitement maîtrisée. Ce tokamak détient le record mondial de durée d'un plasma : 6 minutes et 30 secondes avec plus de 1100 MJ d'énergie totale injectée, soit environ une puissance de 2,8 MW. Jusqu'à récemment, le tokamak Tore-Supra fonctionnait avec une puissance injectée ne dépassant pas les 5 MW. Pour les années à venir, dans le cadre du projet *WEST* (*W — for tungsten — Environment in Steady-state* Tokamak ; Bucalossi *et al.*, 2014), il est envisagé de se rapprocher des conditions de fonctionnement d'*ITER* en augmentant la puissance injectée (jusqu'à environ 20 MW). De plus, il s'agira d'obtenir des décharges stationnaires allant jusqu'à environ 1000 secondes. Ces informations ont été tirées du site internet du CEA sur la fusion par confinement magnétique : http://www-fusion-magnetique.cea.fr/.

Dans le tableau 1.3, les performances des tokamaks *ITER* et Tore-Supra sont comparées.

Tableau 1.3 – Comparaison entre les tokamaks *ITER* et Tore-Supra.

	Puissance de chauffage	Puissance thermonucléaire	Champ magnétique	Puissance neutronique aux bords	Temps de stabilité du plasma	Température du plasma	Volume du plasma	Plasma
ITER	50 MW	500 MW	5,3 T	0,57 $MW.m^{-2}$	> 400 s	150 millions de degrés	840 m^3	D-T (2 g)
Tore-Supra	5 MW	≈ kW	4,5 T	20 $W.m^{-2}$	390 s	> 100 millions de degrés	25 m^3	D –D

La figure 1.9 présente une photographie de l'intérieur (chambre à vide) du tokamak Tore-Supra.

Les principales différences entre Tore-Supra et *ITER* sont :

- une composition de matériaux face au plasma différente. Le revêtement de la chambre à vide de Tore-Supra est constitué de *CFC* et de cuivre « durci » (alliage CuCrZr) recouvrant une structure d'acier inoxydable. Le tokamak *ITER* sera, lui, constitué de béryllium et de tungstène ;

- une conception géométrique différente notamment en ce qui concerne la partie basse du tokamak. Dans Tore-Supra, il y a un *limiter* alors qu'*ITER* sera équipé d'un *divertor*, tout comme *AUG*, *JET* ou encore *JT-60U*. Cette différence de conception est visible sur la figure 1.10 ;

- un volume de plasma inférieur à *ITER* (25 m^3 pour Tore-Supra contre 840 m^3 pour *ITER*) ;

- une moindre puissance se traduisant par des températures moins importantes ;

- une composition plasmique différente avec du deutérium pour Tore-Supra alors que le plasma d'*ITER* sera, *in fine*, un mélange deutérium/tritium.

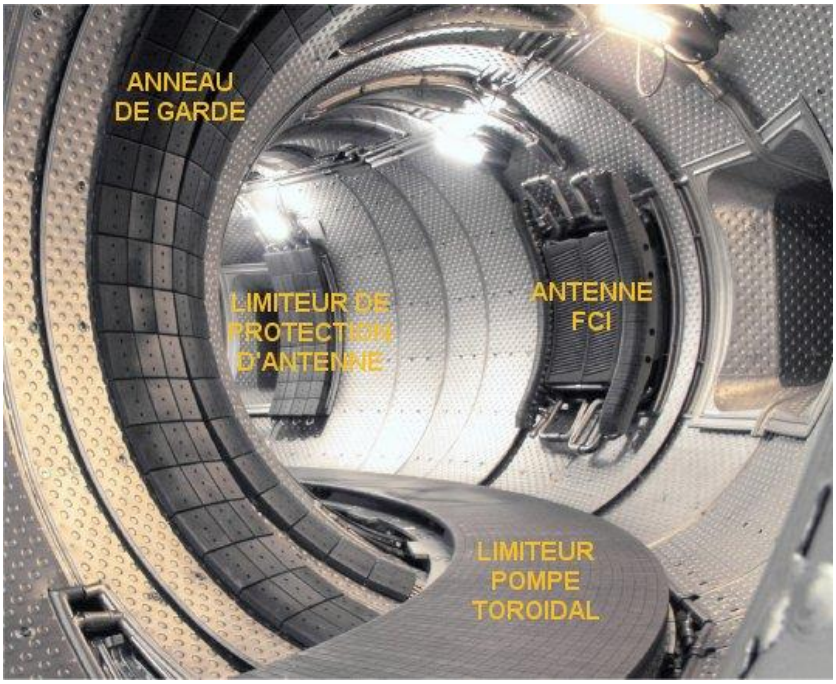


Figure 1.9 – Photographie de l'intérieur de la chambre à vide du tokamak Tore-Supra (source : http://www-fusion-magnetique.cea.fr/).

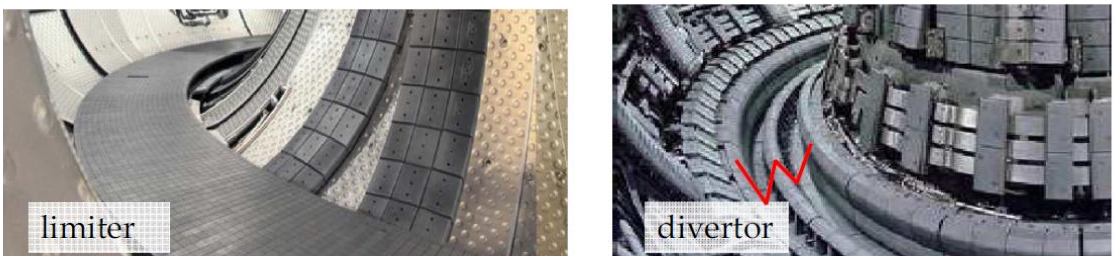


Figure 1.10 – Comparaison entre le *limiter* du tokamak Tore Supra (à gauche) et le *divertor* du tokamak *JET* (à droite).

Les particules carbonées (issues de l'érosion de la paroi par le plasma) collectées dans Tore-Supra proviennent essentiellement du *limiter*. Martin *et al.* (2013) ont montré que plus de la moitié de ces particules érodées, et provenant du *limiter*, ont été redéposées près de la zone où celles-ci avaient été érodées. De plus, et comme il était pressenti, l'érosion de la paroi carbonée dans Tore-Supra augmente de manière linéaire avec la puissance du tokamak.

Dans le tokamak Tore-Supra, l'érosion des parois se produit pendant le fonctionnement opérationnel, lors de disruptions, et durant des *HeGD* (*helium Glow Discharges*) (Grisolia et al., 2009). L'érosion liée au fonctionnement opérationnel de Tore-Supra est essentiellement due à la géométrie spécifique du *limiter*. Dans *ITER*, le *divertor* sera moins affecté par l'érosion liée au fonctionnement opérationnel.

Plusieurs caractérisations de particules générées dans ce tokamak ont été effectuées. Sharpe *et al.* (2001) ont collecté des particules dans la chambre à vide de Tore-Supra à l'aide de deux techniques : l'une utilisant un dispositif de brassage et d'aspiration dans lequel les particules sont piégées par un filtre, et l'autre utilisant des bandes adhésives (*tapes*). La collecte des particules a été réalisée à différentes positions dans la chambre à vide, avec pour chacune de ces positions des mesures granulométriques. Ces mesures granulométriques ont été effectuées par microscopie électronique (*SEM*). Tout d'abord, elles mettent en évidence des particules ayant des morphologies sphériques, floconneuses, fibreuses et fendues. De plus, les auteurs obtiennent des résultats granulométriques en masse donnant une moyenne géométrique en nombre variant de 0,98 à 4,03 µm, un diamètre moyen en nombre global égal à 3,0 µm et un écart-type géométrique variant de 1,93 à 4,03. Plus des trois quarts (76 %) de la quantité (en termes de masse) de particules collectées se situaient dans le fond du tokamak (sur le *limiter*). Une analyse de composition chimique (à l'aide d'un dispositif *EDX* intégré au microscope électronique) révèle la présence de particules de carbone pur mais aussi de particules contenant différentes quantités de fer, de chrome, d'aluminium, de silicium et d'oxygène et de particules pures d'aluminium, de zinc, de chrome et de fer. L'analyse de la composition chimique montre donc une contamination particulaire de la chambre à vide par le milieu extérieur. On peut en conclure que cette contamination est liée à l'ouverture du tore lors des opérations de maintenance ou de mesures.

Plus récemment, une autre analyse granulométrique des poussières collectées dans le tokamak Tore-Supra a été réalisée par Gensdarmes *et al.* (2013). Différente de celle de Sharpe *et al.* (2001), qui utilisaient un système d'aspiration couplé à un frottement mécanique pour collecter les particules, la technique de prélèvement utilisée par Gensdarmes *et al.* (2013) est uniquement basée sur le mécanisme de mise en suspension aéraulique. Le dispositif d'aspiration est nommé *Duster Box* et est décrit dans le chapitre 3 de ce manuscrit. En effet, au cours de ma thèse, j'ai utilisé ce dispositif pour collecter des particules dans le tokamak *ASDEX Upgrage* (Rondeau *et al.*, 2015a).

Une fois collectées, ces particules ont été analysées. L'étude granulométrique (Gensdarmes *et al.*, 2013) a été réalisée à l'aide d'un appareil de mesure (*Aerosizer*) fournissant une distribution particulaire (en termes de nombre, de surface ou encore de volume) en fonction du diamètre de Stokes des particules. Notons que, dans un rapport interne IRSN, Gensdarmes *et al.* (2012) soulignent que l'*Aerosizer* sous-estime le diamètre des particules d'environ 30 % par rapport aux valeurs de référence correspondant aux diamètres équivalents en volume donnés par la technique *Coulter*. La gamme de mesure de l'*Aerosizer* est comprise entre 0,1 et 500 µm. Les distributions granulométriques donnent deux modes, suivant la métrique nombre ou masse : un mode de particules fines ayant un diamètre autour de 0,32 µm et un mode principal ayant un diamètre autour de 11 µm. Les données statistiques de la mesure sont présentées dans le tableau 1.4.

Tableau 1.4 – Données statistiques relatives aux poussières collectées dans Tore-Supra par Gensdarmes *et al.*, 2013.

Diamètre médian en nombre	Ecart-type géométrique	Volume	Diamètre médian en volume	Ecart-type géométrique	Volume
0,43 µm	2,18	1,50 %	10,3 µm	1,55	98,50 %

Après avoir examiné les études granulométriques, morphologiques et de composition chimique des poussières retrouvées dans le tokamak Tore-Supra, je présente, dans la partie qui suit, des études similaires réalisées dans *AUG*.

1.2.3.2 Le tokamak ASDEX Upgrade

Le tokamak ASDEX Upgrade (*AUG*), situé dans la ville de Garching en Allemagne, est opérationnel depuis 1991. Il a pour objectif principal d'étudier la physique nécessaire au bon fonctionnement des futurs tokamaks tels que *ITER* ou encore *DEMO*. Pour cela, le tokamak *AUG* a subi des modifications en vue de se rapprocher des futures conditions opérationnelles du tokamak *ITER* (Gruber, 2009). Toute la paroi interne de la chambre à vide d'*AUG* est maintenant revêtue de tungstène. Ce métal recouvre désormais le revêtement initial de *CFC* qui, auparavant, faisait face au plasma.

Les caractéristiques des tokamaks AUG et *ITER* sont présentées dans le tableau 1.5, permettant ainsi de comparer certaines caractéristiques physiques.

Tableau 1.5 – Caractéristiques des tokamaks *AUG* et *ITER*.

	Puissance de chauffage	Puissance thermonucléaire	Champ magnétique	Puissance neutronique aux parois	Temps de stabilité du plasma	Température du plasma	Volume du plasma	Plasma
ITER	50 MW	500 MW	5,3 T	0,57 $MW.m^{-2}$	> 400 s	150 millions de kelvins	840 m^3	D-T (2 g)
ASDEX Upgrade	27 MW	Non indiquée	3,1 T	Non indiquée	< 10 s	De 60 à 100 millions de kelvins	14 m^3	D –D (3 mg)

Le tokamak *AUG* est beaucoup plus petit qu'*ITER*, la puissance de l'installation est donc moindre, le temps de stabilité du plasma est bien plus court et la composition plasmique n'est pas la même. Malgré ces différences, le principe d'érosion est similaire à celui qui sera à l'œuvre dans *ITER*. Les caractéristiques du tokamak *AUG* ont été extraites du site internet de l'Institut Max-Planck.

Les poussières produites suite à l'érosion par le plasma du revêtement initial en *CFC* ont été étudiées et analysées par Sharpe *et al.* (2002 et 2003). Sharpe *et al.* (2002) ont déterminé une distribution des particules déposées dans *AUG* à l'aide de la technique de collecte utilisant le brossage et l'aspiration des *PFCs*. Les particules ont été analysées par microscopie électronique et les diamètres mesurés sont équivalent en surface projetée. Ils ont, de plus, comparé ces tailles particulaires avec celles des poussières collectées dans d'autres tokamaks (DIII-D, TFTR, Alcator-Cmod, JET, TEXTOR, Tore-Supra, LHD et NOVA) et en ont déduit un diamètre géométrique moyen global en nombre de 2,8 µm avec un écart-type géométrique de 2,4. De plus, ils ont remarqué que les distributions granulométriques des particules produites dans un tokamak sont globalement bien représentées par une loi log-normale comprise entre 0,5 et 10 µm. Enfin, ils ont observé que la majeure partie des particules générées se déposait près de leur zone d'érosion. Sharpe *et al.* (2003) ont analysé des particules collectées (toujours à l'aide d'une technique de brossage et d'aspiration) dans *AUG* à différentes positions dans le tore. Il en ressort des distributions granulométriques log-normales avec un diamètre médian global en nombre de 3,33 µm.

Puisque désormais la paroi de la chambre à vide du tokamak *AUG* est entièrement revêtue de tungstène, comme le sera le divertor d'*ITER*, les poussières produites dans ce tokamak sont ainsi plus représentatives de celles attendues dans *ITER* — du moins pour une partie. En effet, la majeure partie des particules envisagées dans *ITER* sont composées de béryllium puisque toute la couverture d'*ITER* sera en béryllium. De plus, l'analogie avec les poussières de tungstène envisagées dans *ITER* est à prendre avec précaution compte tenu des caractéristiques de ces deux installations (voir tableau 1.5). Par exemple, citons des différences au niveau des intensités thermiques du plasma (entre 60 et 100 millions de kelvins dans *AUG* contre 150 millions de kelvins dans *ITER*), des champs magnétiques (3,1 teslas dans *AUG* contre 5,3 teslas dans *ITER*), du volume du plasma (14 m^3 dans *AUG* contre 830 m^3 dans *ITER*) ou encore de la composition du plasma (3 mg de deutérium pour *AUG* contre 2 g d'un mélange deutérium/tritium pour *ITER*). Les poussières produites dans le tokamak

JET, dont les caractéristiques se rapprochent de celles d'*ITER*, ont une meilleure représentativité vis-à-vis d'*ITER*. Néanmoins, la collecte et l'analyse de ces poussières nécessite des moyens particuliers pour manipuler des particules de béryllium et des particules contenant du tritium.

Endstrasser *et al.* (2011) ont réalisé des études granulométriques et de composition chimique sur les particules de poussières collectées dans *AUG* avec les *PFCs* en tungstène. Leurs études ont été réalisées lors de quatre campagnes de collecte entre les années 2007 et 2009. La collecte de particules a été effectuée par sédimentation sur un *wafer* (plaque de silicium) contenu dans un boîtier rectangulaire. Lors de campagnes de maintenance, les *wafers* sont disposés à différentes positions dans le tokamak et sont récupérés à la campagne de maintenance suivante. Afin d'éviter une contamination avec les particules composant l'air ambiant, ces *wafers* sont immédiatement enfermés dans des boîtes en plastique hermétiques. L'analyse des particules est réalisée à l'aide d'un appareil de mesure combinant une analyse granulométrique et une analyse de composition chimique. Le dispositif permet l'enregistrement et le traitement granulométrique d'images numériques obtenues par microscopie électronique (*SEM*). De plus, les auteurs ont vérifié la composition élémentaire des échantillons en couplant la mesure avec une analyse du spectre de dispersion en énergie des rayons X (*EDX*). Les analyses des particules collectées à l'aide des dispositifs *wafers* ont mis en évidence deux figures morphologiques : sphérique et « floconneuse » (*flake* dans l'article cité ici). Les moyennes et les écart-types arithmétiques de ces distributions granulométriques ont été calculés par Endstrasser *et al.* (2011) et sont présentés dans le tableau 1.6.

Tableau 1.6 – Données statistiques en nombre sur les particules de tungstène collectées dans les *wafers*.

	Particules sphériques		Particules floconneuses	
Campagne	**Moyenne arithmétique (µm)**	**Ecart-type arithmétique (µm)**	**Moyenne arithmétique (µm)**	**Ecart-type arithmétique (µm)**
2007	1,7	1,4	0,2	3,6
2008a	2,1	1,4	0,5	2,5
2008b	2,1	1,5	0,7	2,4
2009	2,2	1,5	0,6	2,3

Ces études permettent de différencier les deux types de particules (sphériques et floconneuses). Auparavant, même en faisant l'hypothèse des morphologies particulaires (sphériques et floconneuses) identiques, les études réalisées sur les particules issues du revêtement *CFC* ne permettaient pas cette différenciation.

Sur les *wafers*, outre la présence de particules de tungstène, il y a du carbone (C), du bore (B), du fer (Fe) et du cuivre (Cu). Le carbone est présent dans la machine. On le retrouve sous les *PFCs* de tungstène mais aussi comme élément de protection sur des dispositifs de diagnostic. Le bore vient de la boronisation (Azizov *et al.*, 2015) qui consiste à déposer un film de carbure de bore sur les *PFCs* afin d'améliorer la pureté du plasma. Le fer et le cuivre sont des éléments constituant l'installation. Ainsi, les particules de carbone, de bore, de fer et de cuivre sont produites au cours du fonctionnement de l'installation. Mais, comme indiqué par Balden *et al.* (2014), il y a aussi des particules composées de ces différents matériaux. De plus, des particules (type fibre) ont été apportées durant les différentes périodes de maintenance de l'installation, et cela malgré les précautions prises, comme par exemple le port d'une combinaison et de gants par les opérateurs. Dans le tableau 1.7, sont reportés les pourcentages de ces apports particulaires extérieurs, non négligeables, qui ont été retrouvés sur les *wafers* lors de la première campagne de 2008.

Tableau 1.7 – Pourcentages des matériaux collectés (données de Rohde *et al.*, 2009) sur les *wafers* lors de la première campagne de collecte de 2008.

Diamètre équivalent à une sphère de même diamètre (µm)	Bore (%)	Carbone (%)	Fer (%)	Tungstène (%)	Autre (%)
]0;5[	26	16	4	55	_
[5;10]	21	30	12	21	15

Au cours de mes travaux de thèse, j'ai caractérisé des particules produites dans *AUG*. Dans cette étude, décrite au chapitre 3 de ce manuscrit, une importance toute particulière a été attachée à la détermination de la composition chimique des particules ainsi analysées afin de ne pas prendre en compte, dans les mesures, une pollution par un aérosol d'origine extérieure. En effet, et malgré l'introduction d'une pollution particulaire dans le tokamak *AUG*, il est supposé que celle-ci sera inexistante dans *ITER* (interventions robotisées).

1.2.3.3 La rétention du deutérium et du tritium dans le tokamak JT-60U

Pour des raisons de sûreté, ainsi que pour des impératifs économiques, la rétention des isotopes de l'hydrogène (le deutérium et surtout le tritium qui, lui, est radioactif) sur les parois du tokamak faisant face au plasma et les particules présentes doit être la plus limitée possible. En effet, Le tritium est radioactif et ne doit pas dépasser une certaine limite, qui est fixée à 1 kg (Roth *et al.*, 2009). De plus, les ressources en tritium, du fait des capacités actuelles de production industrielle, sont limitées et la production est très coûteuse. Concernant la couverture tritigène, elle en est encore au stade de prototype. Avec *ITER*, celle-ci sera testée et développée afin de mettre au point de nouvelles techniques capables d'assurer l'autosuffisance en tritium. Le but est de développer cette couverture tritigène avec *ITER* afin qu'elle soit opérationnelle dans le futur tokamak de démonstration *DEMO*. Concernant le fonctionnement d'*ITER*, celui-ci sera approvisionné en tritium par les stocks accumulés dans les réacteurs à fission de type *CANDU* (*CANada Deuterium Uranium*), actuellement de l'ordre d'une vingtaine de kilogrammes, et demeurant jusqu'ici inemployés (à l'exclusion des armes thermonucléaires).

Tout d'abord, le *CFC* a été abandonné comme *PFCs* à cause de ses capacités de rétention du tritium (Roth *et al.*, 2009). C'est en effet ce qu'on a appelé une « éponge a tritium » !

Dans la littérature scientifique, nous avons identifié les travaux de Adachi *et al.* (2013) portant sur la rétention du tritium dans le tokamak japonais *JT-60U*. En effet, bien que dans ce tokamak le plasma soit exclusivement D-D, le tritium est présent, en faible quantité, du fait de l'établissement de la réaction nucléaire (Peacock *et al.*, 1999 ; Sugiyama *et al.* 2005 ; Adachi *et al.*, 2013) :

$$ {}_1^2\mathrm{D} + {}_1^2\mathrm{D} = {}_1^3\mathrm{T}\,(1{,}01\,\mathrm{MeV}) + {}_1^1\mathrm{H}\,(3{,}03\,\mathrm{MeV}). \qquad (1.12) $$

Dans le *tokamak JT-60U*, la rétention de deutérium est accompagnée d'une rétention de tritium, certes bien moindre qu'avec un plasma composé d'un mélange D-T, mais suffisante pour que puisse être étudiée la rétention du tritium par les parois du tore (remarque valable pour tous les tokamaks à plasma D-D). La rétention de tritium ne doit donc pas être prise en compte pour les seuls tokamaks expérimentaux utilisant un mélange plasmique D-T, mais aussi pour ceux qui utilisent un mélange plasmique D-D. Seuls diffèrent les problèmes de radioprotection.

Au Japon, Adachi *et al.* (2013) ont étudié la rétention de l'hydrogène sur la paroi en *CFC* du tokamak *JT-60U*. Les caractéristiques de ce tokamak sont données dans le tableau 1.8 et comparées à celles d'*ITER*.

Tableau 1.8 – Comparaison des caractéristiques des *tokamaks JT-60U* et *ITER*.

	Puissance de chauffage	Puissance thermonucléaire	Champ magnétique	Puissance neutronique aux parois	Temps de stabilité du plasma	Température du plasma	Volume du plasma	Plasma
ITER	50 MW	500 MW	5,3 T	0,57 $MW.m^{-2}$	> 400 s	150 millions de kelvins	840 m^3	D-T (2 g)
JT-60U	40 MW	Non indiquée	4,2 T	Non indiquée	65 s	> 100 millions de kelvins	90 m^3	D –D

Les caractéristiques du *tokamak JT-60U* ont été extraites du site internet de l'Agence de l'énergie atomique japonaise : http://www-jt60.naka.jaea.go.jp/english/index-e.html.

Le plasma de ce *tokamak* est constitué exclusivement de deutérium. Afin d'étudier la rétention du tritium par les parois *CFC* du *tokamak*, les auteurs ont donc calculé la quantité de tritium produite par les réactions deutérium-deutérium et mesuré ce qui est retenu par la première paroi en *CFC*. Pour déterminer la quantité de tritium accumulé sur et dans les parois, ils ont extrait différents échantillons de la paroi et utilisé une méthode de combustion aboutissant à la formation de vapeur d'eau tritiée HTO. Leurs résultats montrent qu'environ 13% de la quantité de tritium produite est accumulée dans la première paroi (excluant le *divertor*). Ce pourcentage de 13% de rétention de tritium serait largement surestimé pour *ITER*. En effet, la paroi interne de celui-ci ne sera pas constituée de carbone. Le tungstène et le béryllium ont une tendance bien moindre à accumuler le tritium (Roth *et al.*, 2009).

Les études d'Adachi *et al.*, (2013) montrent que le carbone a tendance à retenir et à stocker l'hydrogène avec, comme principaux mécanismes : une accumulation de l'isotope dans une couche de surface saturée en hydrogène, une absorption chimique des surfaces, une diffusion et un piégeage intergranulaire, et enfin un dépôt des particules de carbone chargées d'hydrogène (érodées par le plasma).

Dans ce premier chapitre, le mécanisme à l'origine des poussières produites dans la chambre à vide d'un tokamak — érosion par le plasma des matériaux constituant la première paroi — a été mis en évidence au travers d'une revue bibliographique. La granulométrie des poussières, notamment en ce qui concerne les poussières de *CFC* et de tungstène, est comprise entre 0,1 et 30 µm. A première vue, la puissance du tokamak et la nature de la paroi face au plasma n'ont pas d'influence sur la granulométrie des poussières. En revanche, son impact sur la quantité de particules semble logiquement plus que certaine. La forme des particules est essentiellement sphérique et floconneuse, mais aussi fendue ainsi que fibreuse pour les particules carbonées. La présence de particules agglomérées devra être considérée. La présence de dépôts monocouche et multicouches n'a pas été définie. Enfin, il a été constaté que ces poussières sont généralement redéposées près de la zone où elles ont été érodées, ce qui est cohérent avec un mécanisme d'érosion-dépôt dans le vide. Ces poussières seront donc en grande partie positionnées sur le *divertor*[7].

Dans le deuxième chapitre, une revue bibliographique est cette fois-ci présentée relative à la problématique au cœur de mes travaux de thèse : le mécanisme de mise en suspension.

[7] A une tonne de poussières correspondrait une densité surfacique de dépôt égale à 100 $mg.cm^{-2}$ si le dépôt était réparti de façon homogène sur la totalité des parois internes de la chambre à vide. Ce dépôt sera donc beaucoup plus épais sur le divertor.

Cette page est volontairement laissée blanche pour une impression recto-verso

CHAPITRE 2

LE MECANISME DE MISE EN SUSPENSION DE PARTICULES PAR UN ECOULEMENT D'AIR

2.1 Mise en place des bases physique du mécanisme de mise en suspension 43
2.1.1 Un milieu environnant maîtrisé 43
2.1.1.1 Les grandeurs intensives 44
2.1.1.1.1 La masse volumique 44
2.1.1.1.2 La viscosité dynamique et cinématique 45
2.1.1.1.3 Le libre parcours moyen dans l'air 46
2.1.1.2 Les nombres adimensionnels et coefficients ou facteurs en relation 47
2.1.1.2.1 Le nombre de Reynolds 47
2.1.1.2.2 Le coefficient de traînée C_d permettant de déterminer la force de traînée 50
2.1.1.2.3 Le nombre de Knudsen 52
2.1.1.2.4 Le facteur de Cunningham 53
2.1.1.3 Profils de vitesse dans une couche limite turbulente 56
2.1.2 Les forces impliquées dans le mécanisme de mise en suspension 58
2.1.2.1 Les forces d'adhésion 58
2.1.2.1.1 Les forces de Van der Waals 59
2.1.2.1.2 Les forces de gravité 63
2.1.2.1.3 Les forces électrostatiques 64
2.1.2.1.4 Les forces de capillarité 64
2.1.2.2 Les forces aérauliques 65
2.1.2.2.1 La force de portance 65
2.1.2.2.2 La force de traînée 66
2.1.3 Les modèles de mise en suspension 67
2.1.3.1 Le modèle Rock'n Roll modifié de Zhang (2011) 73
2.2 Les experiences de mise en suspension 75
2.2.1 La mise en suspension de particules à pression atmosphérique 75
2.2.1.1 L'installation BISE-I 75
2.2.1.2 La soufflerie de l'Université de Notre Dame (USA) 76
2.2.1.3 La soufflerie de l'institut de la dynamique des fluides (Dresden, Allemagne) 77
2.2.2 La mise en suspension de particules à basse pression 77
2.2.3 La mise en suspension de particules par effet photoélectrique : le cas de La Lune 79
2.2.4 La mise en suspension de particules par un écoulement transitoire 80
2.2.4.1 L'installation AeReST (Aerosol Resuspension Shock Tube) 80
2.2.4.2 L'installation STARDUST 81

Cette page est volontairement laissée blanche pour une impression recto-verso

Avant de constituer un problème industriel, la mise en suspension de poussières ou de particules est un phénomène naturel. La mise en suspension de particules est, par exemple, observée lors d'éruptions volcaniques, d'avalanches ou encore de tempêtes de sable. Dans nos travaux, je me suis intéressé à la mise en suspension aéraulique de particules, déposées sur une surface plane, par un écoulement d'air turbulent. Ce phénomène a fait l'objet d'études expérimentales dont la plupart ont été réalisées dans un conduit à pression atmosphérique (Alloul-Marmor, 2002). La particularité supplémentaire de mes travaux se situe au niveau de l'effet de la basse pression sur ce phénomène. En condition opérationnelle, l'enceinte de l'installation *ITER*, où seront réalisées les réactions de fusion nucléaire, sera sous vide poussé ou secondaire (10^{-7} Pa). Lors d'un éventuel accident de perte de vide, il se produira ainsi un écoulement d'air turbulent et transitoire (dû à la variation de la pression environnante). En effet, au fur et à mesure que l'air entrera dans la chambre à vide, la pression environnante de celle-ci augmentera en conséquence. Une enceinte à vide (par exemple, un accélérateur de particules) est généralement associée à un environnement propre et par conséquent à une absence de poussière[8]. C'est pour cela qu'il y a très peu d'études de mise en suspension à basse pression dans le milieu industriel. Cependant, le phénomène naturel de mise en suspension à basse pression est observé lors de tempêtes dans l'atmosphère de la planète Mars, où la pression atmosphérique est au sol de 7 mbar. Dans le vide de ce qu'on appelle « atmosphère » lunaire (10^{-10} à 10^{-8} Pa), la mise en suspension résulte essentiellement de l'action des forces électriques dues à l'effet photoélectrique (UV solaire < 100 nm) et au vent solaire. Ainsi, les données sur l'effet de la basse pression, avec ou sans forces électriques, dans la mise en suspension particulaire proviennent, pour la plupart, des travaux de planétologie (Balme et Hagermann, 2006) et de planétologie comparée (Renno et Kok, 2008 ; Kok *et al.*, 2012).

Ce chapitre commence par poser les bases physiques du phénomène avec une présentation du système à l'étude, des forces s'établissant et du modèle de mise en suspension le plus pertinent de la littérature scientifique : le modèle dit « *Rock'n Roll* » de Reeks et Hall (2001). Une seconde partie est dédiée aux différentes expérimentations réalisées à pression atmosphérique, suivies de celles visant à la compréhension des phénomènes naturels se produisant sur la planète Mars. Ensuite, nous étudierons la mise en suspension de poussières dans un environnement dépourvu d'atmosphère (vide). Celle-ci a été observée sur notre satellite la Lune ou encore sur la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko. Sur la Lune, la mise en suspension n'est pas aéraulique mais essentiellement photoélectrique. Sur la comète observée par la sonde *Rosetta*, ce sont des jets de vapeur qui sont éjectés dans le vide. L'intérêt majeur de cette partie est de rassembler des données expérimentales déjà obtenues sur les fractions de particules ré-entraînées par un écoulement d'air aux pressions les plus variées.

2.1 ETABLISSEMENT DES BASES PHYSIQUE DU MECANISME DE MISE EN SUSPENSION

2.1.1 Un milieu environnant maîtrisé

L'objet de l'étude est un système diphasique constitué d'une phase gazeuse (atmosphère terrestre) et d'une phase solide divisée (particules). La maîtrise de l'environnement fluide est primordiale dans la compréhension et l'étude du mécanisme de mise en suspension. Nous devons donc posséder des informations sur la pression, la vitesse ainsi que la température, qui toutes trois influent sur les paramètres du milieu (tels que, par exemple, la masse volumique, le nombre de Reynolds, la viscosité dynamique ou encore le libre parcours moyen). Le gaz environnant utilisé dans les études de mise en suspension est de l'air[9]. Les différentes grandeurs permettant de le caractériser sont indiquées dans le tableau 2.1.

[8] Les physiciens du CERN sont toutefois également confrontés à des problèmes de poussières (*Unidentified Falling Objects*) dans l'anneau sous vide du LHC (Baer *et al.*, 2012).

[9] Les analogies avec la planète Mars doivent donc tenir compte non pas de la seule pression, mais aussi des différences physiques entre l'air et le gaz carbonique et, subsidiairement, d'une gravité réduite.

Tableau 2.1 – Constantes de l'air, atmosphère standard au sol.

Grandeur	Symbole	Valeur
Température ambiante	T_0	296,15 K
Pression atmosphérique	P_0	101325 Pa
Masse volumique	ρ_0	1,1919 $kg.m^{-3}$
Viscosité dynamique	μ_0	$1,83245.10^{-5}$ Pa.s
Viscosité cinématique	ν_0	$1,5374.10^{-5}$ $m^2.s^{-1}$
Libre parcours moyen	λ_0	$67,3.10^{-9}$ m
Constante de Sutherland	S	110,4 K

Les valeurs reportées dans le tableau 2.1 ci-dessus proviennent de Willeke (1976), Allen et Raabe (1982) et Kim *et al.* (2005).

Tout au long de ce deuxième chapitre, je m'attache à fournir des exemples de calculs en relation avec la plage d'expérimentation des deux souffleries à ma disposition : les souffleries *BISE-II* (*Blowing facility for alrborne releaSE*) et *AWTS-II*, situées respectivement à Saclay (France) et Aarhus (Danemark). La présentation et la caractérisation expérimentale des écoulements s'établissant dans ces deux installations sont réalisées dans le chapitre 4 de ce manuscrit.

2.1.1.1 Les grandeurs intensives

Dans cette partie, les paramètres prépondérants sont calculés en fonction des variables du milieu environnant entrant dans le calcul des forces aérauliques s'exerçant sur une particule. Ces paramètres sont des grandeurs intensives qui, contrairement aux grandeurs extensives, ne dépendent pas du volume représentatif considéré.

2.1.1.1.1 La masse volumique

La masse volumique d'un gaz ρ_g (en $kg.m^{-3}$), donnée par la loi des gaz parfaits, est fonction de sa température T_g ainsi que de sa pression P_g :

$$\rho_g(T_g, P_g) = M_g \frac{P_g}{R.T_g}, \tag{2.1}$$

avec R_g = 8,3143 $J.K^{-1}.mol^{-1}$, constante des gaz parfaits et M_g, masse molaire du gaz considéré ($kg.mol^{-1}$).

Sur la figure 2.1, le calcul de la masse volumique de l'air en fonction de la pression est présenté à différentes températures. La plage d'expérimentation en pression de l'installation *BISE-II* y est mise en évidence. Celle de l'installation *AWTS-II* peut descendre jusqu'à une pression environnante d'un millibar, couvrant donc la pression moyenne à la surface de la planète Mars.

Le calcul a été réalisé avec une masse molaire de l'air de :

$$M_{air} = 28,97 \text{ g.mol}^{-1}. \tag{2.2}$$

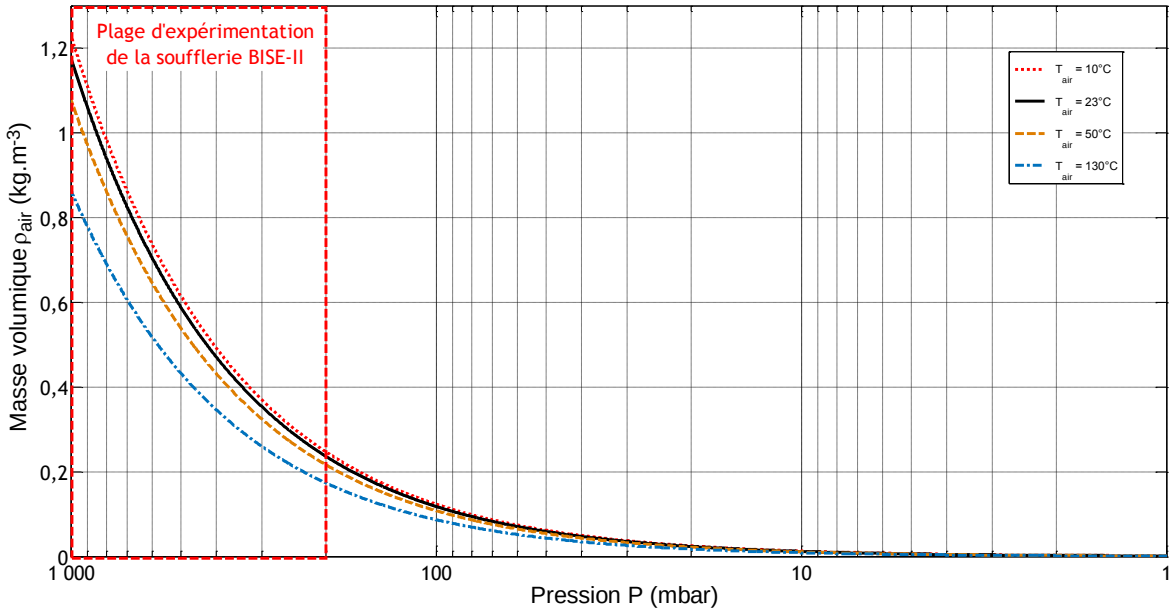


Figure 2.1 – Masse volumique de l'air calculée en fonction de la pression à différentes températures fixées (10, 23, 50 et 130°C).

2.1.1.1.2 La viscosité dynamique et cinématique

La viscosité dynamique μ (Pa.s) d'un fluide est le rapport de la contrainte de cisaillement sur le gradient de vitesse perpendiculaire au plan de cisaillement. Cette viscosité intervient aussi dans le calcul du nombre de Reynolds permettant de définir un régime d'écoulement (laminaire, intermédiaire ou turbulent) dans une conduite ou autour d'une particule. La formule de Sutherland permet de calculer la viscosité dynamique μ d'un gaz en fonction de sa température T (en K) :

$$\mu(T) = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2} \frac{T_0 + S}{T + S} \mu_0 \,, \tag{2.3}$$

où S est la constante de Sutherland (en K), T_0 la température ambiante de référence du gaz (en K), et μ_0 la viscosité dynamique du gaz à T_0.

Sur la figure 2.2 est reportée la viscosité dynamique de l'air calculée en fonction de la température à l'aide de l'équation (2.3).

Dans le calcul des forces aérauliques, on utilise plutôt la viscosité cinématique ν qui s'obtient en divisant la viscosité dynamique μ par la masse volumique du fluide ρ.

Par exemple, à température ambiante (T_0 = 23°C) et à pression atmosphérique (P_0 = 101325 Pa) la viscosité cinématique de l'air est :

$$\nu_0 = \frac{\mu_0}{\rho_0} = 1{,}5374.10^{-5} \mathrm{m}^2.\mathrm{s}^{-1}. \tag{2.4}$$

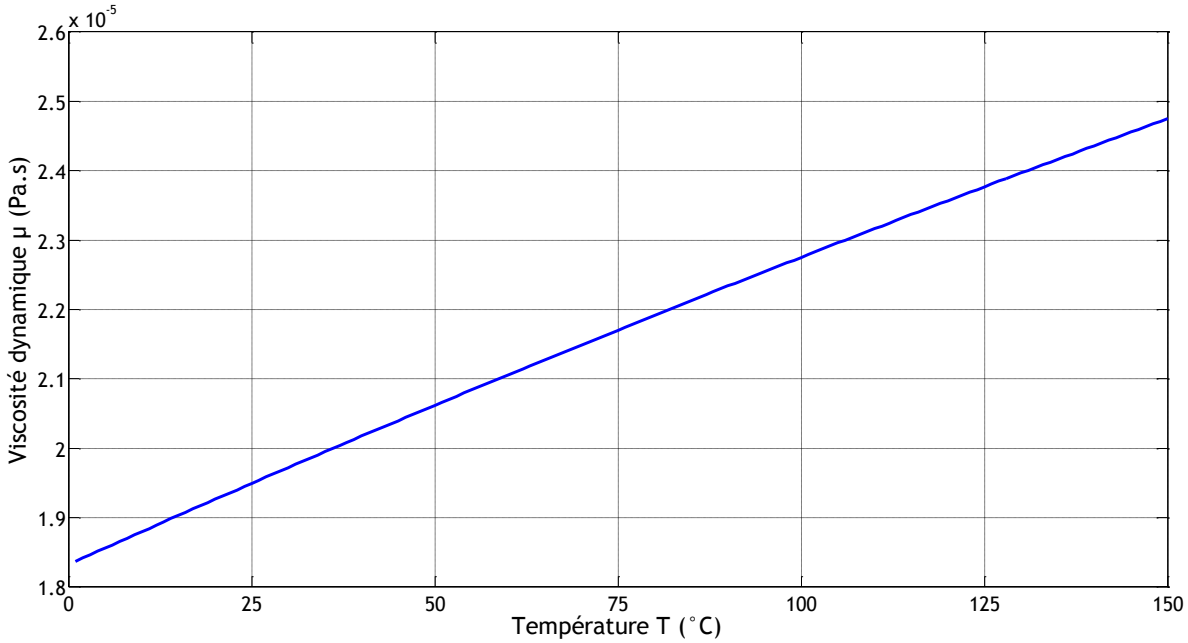


Figure 2.2 – Viscosité dynamique de l'air en fonction de sa température.

2.1.1.1.3 Le libre parcours moyen dans l'air

Le libre parcours moyen des molécules d'un gaz est égal à :

$$\lambda_g = \frac{k_B T}{\sqrt{2}\pi d^2 P}, \tag{2.5}$$

où k_B est la constante de Boltzmann ($1{,}381.10^{-23}$ $J.K^{-1}$) et d ≈ 2 Å (diamètre moléculaire moyen).

La relation donnant le libre parcours moyen dans l'air en fonction de sa température *T* et de sa pression P est donnée, par exemple, par Willeke (1976) :

$$\lambda_g = \lambda_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)\left(\frac{P_0}{P}\right)\left(\frac{1+S/T_0}{1+S/T}\right), \tag{2.6}$$

où P_0 est la pression atmosphérique de référence, *P* la pression de l'air, S la constante de Sutherland et λ_0 le libre parcours moyen dans l'air à température ambiante T_0 et à pression atmosphérique P_0.

Le libre parcours moyen dépend de deux variables : la pression et la température. Sur la figure 2.3, le libre parcours moyen dans l'air est représenté en fonction de la pression pour des températures fixées. De plus, il est mis en évidence la plage d'expérimentation de l'installation *BISE-II*.

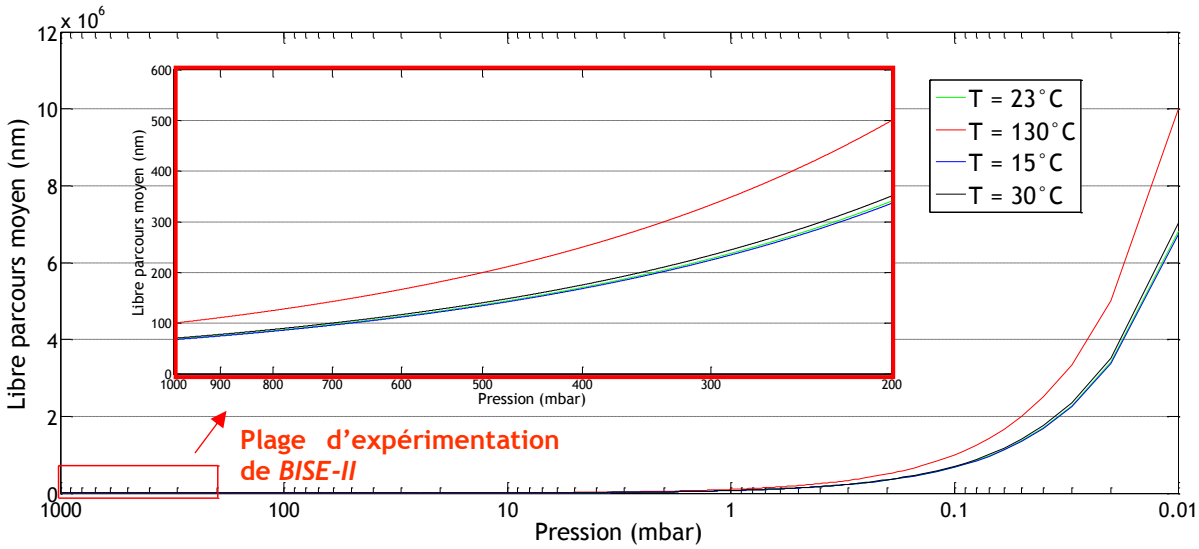


Figure 2.3 – Evolution du libre parcours moyen en fonction de la pression à différentes températures.

Comme le montre la figure 2.3, le libre parcours moyen augmente de façon attendue lorsque la pression diminue ou que la température augmente. En effet, en diminuant la pression d'un gaz dans un volume donné, on diminue le nombre de molécules et on augmente alors le libre parcours moyen entre les molécules de ce gaz. De même, en augmentant la température (à pression constante), le gaz en question se dilate augmentant ainsi la distance entre les molécules de ce gaz, et par conséquent le libre parcours moyen entre celles-ci.

Après avoir présenté les grandeurs intensives utiles à notre étude, les nombres adimensionnels permettant de caractériser un écoulement sont présentés dans la partie qui suit.

2.1.1.2 Les nombres adimensionnels et les coefficients ou facteurs en relation

2.1.1.2.1 Le nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds caractérise le régime d'un écoulement en quantifiant l'importance des forces inertielles par rapport aux forces visqueuses. Son expression est habituellement donnée par :

$$Re = \frac{\rho_f . U . L}{\mu_f}, \tag{2.7}$$

où ρ_f est la masse volumique du fluide (en kg.m^{-3}), U la vitesse caractéristique de l'écoulement libre (en m.s^{-1}), L une grandeur caractéristique (en m) sur laquelle la viscosité est susceptible d'intervenir, et μ_f la viscosité dynamique du fluide (en Pa.s).

En fonction de ce nombre, trois régimes d'écoulement peuvent être distingués : laminaire (de 0 à 2000), transitoire (de 2000 à 4000), et turbulent (supérieur à 4000).

La grandeur caractéristique dans une conduite est appelé diamètre hydraulique (D_h). Elle est donnée par la relation :

$$D_h = \frac{4.A}{P_m}, \tag{2.8}$$

où A est l'aire de la section que traverse le fluide, et P_m le périmètre mouillé de cette section.

Avec une section rectangulaire, et en appelant l et h, respectivement, la largeur et la hauteur de la section, l'équation (2.8) s'écrit :

$$D_h = \frac{4.l.h}{2.(l+h)} = 2\frac{l.h}{l+h}. \tag{2.9}$$

Avec une section circulaire de diamètre d, le diamètre hydraulique D_h se confond avec d.

Sur la figure 2.4, le nombre de Reynolds a été calculé en fonction de l'écoulement d'air pouvant s'établir dans les soufflerie*s BISE*-II et *AWTS-II*. Les pressions choisies, à savoir 1000 et 200 mbar pour *BISE-II* ou 1000 et 10 mbar pour *AWTS-II*, sont les limites de fonctionnement de ces deux installations[10]. Les diamètres hydrauliques de *BISE-II* et *AWTS-II* sont respectivement de :

$$D_{h_BISE\text{-}II} = 6{,}6 \text{ cm}, \tag{2.10}$$

$$D_{h_AWTS\text{-}II} = 50 \text{ cm}. \tag{2.11}$$

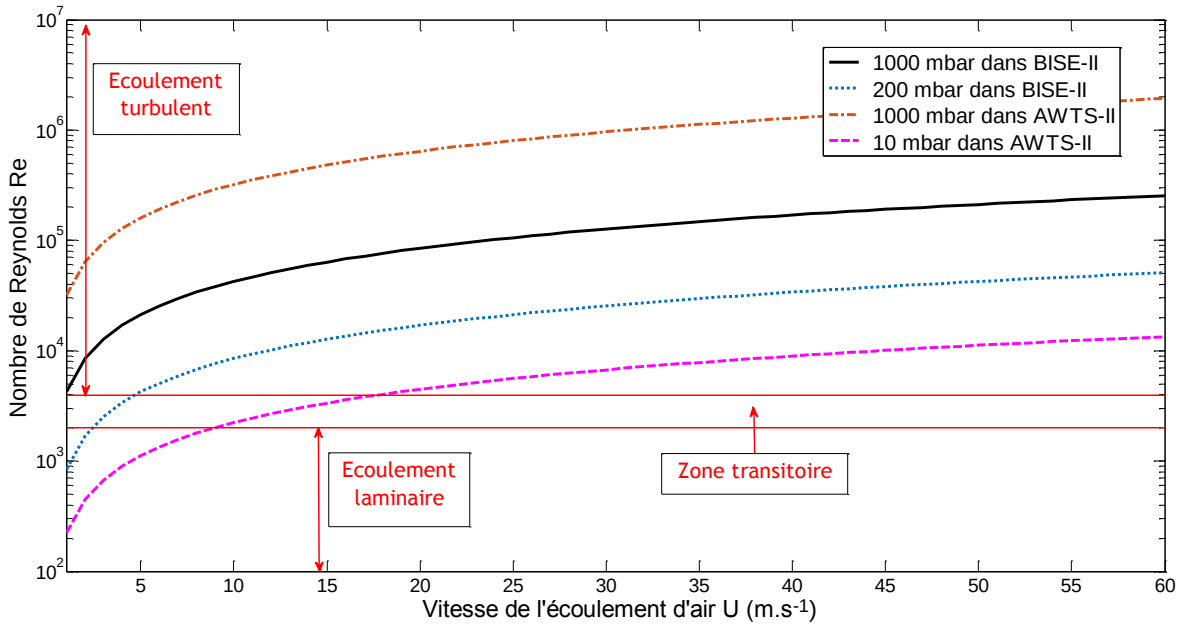


Figure 2.4 – Evolution du nombre de Reynolds *Re* en fonction de la vitesse de l'écoulement dans les soufflerie*s BISE-II* et *AWTS-II*.

On constate sur la figure 2.4 qu'à partir de 5 m.s^{-1} un écoulement turbulent s'établit quelle que soit la pression environnante dans BISE-II. Dans AWTS-II, c'est à partir de 18 m.s^{-1} que l'écoulement devient turbulent quelle que soit la pression environnante. En dessous de ces deux valeurs

[10] La soufflerie danoise permet d'atteindre des pressions inférieures à 10 mbar avec des conditions opérationnelles plus contraignantes. De même, le domaine opérationnel de BISE-II ne descend pas au-dessous de 300 mbar.

l'écoulement peut être turbulent, transitoire ou laminaire, selon la pression du milieu environnant et le diamètre hydraulique considéré.

Afin d'adapter ce nombre de Reynolds à la problématique d'une particule (approximée par une géométrie sphérique) déposée sur une paroi et soumise à un écoulement de fluide visqueux, on utilisera le nombre de Reynolds particulaire donné par la relation :

$$Re_p(U_P) = \frac{\rho_f . |U_f - U_P| . d_P}{\mu_f}, \qquad (2.12)$$

où d_p est le diamètre sphérique équivalent de la particule (en m), U_p la vitesse de la particule (en $m.s^{-1}$), et U_f la vitesse du fluide que « voit » la particule (en $m.s^{-1}$).

Ici, U_p= 0 $m.s^{-1}$ puisque, dans notre étude, la particule est déposée sur une surface.

En fonction de ce nombre de Reynolds particulaire Re_p, trois écoulements peuvent être distingués :

- l'écoulement dit de Stokes lorsque $Re_p < 1$,
- l'écoulement intermédiaire lorsque $1 < Re_p < 10^3$,
- l'écoulement turbulent lorsque $10^3 < Re_p$.

L'équation (2.12) montre qu'outre la pression environnante, la granulométrie des particules étudiées modifie ce nombre de Reynolds particulaire. De plus, ce nombre adimensionnel n'est plus fonction du diamètre hydraulique de l'installation puisque la grandeur caractéristique est maintenant le diamètre de la particule. Sur la figure 2.5, ce nombre de Reynolds particulaire Re_p est représenté en fonction de la vitesse de l'écoulement à pression atmosphérique et pour différents diamètres de particules.

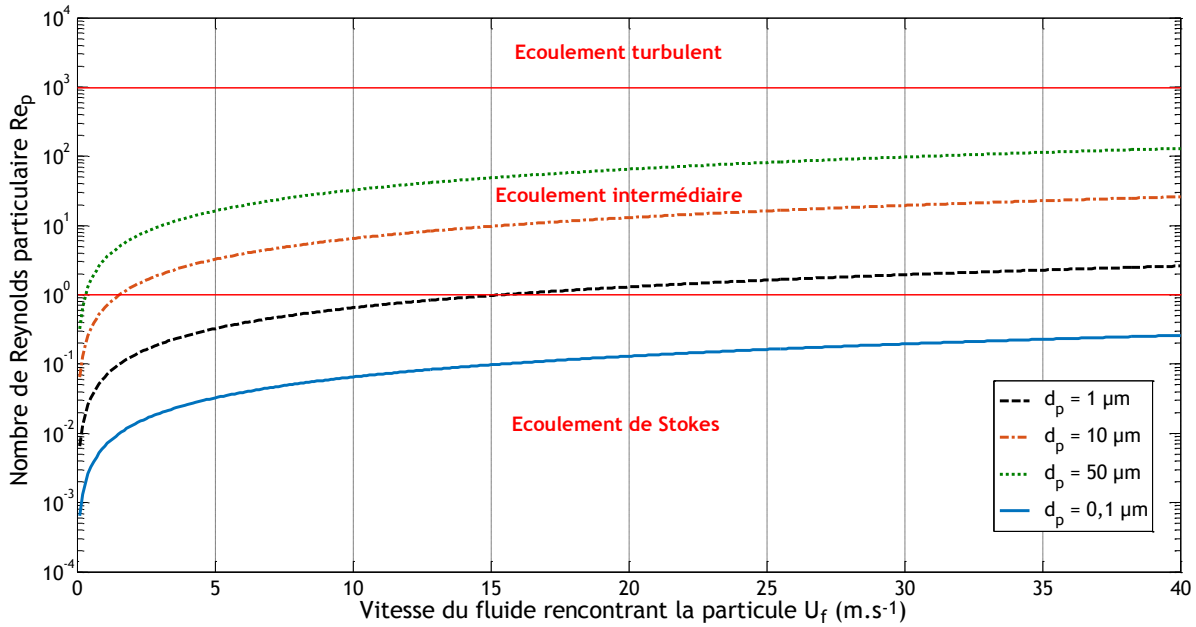


Figure 2.5 – Nombre de Reynolds particulaire Re_p en fonction de la vitesse de l'écoulement d'air entrant en interaction avec la particule et en fonction de diamètres particulaires fixés.

Avec ce nombre adimensionnel, et compte tenu de la plage granulométrique et des vitesses d'écoulement à l'étude, on met en évidence que le régime d'écoulement turbulent n'est pas atteint. Le nombre de Reynolds particulaire diminue lorsque la taille des particules ou la pression du milieu environnant diminue. De plus, le nombre de Reynolds étant dépendant de la masse

volumique et de la viscosité dynamique du fluide, il est par conséquent fonction de la pression et de la température de l'air.

Afin de déterminer numériquement le coefficient de trainée C_d (*cf.* ci-après) d'une particule déposée sur une surface, des chercheurs (Liu *et al.*, 2011) ont utilisé un autre nombre de Reynolds (*plate Reynolds number*), défini par la relation :

$$Re_x = \frac{\rho_f . U_f . x}{\mu_f} , \tag{2.13}$$

où x est la distance entre la particule et l'entrée de l'écoulement dans l'enceinte environnementale étudiée.

2.1.1.2.2 Le coefficient de traînée C_d permettant de déterminer la force de traînée

Dans le régime de Stokes (faibles vitesses), la force de frottement du fluide sur une petite sphère en mouvement dans celui-ci (sans influence d'une proche paroi) est donnée par la loi de Stokes:

$$F_D = 3\pi\mu_f d_p U_f . \tag{2.14}$$

Le coefficient de trainée C_d permet de prendre en compte le régime de l'écoulement (en termes de viscosité) en fonction du nombre de Reynolds particulaire Re_p, ainsi que l'influence d'une surface sur la force de traînée F_D lorsqu'une particule y est déposée. Cette force est donnée par :

$$F_D = C_D \frac{\pi d_p^{\,2}}{8} \rho_f U_f^{\,2} . \tag{2.15}$$

O'Neil (1968) a pris en compte l'influence d'une proche paroi sur une particule sphérique dans la formulation de la loi de Stokes. Pour cela, il a déterminé théoriquement un facteur de correction à intégrer dans la loi de Stokes :

$$f_1 = 1{,}7009 . \tag{2.16}$$

Notons toutefois que le facteur d'O'neil est valable seulement pour des conditions d'écoulement dit « rampant » ($Re_p < 1$).

Un coefficient f_2 permet de prendre en compte les différents régimes de l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds particulaire. De multiples études ont été effectuées afin de déterminer ce coefficient, fonction du nombre de Reynolds particulaire. O'neil (1968) détermine ce coefficient f_2 pour des écoulements rampants (Re_p faible) :

$$f_2 = \frac{24}{Re_P} , \tag{2.17}$$

avec $10^{-4} < Re_p < 1$. Notons que c'est cette expression de f_2 qui permet de retrouver la loi de Stokes.

Morsi et Alexander (1972) ont déterminé expérimentalement ce coefficient f_2 en le calculant par régions de Re_p. Il en ressort l'expression suivante :

$$f_2 = \frac{K_1}{Re_P} + \frac{K_2}{Re_P^{\,2}} + K_3 , \tag{2.18}$$

où K_1, K_2 et K_3 sont des coefficients empiriques déterminés suivant le nombre de Reynolds particulaire Re_p (voir le tableau 2.2).

Tableau 2.2 – Coefficients empiriques de f_2 déterminés expérimentalement par Morsi et Alexander (1972).

	K_1	K_2	K_3
$Re_p < 0,1$	24	0	0
$0,1 < Re_p < 1$	22,73	0,0903	3,69
$1 < Re_p < 10$	29,1667	-3,8889	1,222
$10 < Re_p < 100$	46,5	-116,67	0,6167
$100 < Re_p < 1000$	98,33	-2778	0,3644
$1000 < Re_p < 5000$	148,62	-47500	0,357
$5000 < Re_p < 10000$	-490,546	578700	0,46
$10000 < Re_p < 50000$	-1662,5	5416700	0,5191

Willeke et Baron (1993) fournissent le coefficient f_2 obtenu expérimentalement pour des nombres de Reynolds particulaires compris entre 0,1 et 1000 :

$$f_2 = (1 + 0,0916.Re_p)\frac{24}{Re_P}, \tag{2.19}$$

pour $0,1 \leq Re_P < 5$, et

$$f_2 = (1 + 0,158.Re_P^{2/3})\frac{24}{Re_P}, \tag{2.20}$$

pour $5 \leq Re_P < 1000$.

Sweeney et Finlay (2007) ont déterminé numériquement le coefficient f_2 à partir d'un nombre de Reynolds « plat » $Re_x = 32,4$ valide pour $0,1 \leq Re_p \leq 250$:

$$f_2 = \frac{40,812}{Re_P} \Bigg/ \left[1 - \frac{0,2817}{Re_P^{0,0826}} \operatorname{arcsinh}(0,238.Re_p)\right]. \tag{2.21}$$

Pour une particule sphérique, immergée dans un fluide et déposée sur une surface, le coefficient de traînée C_d intervenant dans la force de trainée est donc de la forme :

$$C_d = f_1.f_2, \tag{2.22}$$

où le choix de l'expression de f_2 reste à déterminer.

Le résultat des calculs des coefficients de traînée C_d en fonction du nombre de Reynolds particulaire Re_p et suivant les expressions de différents auteurs sont présentés sur la figure 2.6. Ces coefficients C_d tiennent compte du régime de l'écoulement (en termes de viscosité) ainsi que de l'influence d'un contact paroi-particule (détachement d'une particule d'une surface plane). Dans le cas des aérosols, on est le plus souvent en régime de Stokes. La figure 2.6 présente l'évolution du coefficient de traînée quel que soit le diamètre de la sphère considérée (il est intégré dans le nombre de Reynolds particulaire).

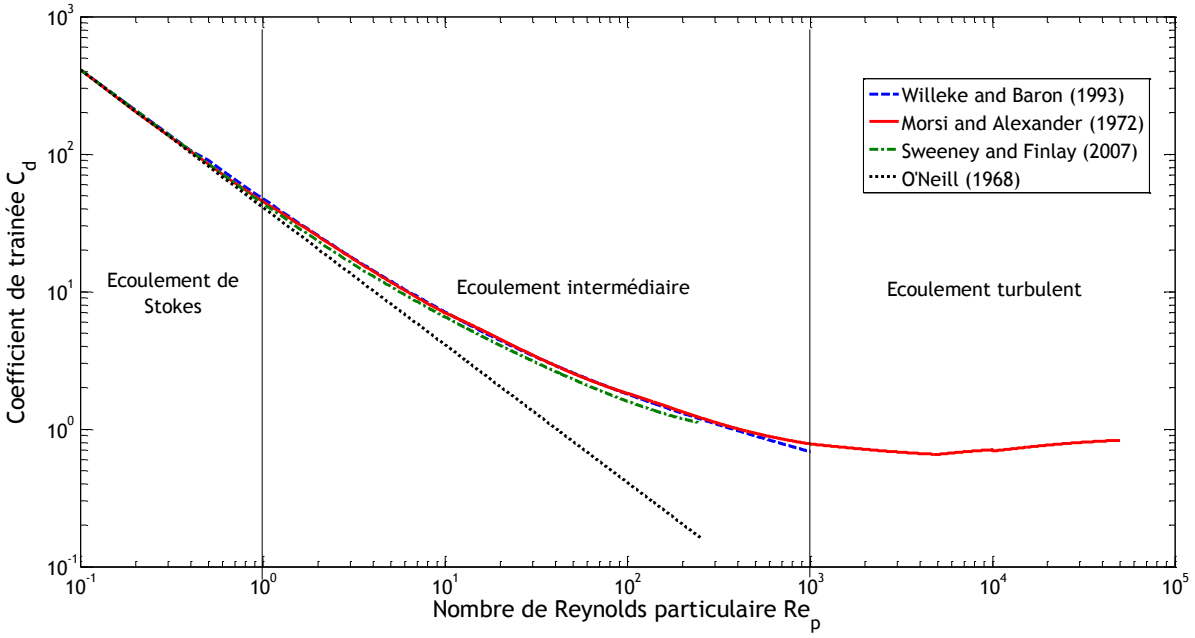


Figure 2.6 – Calcul et comparaison des différents facteurs de traînée C_d déterminés par différents auteurs.

Sur la figure 2.6, on constate que les coefficients de traînée C_d de Morsi et Alexander (1972) et de Willeke and Baron (1993) se superposent et commencent à diverger à environ $Re_p = 3.10^2$. Les coefficients C_d de Willeke and Baron (1993) ont été validés numériquement par Liu *et al.* (2011) pour $0,1 \leq Re_p \leq 250$, et avec un Re_x variant dans une gamme de 32 à 87, et dans une gamme de 18,31 à 527.

Les résultats de Morsi et Alexander (1972) étant basés sur des études expérimentales (avec un nombre Re_p allant jusqu'à 50000) et se superposant à ceux de Willeke and Baron (1993) qui ont été validés numériquement par Liu *et al.* (2011) (pour $0,1 \leq Re_p \leq 250$), le coefficient de trainée C_d associant le coefficient f_2 de S.A. Morsi et A.J. Alexander (2.18) et le facteur f_1 de M.E. O'neil (2.16) semble être le plus approprié. C'est celui que nous utiliserons préférentiellement.

2.1.1.2.3 Le nombre de Knudsen

La continuité d'un milieu peut être caractérisée par le nombre adimensionnel de Knudsen *Kn* défini comme le rapport du libre parcours moyen des molécules du gaz porteur λ_g sur le rayon des particules r_p :

$$Kn = \frac{\lambda_g}{r_p} . \qquad (2.23)$$

Suivant ce nombre de Knudsen, trois régimes peuvent se distinguer :

- le régime continu lorsque Kn << 1,
- le régime transitoire lorsque Kn ≈ 1,
- le régime moléculaire lorsque Kn >> 1.

D'après les définitions du nombre de Knudsen et du libre parcours moyen du gaz, le nombre de Knudsen est directement dépendant de trois paramètres : la pression et la température du gaz environnant, et la taille des particules.

L'évolution du nombre de Knudsen a été calculée en fonction de ces paramètres et est reportée sur la figure 2.7.

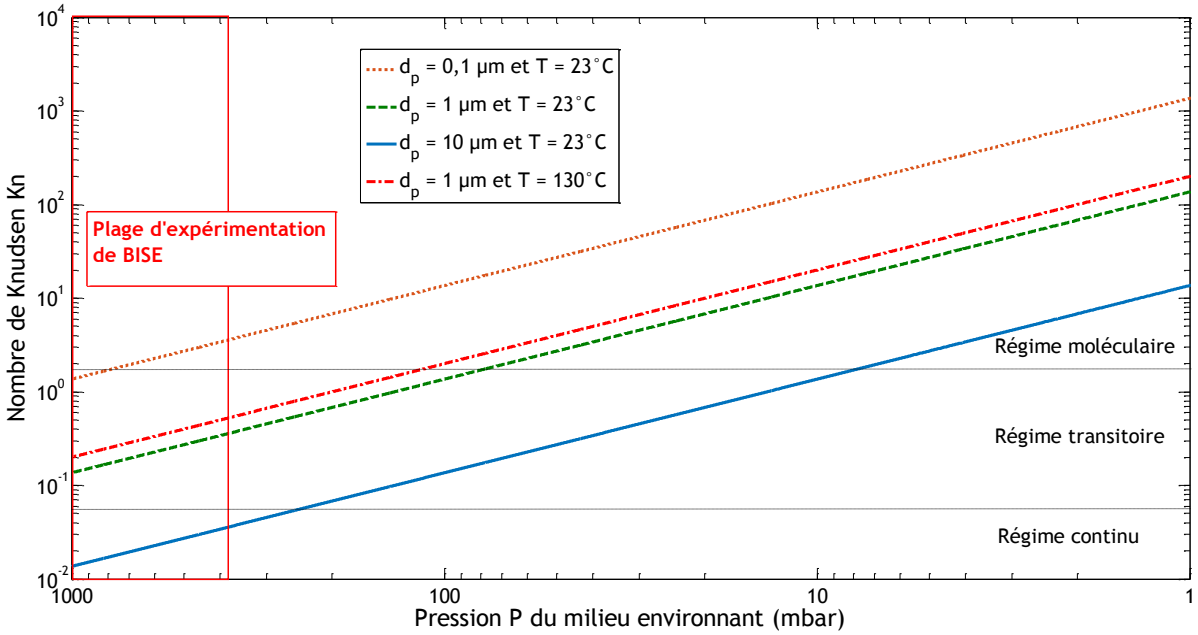


Figure 2.7 – Nombre de Knudsen *Kn* calculé en fonction de la pression *P* à des diamètres de particules et à des températures du gaz fixés

Le nombre de Knudsen augmente lorsque la granulométrie des particules diminue, lorsque la pression du gaz diminue et lorsque la température augmente.

2.1.1.2.4 Le facteur de Cunningham

Afin de prendre en compte le régime auquel est soumis le milieu (en termes de continuité), Cunningham et Fellow (1910) ont corrigé la loi de Stokes par un facteur de glissement *Cu*, fonction du nombre de Knudsen *Kn* :

$$Cu(Kn) = 1 + A.Kn\,. \tag{2.24}$$

Ce facteur *Cu*, appelé facteur de Cunningham, inclut un paramètre positif *A*. En 1923, R.A. Millikan vérifia expérimentalement la dépendance linéaire de ce facteur de correction *A* sur le libre parcours moyen dans la formule de Cunningham, pour des nombres de Knudsen inférieurs à 0,3. En 1911, M. Knudsen et S. Weber *(cf.* Kim *et al.*, 2005) ont exprimé le paramètre *A* sous la forme d'une fonction du nombre de Knudsen :

$$A = a + b.e^{\left(-\frac{c}{Kn}\right)}, \tag{2.25}$$

où a, b et c sont des constantes déterminées expérimentalement.

Le facteur de Cunningham s'exprime alors sous la forme :

$$Cu(Kn) = 1 + Kn\left(a + b.e^{\left(-\frac{c}{Kn}\right)}\right). \tag{2.26}$$

Les limites de cette expression conduisent à :

$$\lim_{Kn\to 0} Cu(Kn) = 1, \tag{2.27}$$

et

$$\lim_{Kn\to \infty} Cu(Kn) = Kn(a+b). \tag{2.28}$$

Suite aux travaux de Knudsen et Weber (1911) donnant la nouvelle forme du facteur correctif de glissement *Cu*, de nombreuses études expérimentales ont été conduites afin de déterminer les constantes a, b et c. Millikan (1923a) a déterminé la valeur du paramètre *A* dans une large gamme de nombres de Knudsen (allant de 0,5 à 134), sur des gouttes d'huile dont les tailles étaient comprises entre 0,245 et 2,5 µm, et dans une gamme de pression allant de 101,3 à 0,2 kPa. R.A. Millikan avait utilisé dans ces études un libre parcours moyen de 67,3 nm à 23°C et à pression atmosphérique (101,3 kPa). A partir de ses travaux, une multitude d'auteurs ont modifié les constantes du facteur *A* pour une meilleure prise en compte du régime transitoire ou moléculaire. Un résumé de ces études a été réalisé par Allen et Raabe (1982), qui ont entièrement réévalué les résultats de Millikan avec un libre parcours moyen de 67,3 nm à 23°C et à pression atmosphérique. Trois ans plus tard, Allen et Raabe (1985) ont mesuré le facteur de correction de glissement sur des sphères de polystyrène de taille micrométrique avec une version améliorée du dispositif de Millikan, et pour un nombre de Knudsen Kn compris entre 0,03 et 7,2. Rader (1990) a ré-analysé le facteur de glissement *Cu* pour de petites particules dans différents gaz porteurs (air, argon, hélium, hydrogène, méthane, éthane, isobutène, oxyde nitreux et dioxyde de carbone). Il est revenu sur les travaux d'Ishida (1923) utilisant des gouttes d'huile à un nombre de Knudsen inférieur à 0,4. Puis, il retient les travaux d'Eglin (1923) et Millikan (1923b) sur des gouttes d'huile et pour une large gamme de nombres de Knudsen (de 0,2 à 95) dans différents gaz (air, oxygène, gaz carbonique et hélium). Cinq ans plus tard, Hutchins *et al.* (1995) utiliseront une autre technique de mesure (par diffusion de la lumière et non plus par mobilité électrique) pour déterminer le paramètre de glissement Cu sur des sphères de polystyrène de diamètre allant de 1 à 2,12 µm. Kim *et al.* (2005) déterminent de leur coté de nouvelles constantes en réalisant des études expérimentales basées sur des mesures de mobilité électrique des particules ayant des diamètres compris entre 0,02 et 0,27 µm, avec un nombre de Knudsen variant de 0,5 à 82,9. Les différents paramètres de ces nombreux travaux sont rassemblés dans le tableau 2.3.

Tableau 2.3 – Paramètres des différentes expérimentations aboutissant à la détermination du facteur *Cu*.

Auteurs	T_0 (°C)	λ_0 (nm)	P_0 (kPa)	Diamètre (µm)	T (°C)	P (kPa)	Kn	Matériaux
Knudsen et Weber (1911)	20,2	100,65	101,3	Non indiqué	Non indiqué	Non indiqué	Non indiqué	Billes de verre
Millikan (1923a)	23	94,17	101,3	0,245 - 2,5	19,7 - 23,8	101,3 - 0,2	0,5 - 134	Gouttes d'huile
Allen et Raabe (1982)	23	67,3	101,3	0,245 - 2,5	19,7 - 23,8	101,3 - 0,2	0,03 - 92,4	Gouttes d'huile
Allen et Raabe (1985)	23	67,3	101,3	0,79 - 4,6	20,1 - 33,7	102,7 - 2,4	0,03 - 7,2	*PSL (polystyrene latex), PVT (polyvinyl toluene), DVB (polystyrene divinyl benzene)*
Rader (1990)	23	67,4	101,3	Non indiqué	Non indiqué	Non indiqué	0,2 - 95	Gouttes d'huile
Hutchins *et al.* (1995)	23	67,3	101,3	1 - 2,12	30	101,3 - 0,03	0,06 - 500	*PSL (polystyrene latex)*
Kim *et al.* (2005)	23	67,3	101,3	0,02 - 0,27	21,6 - 24,5	98,8 - 8,3	0,5 - 82,9	*PSL*

Suivant les auteurs, différentes constantes (T_0 et λ_0) ont été utilisées. Kim *et al.* (2005) ont recalculé les différentes constantes a, b et c qui interviennent dans l'expression du facteur de Cunningham, en prenant les mêmes conditions T_0 et λ_0. Ces constantes sont indiquées dans le tableau 2.4.

Tableau 2.4 – Coefficients entrant en jeu dans le calcul du facteur *Cu*, suivant différents auteurs.

Auteurs	Matériau	a	b	c
Knudsen et Weber (1911)	Billes de verre	1,034	0,536	1,219
Millikan (1923a)	Gouttes d'huile	1,209	0,406	0,893
Allen et Raabe (1982)	Gouttes d'huile	1,155	0,471	0,596
Allen et Raabe (1985)	PSL, PVT et DVB	1,142	0,558	0,999
Rader (1990)	Gouttes d'huile	1,209	0,441	0,779
Hutchins *et al.* (1995)	PSL	1,231	0,469	1,178
Kim *et al.* (2005)	PSL	1,165	0,483	0,997

Sur la figure 2.8, les différentes valeurs du facteur de Cunningham *Cu* sont reportées en fonction du nombre de Knudsen *Kn*, selon différents auteurs.

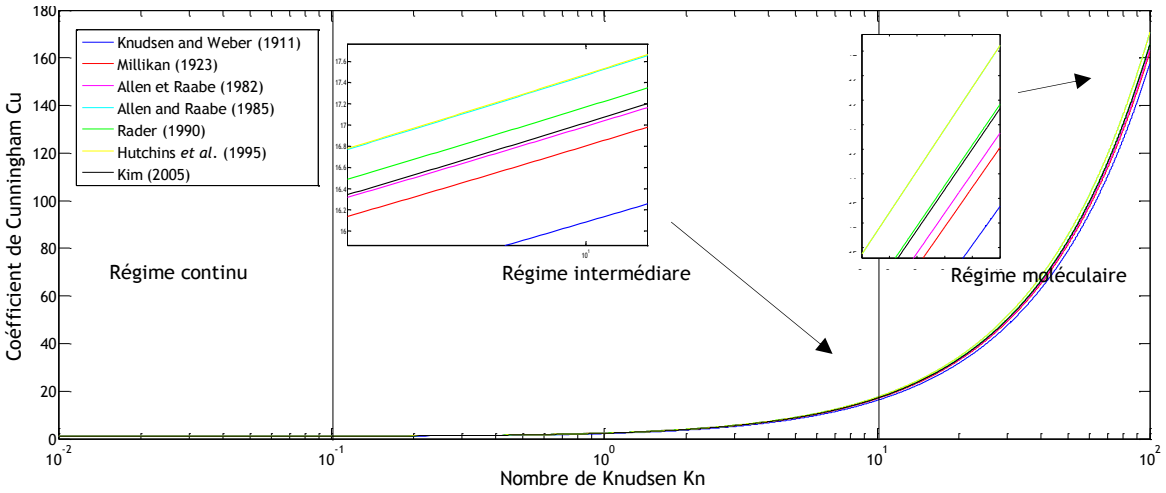


Figure 2.8 - Coefficient de Cunningham Cu en fonction du nombre de Knudsen.

Le facteur de correction Cu augmente avec le nombre de Knudsen. Ce facteur *Cu* en fonction des différents auteurs :

- tend universellement vers 1 dans la zone du régime continu,
- commence à augmenter et à diverger dans le régime intermédiaire (à Kn = 1, l'écart relatif maximal entre les deux valeurs de *Cu* extrêmes est de 9 %),
- converge dans la région moléculaire (à *Kn* = 100, l'écart relatif maximal entre les deux valeurs de Cu extrêmes est de 8 %).

Sur la figure 2.8, on constate que les différents facteurs de correction de Cunningham suivent globalement la même dynamique en fonction du nombre de Knudsen : augmentation de ce facteur quand le nombre de Knudsen augmente. De plus, nous constatons que les différents facteurs *Cu* ne sont pas en accord avec l'augmentation du *Kn*.

Le coefficient *Cu* de Knudsen et Weber (1911) est le plus bas. Il ne sera pas pris en compte du fait des incertitudes de mesures de l'époque. Nous ne retiendrons pas le coefficient *Cu* de Hutchins *et al.* (1995), bien que celui-ci couvre une large gamme de nombre de Knudsen (0,06 à 500). La détermination des coefficients a, b et c intervenant dans le nombre de Kundsen est en effet

réalisée à partir d'une technique de mesure (utilisant la diffusion de la lumière) différente de celle utilisée par les autres auteurs, ce qui peut expliquer la légère déviation du *Cu* par rapport aux autres valeurs. Enfin, nous n'utiliserons pas les coefficients d'Allen et Raabe (1985) car la détermination du facteur *Cu* a été réalisée par ces auteurs sur une gamme de nombres de Knudsen trop étroite : *Kn* compris entre 0,03 et 7,2. Les facteurs *Cu* de Rader (1990) et Kim *et al.* (2005) sont très proches et presque équivalents (avec un écart maximal de 0,4 situé à Kn = 100). Nous prendrons donc comme référence le facteur Cu de Kim *et al.* (2005).

2.1.1.3 Profils de vitesse dans une couche limite turbulente

La vitesse de l'écoulement est l'un des paramètres principaux intervenant dans le mécanisme de mise en suspension. Or, celle-ci est fonction de la distance à la paroi. Contre la paroi, la vitesse du fluide est nulle, alors qu'à l'infini (loin de la paroi), la vitesse est celle de l'écoulement libre (non perturbé). L'adhérence du fluide visqueux sur la paroi induit un gradient de vitesse définissant une couche limite. Le profil de vitesses au sein de la couche limite dépend du régime d'écoulement : laminaire, transitoire ou turbulent. En régime établi, le profil de vitesse d'un écoulement turbulent dans une conduite est représenté figure 2.9.

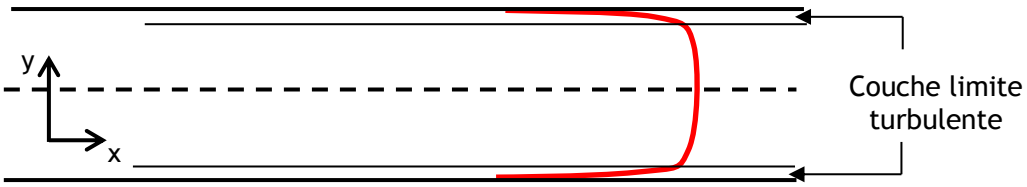


Figure 2.9 - Profil de vitesse d'un écoulement turbulent dans un conduit.

Comme représenté sur la figure 2.9, un écoulement turbulent dans un conduit est caractérisé par un profil de vitesse relativement plat au centre de la conduite et des couches limites turbulentes aux bords du conduit.

Pour un écoulement turbulent se développant sur une plaque plane, la couche limite est constituée de deux zones : une couche interne près de la paroi et une zone externe. La couche près de la paroi est constituée de trois régions distinctes (Schlichting, 1979) :

- la région la plus proche de la paroi est appelée la sous-couche laminaire ou visqueuse,
- la région la plus éloignée de la paroi est appelée la zone logarithmique,
- la région raccordant ces deux zones, visqueuse et logarithmique, est appelée zone tampon de transition.

Rappelons ici la définition de la vitesse de frottement (*friction* ou *shear velocity*):

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}\ , \tag{2.29}$$

où τ_0 est la contrainte de cisaillement tangentielle moyenne à la paroi et ρ la masse volumique du fluide.

La contrainte de cisaillement à la paroi est donnée dans l'ouvrage de référence de I.L. Ryhming (1992) :

$$\tau_0 = \frac{D}{4}\left(-\frac{dP}{dx}\right), \tag{2.30}$$

où *D* est le diamètre du conduit, *P* la pression, et *dx* la longueur parallèle à la paroi du volume de contrôle.

Définissons alors une vitesse adimensionnelle :

$$u^+ = \frac{\overline{u}}{u^*}, \tag{2.31}$$

où $\overline{u}$ est la vitesse moyenne en un point.

Enfin, définissons la variable :

$$y^+ = \frac{u^*.y}{\nu_f}, \tag{2.32}$$

où ν_f est la viscosité cinématique du fluide et *y* la distance normale à la paroi.

Le profil de vitesse est alors décrit à l'intérieur de chaque région de la zone interne. Dans la sous-couche visqueuse ($y^+ < 5$), nous avons :

$$u^+ = y^+ . \tag{2.33}$$

Dans la zone de transition ($5 < y^+ < 30$), nous avons :

$$u^+ = 5.\ln(y^+) - 3{,}05 . \tag{2.34}$$

Et dans la zone logarithmique ($y^+ > 30$), nous avons :

$$u^+ = 2{,}5.\ln(y^+) + 5{,}5 . \tag{2.35}$$

Ces équations sont représentées sur la figure 2.10.

Pour certains cas pratiques, il suffit d'employer un profil de vitesse de la forme d'une loi puissance :

$$\frac{\overline{u}}{U_\infty} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/n}, \tag{2.36}$$

où δ est l'épaisseur de la couche limite.

Dans le cas d'une plaque plane, cette loi puissance (ou loi de Blasius) peut être approximée par l'expression :

$$u^+ = 8{,}74(y^+)^{1/n}, \tag{2.37}$$

avec n ≈ 7 (d'après Schlichting, 1979).

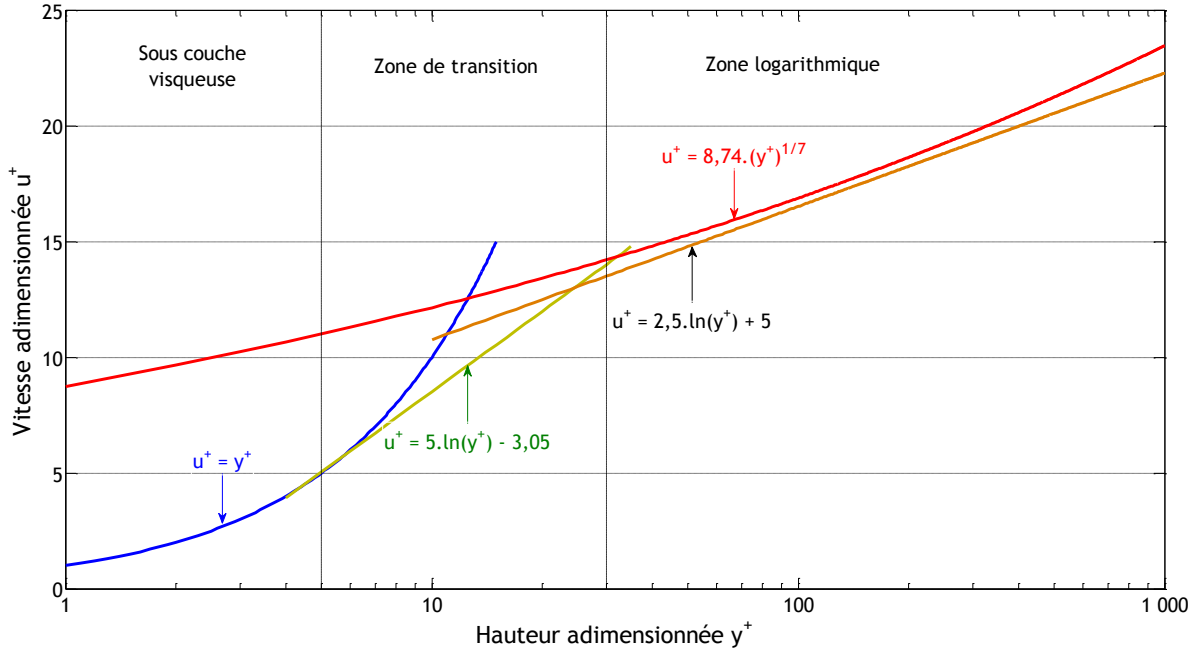


Figure 2.10 - Lois universelles d'une couche limite turbulente.

Schlichting (1979) propose enfin une relation permettant de calculer la vitesse de frottement à partir du taux de cisaillement pour un écoulement turbulent circulant dans un conduit :

$$\tau_0 = \rho.(u^*)^2 = 0,0225.\rho.U_\infty^{7/4}\left(\frac{2.\nu_f}{D_h}\right)^{1/4}. \qquad (2.38)$$

Le coefficient de cette équation est dépendant de l'installation en tenant compte de la forme de la section, de la rugosité de la paroi et de la gamme de nombres de Reynolds.

Après avoir présenté le milieu dans lequel sera étudiée la mise en suspension de poussières, la partie suivante énumère et détaille les forces impliquées dans le mécanisme de mise en suspension.

2.1.2 Les forces impliquées dans le mécanisme de mise en suspension

Le mécanisme de mise en suspension particulaire est régi par une compétition entre les forces aérauliques et les forces d'adhésion.

2.1.2.1 Les forces d'adhésion

Les forces d'adhésion comprennent les forces de Van der Waals, les forces électrostatiques et les forces de capillarité. En présence d'une couche de particules ou d'un tas de particules, les forces cohésives entre particules jouent de toute évidence un rôle dans l'adhésion globale. Pour de grosses particules (ayant une taille supérieure à 100 µm), la force de pesanteur, le plus souvent négligeable, peut également entrer en jeu.

2.1.2.1.1 Les forces de Van der Waals

A l'issue de calculs fastidieux, le physicien néerlandais Johannes Diderik Van der Waals fut le premier à montrer qu'il subsiste une force résultante (appelée par la suite force de Van der Waals) légèrement attractive entre deux atomes théoriquement neutres.

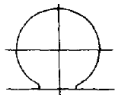
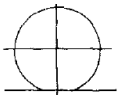
Ces forces de Van der Waals ont trois origines potentielles :

- les forces de London, ou effets de dispersion, créées par des molécules ayant des dipôles induits. Ces forces sont dues au fait que la densité électronique des molécules est probabiliste. A chaque distribution inhomogène se crée un moment dipolaire induit qui peut interagir avec les moments dipolaires induits des molécules voisines en exerçant une force attractive entre les molécules ;
- les forces de Debye, ou effet d'induction, résultant d'une interaction entre un dipôle induit d'une molécule et un dipôle permanent (molécules polaires, appelées parfois dipolaires par abus de langage) d'une molécule voisine ;
- les forces de Keesom, ou effet d'orientation, résultant d'une interaction intermoléculaire entre dipôles permanents. Ces forces sont soumises à l'influence de la température et diminuent donc lorsque la vibration des molécules augmente.

Dans la détermination théorique des forces de Van der Walls, les déformations des particules liées à l'environnement (pression, température, nature du milieu, etc.) et à leurs matériaux constitutifs (caractéristiques physiques telle que la ductilité) peuvent être prises en compte. En effet, celles-ci ont pour conséquence d'augmenter la surface de contact (Rimai et Busnaina, 1995), et donc d'augmenter les forces de Van der Waals.

Ziskind *et al.* (1995) comparent des modèles théoriques de calcul permettant de prendre en compte ces phénomènes de déformation dans les forces d'adhérence. Ces modèles, basés sur l'analyse de la surface de déformation et de contact entre une particule et une surface, sont : la théorie dite JKR (Johnson, Kandall et Roberts) et la théorie dite DMT (Derjaguin, Muller et Toporov). Proposé par Johnson *et al.* (1971), le modèle JKR est basé sur l'élargissement de la zone de contact par les forces d'adhérence. Les bords de la particule sont extensibles et le centre est compressible, contrairement à la théorie de H. Hertz où les contraintes sont de compressions sur toute la zone de contact. Proposé par Derjaguin *et al.* (1975), le modèle DMT est basé sur une distribution de pression (exercée par le milieu environnant) sur la zone de contact. Le modèle DMT suppose que cette distribution de pression est donnée par les équations de Hertz (Hertz, 1896). Ce modèle permet d'établir comment la forme de la particule change sous les effets de la déformation au niveau du contact. Une visualisation des deux modèles est proposée dans le tableau 2.5.

Tableau 2.5 – Visualisation des deux modèles de déformation.

Modèle	DMT	JKR
Forme de la surface en contact		
Distribution des contraintes	Traction sur les bords de contact	Compression

Ces deux modèles ont des champs d'application qui sont fonctions d'un paramètre adimensionnel, appelé paramètre de Tabor (Muller *et al.*, 1994) :

$$\mu = \left[\frac{16.\gamma^2.R}{9.K^2.D^3} \right]^{1/3}, \qquad (2.39)$$

où D est la séparation des deux surfaces, R le rayon de courbure, et K le critère d'élasticité donné par :

$$K = \frac{4}{3}\left[\frac{1-\upsilon_1^2}{E_1} + \frac{1-\upsilon_2^2}{E_2}\right], \tag{2.40}$$

avec E_i le module d'Young et ν_i le coefficient de Poisson du matériau i.

Si μ << 1, cela correspond à une particule petite et « dure ». Le modèle adéquat est par conséquent le modèle DMT.

Si au contraire μ >>1, la particule est large et « molle ». Le modèle adéquat est par conséquent le modèle JKR.

Le modèle dit de Maugis-Dugdale permet une transition entre les modèles JKR et DMT en mettant à profit le paramètre de Tabor μ. L'approximation a été déterminée par Carpick *et al.* (1999) et est fonction du paramètre de Maugis λ, défini à partir du paramètre de Tabor μ :

$$\lambda = 1{,}157.\mu\ . \tag{2.41}$$

Si λ > 5, le modèle JKR s'applique et si λ < 0,1, c'est le modèle DMT qui s'applique. Le régime transitoire entre 0,1 et 5 est donné par l'équation COS (Carpick, Ogletree et Salmeron). Dans le tableau 2.6, les forces F_c et les rayons a de contact des trois modèles sont représentés. Le rayon de contact a est fonction de la charge (en termes de pression) du milieu F_M.

Tableau 2.6 – Forces et rayons de contact des trois modèles.

Force	Rayon de contact avec une charge du milieu environnant nulle	Rayon de contact en fonction de la charge du milieu environnant
$F_{C_JKR} = -\frac{3}{2}\pi.\gamma.R$	$a_{0(JKR)} = \left(\frac{6\pi.\gamma.R^2}{K}\right)^{1/3}$	$a = a_{0(JKR)}.\left(\frac{1+\sqrt{1-F_M/F_{C_JKR}}}{2}\right)^{2/3}$
$F_{C_DMT} = -2\pi.\gamma.R$	$a_{0(DMT)} = \left(\frac{2\pi.\gamma.R^2}{K}\right)^{1/3}$	$a = a_{0(DMT)}.(1-F_M/F_{C_DMT})^{1/3}$
$F_{C_COS}(\lambda) = \left[-\frac{7}{4}+\frac{1}{4}\left(\frac{4{,}04.\lambda^{1,4}-1}{4{,}04.\lambda^{1,4}+1}\right)\right]\pi.\gamma.R$	$a_{0(COS)} = \left(1{,}54+0{,}279.\left(\frac{2{,}28.\lambda^{1,3}-1}{2{,}28.\lambda^{1,3}+1}\right)\right)\left(\frac{\pi.\gamma.R^2}{K}\right)^{1/3}$	$a = a_{0(COS)}(\alpha).\left(\frac{\alpha+\sqrt{1-F_M/F_{COS}(\alpha)}}{1-\alpha}\right)^{2/3}$

Dans ce tableau 2.6, F_c représente la force de contact entre une surface plane et une particule sphérique. Si cette force est négative, elle est attractive. Si cette force est positive, elle est répulsive. Cette force est assimilée aux forces de Van der Waals. F_M est la charge du milieu environnant (fonction de la pression et de la viscosité de ce milieu) agissant sur et autour du système particule - surface plane. Le paramètre a_0 est le rayon du contact (le contact est supposé circulaire) entre la surface plane et la particule sphérique, avec une charge environnante nulle (F_M = 0), a est le rayon du contact lorsque la charge environnante n'est pas nulle ($F_M \neq 0$), et α est un paramètre variant entre 0 et 1. Le paramètre α peut être converti en paramètre de Maugis λ dans le régime de transition :

$$\lambda = -0{,}924.\ln(1-1{,}02\alpha)\ . \tag{2.42}$$

Afin de visualiser les différences entre ces modèles ainsi que de leur domaine d'application, les rayons de contact et les forces de contact (suivant les modèles DMT, JKR et COS) adimensionnés sont rassemblés figures 2.11 et 2.12. Les forces de contact adimensionnées sont :

$$\widehat{F_C} = \frac{F_C}{\pi . \gamma . R} . \tag{2.43}$$

Les rayons de contact sont, eux, adimensionnés en multipliant par :

$$\left(\frac{K}{\pi . \gamma . R^2} \right)^{1/3} . \tag{2.44}$$

Ce qui donne :

$$\widehat{a_0} = a_0 . \left(\frac{K}{\pi . \gamma . R^2} \right)^{1/3} . \tag{2.45}$$

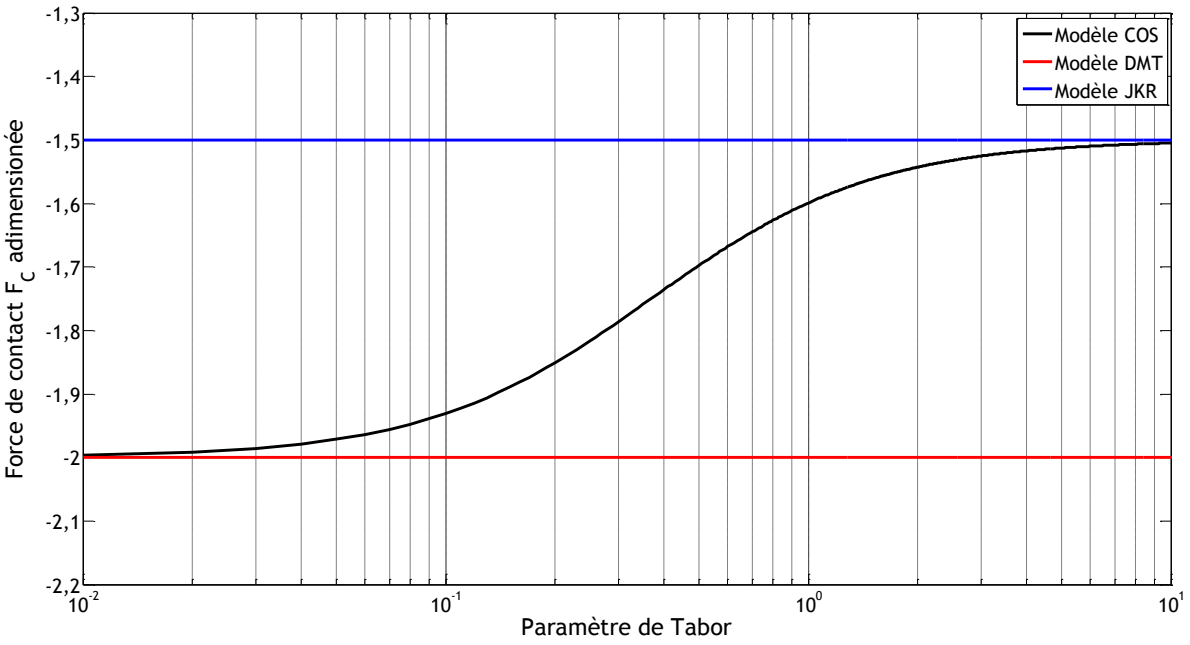


Figure 2.11 - Rayon de contact adimensionné en fonction du paramètre de Tabor.

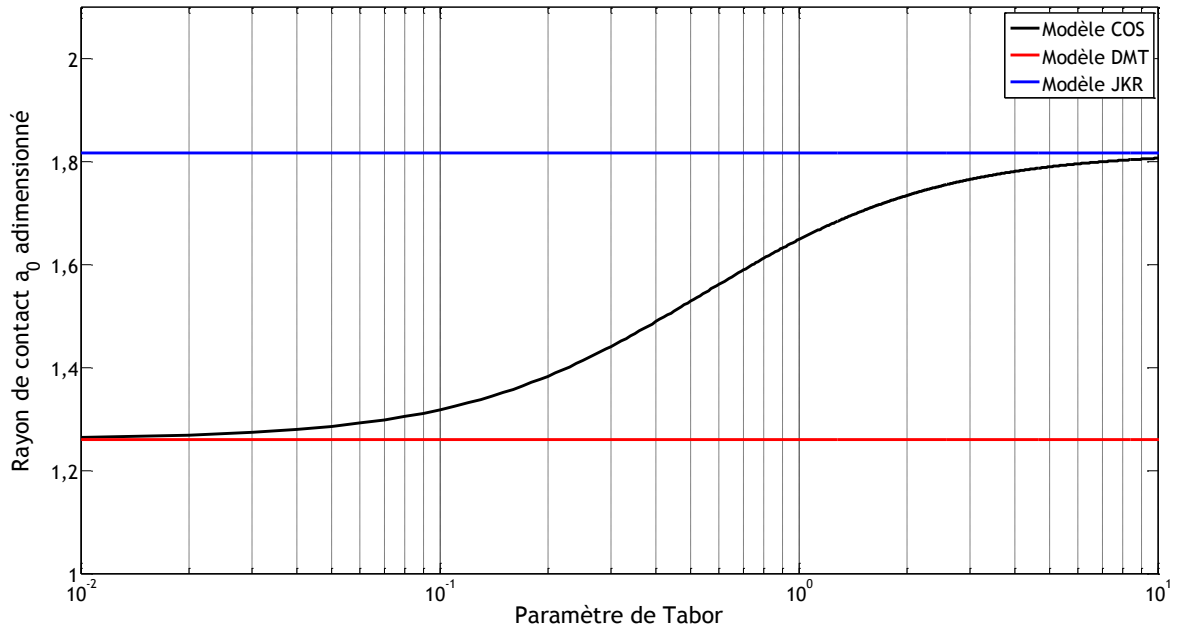


Figure 2.12 - Force de contact adimensionnée en fonction du paramètre de Tabor.

Grace à cette représentation, nous constatons une différence de 25% entre les modèles DMT et JKR, et une légère différence aux limites entre les modèles DMT et JKR et le modèle de transition COS.

Sur la figure 2.13, la force d'adhésion liée à notre objet d'étude (particule sphérique de tungstène sur une surface de tungstène lisse) a été calculée en fonction du diamètre de la particule et suivant les zones d'application des modèles d'adhésion utilisés. Pour cela, nous avons utilisé les données du tableau 2.7.

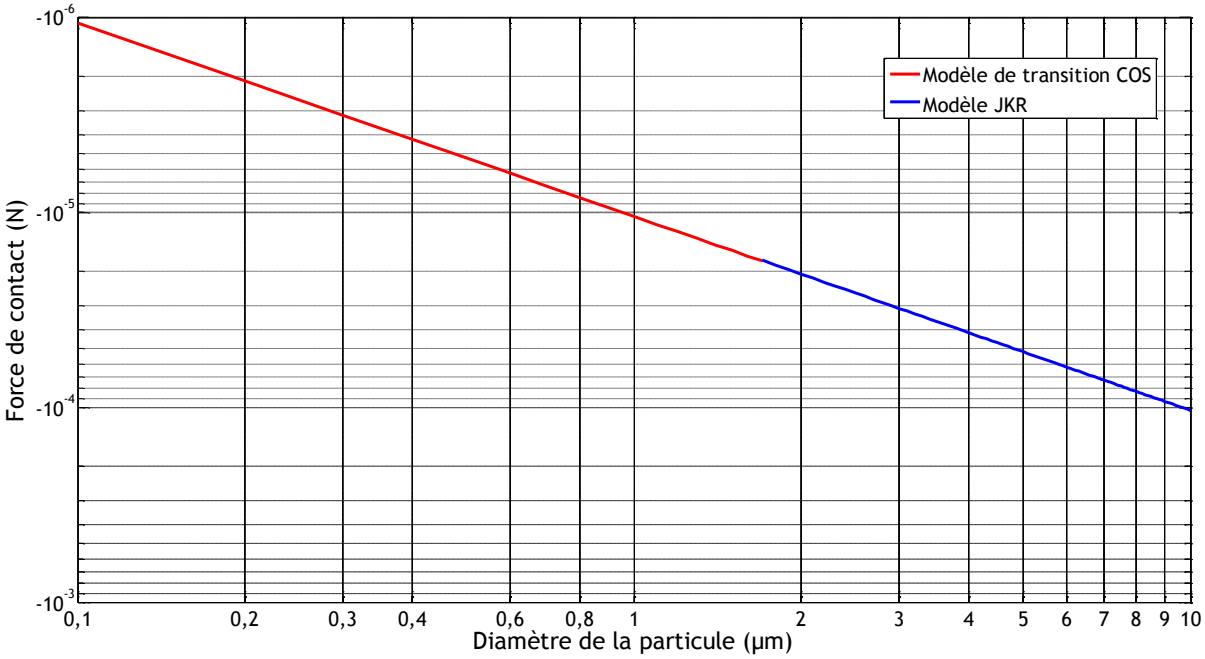


Figure 2.13 - Calcul des forces de Van der Waals en fonction du diamètre de la particule de tungstène sur une surface de tungstène et des zones d'application des modèles.

Tableau 2.7 – Paramètres de l'interaction étudiée.

Module de Young du tungstène	$E_W = 406.10^9$ Pa
Coefficient de Poisson du tungstène	$\nu_W = 0,28$
Energie de surface du tungstène	$\gamma_W = 4,4$ J.m^{-2}
Distance de séparation entre les deux surfaces	$D = 0,164$ nm

Dans ce tableau 2.7, la distance de séparation et l'énergie de surface sont tirées des travaux d'Israelachvili (2011). Le module de Young et le coefficient de Poisson proviennent des tables de constantes physiques (*Handbook of Chemistry and Physics*, 1987-88).

Il existe de nombreux paramètres pouvant intervenir dans les forces de Van der Waals, et il est difficile de les prendre théoriquement tous en compte. Les plus importants sont :

- la géométrie des éléments entrant en interaction (comme les hypothèses de sphéricité pour les particules et de planéité pour les surfaces),
- la rugosité des éléments (théoriquement, particules et surfaces considérées lisses),
- la distance de séparation entre les deux éléments (approximée),
- la composition des éléments (les particules ou surfaces peuvent être constituées de matériaux différents),
- la nature du milieu dans lequel sont placés les éléments (le plus souvent de l'air ou du vide), et
- les phénomènes de déformation liés aux caractéristiques des matériaux constituant les particules.

Avec des particules ou surfaces rugueuses, les points de contact entre les deux éléments diminuent réduisant ainsi les forces de Van der Waals (Jones *et al.*, 2002). Le système que nous étudions comprend une surface lisse de tungstène dont la rugosité évolue en fonction du fonctionnement du tokamak puisque l'état des surfaces internes de la chambre à vide d'*ITER*, *via* le mécanisme d'érosion plasmique, sera dégradé au cours du temps. Plus exactement, c'est l'évolution de la rugosité de ces surfaces que nous essayerons d'évaluer et d'intégrer dans les forces d'adhésion (*cf.* chapitre 3).

Nous n'avons pas relevé, dans la littérature scientifique, de mesure d'énergie surfacique d'un système composé entièrement ou en partie de béryllium. Ainsi, il nous est impossible de réaliser des calculs théoriques de forces d'adhésion (prenant en compte l'impact des déformations du système en question) pour un système composé soit d'une particule de béryllium et d'une surface de tungstène soit d'un système (particule et surface) entièrement composé de béryllium.

2.1.2.1.2 Les forces de gravité

Les forces de gravité sont données par la relation :

$$F_G = \frac{\pi.\rho_p.g}{6} d_p^3 , \tag{2.46}$$

où ρ_p est la masse volumique de la particule (kg.m^{-3}), g est l'accélération gravitationnelle (g = 9,81 m.s^{-2} sur terre) et d_p est le diamètre de la particule (m).

Pour notre plage granulométrique d'étude (diamètre des particules compris entre 0,1 à 50 µm), la force de gravité sera toujours négligeable.

2.1.2.1.3 Les forces électrostatiques

Pour une particule chargée avoisinant une surface conductrice en présence d'un champ électrique, Soltani et Ahmadi (1999) donnent l'équation des forces électrostatiques :

$$F_{EL} = q.E - \frac{q^2}{16.\pi.\varepsilon_0.y^2} + \frac{q.E.d_p^{\,3}}{16.y^3} - \frac{3.\pi.\varepsilon_0.d_p^{\,6}.E^2}{128.y^4}\,, \qquad (2.47)$$

où ε_0 = 8,854.10^{-12} m^{-3}.kg^{-1}.s^4.A^2 est la permittivité du vide, E le champ électrique (en V.m^{-1}), d_P le diamètre de la particule (en m), y la distance à la paroi (en m), $q = n.e$ la charge électrique totale sur la particule (en C), n le nombre de charges, et e = 1,6.10^{-19} C la charge élémentaire.

Les quatre termes de cette équation correspondent, respectivement dans l'ordre, à la force de Coulomb, la force image, la force diélectrique sur le dipôle induit par le gradient du champ de la charge image, et la force de polarisation due à l'interaction entre le dipôle induit et son image.

Zhang et Ahmadi (2011) assimilent la distance y au rayon de la particule, ce qui constitue une approximation. Nous fixons donc cette valeur à 0,164 nm, comme dans le calcul des forces de Van der Waals.

Puisque dans un tokamak la surface de la chambre à vide est conductrice (et vraisemblablement reliée à la masse de l'installation) nous négligerons ces forces dans nos études de mise en suspension. C'est pour cela que nous ne développons pas plus avant l'effet des forces électriques, tout en reconnaissant la possibilité d'un auto-chargement des particules radioactives (Clement et Harrison, 1992).

Cependant, les forces électrostatiques pourraient aussi provoquer la mise en suspension de poussières par un phénomène de lévitation, tel que celui qui est observé sur la lune. Dans ce cas, la mise en suspension (lévitation) ne sera donc pas le résultat d'un écoulement aéraulique lié à un accident de perte de vide, mais résultera directement du fonctionnement opérationnel de l'installation nucléaire. Celui-ci, s'il a lieu, provoquera éventuellement l'arrêt du plasma.

2.1.2.1.4 Les forces de capillarité

L'apparition de ces forces est due à la formation d'un film liquide par condensation capillaire de la vapeur d'eau entre la surface et la particule, ce qui a pour conséquence d'augmenter l'attraction entre les deux corps (Renoux et Boulaud, 1998). Pour un contact parfaitement lisse entre une sphère et une surface plane, ainsi qu'une humidité relative supérieure à 70 %, les forces de capillarité sont données par :

$$F_{Cap} = 2.\pi.\sigma.d_p\,, \qquad (2.48)$$

où σ est la tension superficielle de l'eau (N.m^{-1}). Par exemple, la tension superficielle de l'eau à 25°C en contact avec de l'air est de 71,97 N.m^{-1} (Handbook of Chemistry and Physics, 1987-88). Il convient de noter que la tension superficielle de l'eau diminue lorsque la température augmente, réduisant ainsi les forces de capillarité. A 100°C, elle n'est plus que de 58,9 N.m^{-1}.

Afin de se rapprocher de la réalité (surface non parfaitement lisse et humidité relative plus basse), Corn (1961) détermine une corrélation empirique exprimant les forces d'adhésion en fonction de l'humidité relative :

$$F_{adh} = 0{,}63.d_P.(1+0{,}009.HR)\,, \tag{2.49}$$

où *HR* est l'humidité relative du milieu environnant (en %).

D'après Corn (1961), les forces d'adhésion augmentent avec l'humidité relative de l'air. Ces forces sont 1,43 fois plus importantes à 90 % HR qu'à 30 % HR. Dans *ITER*, un des scénarios accidentels envisagés est une entrée d'eau (et d'air) dans le tore au niveau des circuits de refroidissement. Lors d'un tel évènement, l'eau entrera dans la chambre à vide en se vaporisant, augmentant ainsi l'humidité relative de l'enceinte. Ainsi, l'impact de l'humidité du milieu environnant sur les forces d'adhésion constitue un élément essentiel du mécanisme de mise en suspension, de même que le temps nécessaire à l'établissement des forces de Van der Waals.

2.1.2.2 Les forces aérauliques

Il existe deux forces aérauliques intervenant dans la mobilisation aéraulique de poussières : la force de trainé F_D et la force de portance F_L qui font l'objet, toutes deux, du développement de ce paragraphe.

2.1.2.2.1 La force de portance

La force de portance est une force exercée par un fluide sur une particule et est perpendiculaire à la direction d'écoulement du fluide. Notons dès à présent que la force de portance (par exemple pour une aile d'avion) est proportionnelle à la pression et au carré de la vitesse[11].

En régime turbulent, la sous-couche laminaire est traversée par des *bursts* (mini-tourbillons) contribuant, de manière aléatoire, à la mise en suspension de particules. Considérant des particules complètement immergées dans la sous-couche visqueuse, Cleaver et Yates (1973) proposent, afin de prendre en compte ces *bursts*, une force de portance d'ordre secondaire :

$$f_L = 0{,}076.\rho_f.\nu_f{}^2(d_P^+)^3\,, \tag{2.50}$$

où $d_P^+ < 1$ est le diamètre adimensionné de la particule, donné par :

$$d_P^+ = \frac{d_P u^*}{\nu_f}\,. \tag{2.51}$$

Dans le cas où l'écoulement est limité par une paroi et où la particule évolue le long de celle-ci, la force de portance peut être assimilée à la force de Saffman (1965). Pour un écoulement de cisaillement, avec un gradient de vitesse proportionnel au carré de la vitesse de frottement $(u^*)^2$, la force de portance (du premier d'ordre) sur une particule s'écrit :

$$F_L = 10{,}1.\rho_f.\nu_f{}^2(d_P^+)^3\,. \tag{2.52}$$

Hall (1988) obtient expérimentalement une relation de la moyenne des forces de portance :

$$\langle F_L \rangle = 4{,}2.\rho_f.\nu_f{}^2(d_P^+)^{2{,}31}\,, \tag{2.53}$$

[11] A portance constante et toutes choses égales par ailleurs, la vitesse d'un avion dans la basse atmosphère martienne (ou à 30 000 m d'altitude dans l'atmosphère terrestre) serait donc dix fois supérieure à sa vitesse dans la basse atmosphère terrestre.

avec 3,6 < d_P^+ < 140. Dans ses expériences, les particules utilisées avaient une dimension supérieure à la sous-couche visqueuse. C'est cette relation qui est utilisée par Reeks & Hall (2001).

Enfin, Ziskind *et al.* (1995) ont déterminé une force de portance fluctuante f_L (d'ordre secondaire), également utilisée par Reeks et Hall (2001) dans leur modèle dit *Rock'n Roll* :

$$F_L = \langle F_L \rangle + f_L \,, \tag{2.54}$$

avec :

$$f_L = f_{L1} + f_{L2} \,, \tag{2.55}$$

où f_{L1} correspond aux oscillations de la vitesse principale de l'écoulement :

$$f_{L1} = 0{,}055.(d_P^+)^4 \,, \tag{2.56}$$

et f_{L2} à la vitesse fluctuante normale à la paroi :

$$f_{L2} = 0{,}02.(d_P^+)^3 \,. \tag{2.57}$$

La force de portance est par conséquent donnée par :

$$F_L = (4{,}2.(d_P^+)^{2{,}31} + 0{,}055.(d_P^+)^4 + 0{,}02.(d_P^+)^3).\rho_f.\nu_f{}^2 \,. \tag{2.58}$$

Cette équation est valable pour des écoulements turbulents (1.10^3 < Re < 5.10^5).

2.1.2.2.2 La force de traînée

La force de traînée est parallèle à l'écoulement. O'Neil (1968) l'a déterminée théoriquement dans le cas d'une sphère déposée en proche paroi.

$$F_D = 6.\pi.\tau.\left(\frac{d_P}{2}\right)^2 f_1 \,, \tag{2.59}$$

où τ est la contrainte de cisaillement, et f_1 = 1,7005 le coefficient permettant de prendre en compte l'effet de la proche paroi.

Avec les équations (2.17), (2.51) et (2.59), nous obtenons :

$$\langle F_D \rangle = 8{,}01.\rho_f.\nu_f{}^2 (d_P^+)^2 \,. \tag{2.60}$$

Les différents régimes d'écoulement sont pris en compte à travers le facteur f_2, défini précédemment dans ce chapitre, donnant ainsi l'équation :

$$\langle F_D \rangle = 8{,}01.\rho_f.\nu_f{}^2 (d_P^+)^2 . \frac{\mathrm{Re}_P}{24} . f_2 \,, \tag{2.61}$$

avec f_2 le coefficient de Morsi et Alexander (1972) applicable pour des Re_p < 50 000.

Comme pour une particule en suspension, l'effet de la basse pression pour les grands nombres de Knudsen *Kn* peut être prise en compte en divisant l'équation (2.61) par le facteur de Cunningham *Cu* :

$$\langle F_D \rangle = 8{,}01.\rho_f.\nu_f{}^2 (d_P^+)^2 . \frac{\mathrm{Re}_P}{24} . f_2 . \frac{1}{Cu} \,. \tag{2.62}$$

C'est ce qu'ont fait Zhang et Ahmadi (2011). Mais dans leurs travaux, il n'y pas de développement théorique concernant l'intégration de ce facteur *Cu* dans l'équation. Comme la nôtre, leur démarche est basée sur une réciprocité entre ce qui se passe pour une particule en suspension et une particule déposée sur une surface. Cependant, un développement théorique est nécessaire pour vérifier la véracité d'une telle hypothèse.

Nous avons analysé les forces intervenant dans le phénomène de mise en suspension en prenant en compte les effets éventuels de chargement électrique et de basse pression sur celles-ci. Cependant, un autre phénomène de mobilisation, lié à des variations de température importantes dans le tore (notamment lors d'un accident de perte vide), pourrait intervenir : la thermophorèse, correspondant à la migration de particules d'une région à une autre région du fait de la différence de température de ces deux régions (voir la thèse de E. Brugiere, 2012). Toutefois, nous n'envisageons pas de traiter ce phénomène dans nos propres travaux de thèse. Retenons que, dans certaines situations que pourraient reproduire les séquences accidentelles d'*ITER*, la thermophorèse serait un mécanisme à considérer (Gheynani *et al.*, 2011).

Dans l'inventaire des forces d'adhésion, entre particules et surface comme entre particules (cohésion), il est clair que les forces de Van der Waals, qui ont des effet spectaculaires même à l'échelle macroscopique (Autumn *et al.*, 2002), sont à considérer en priorité, suivies des forces capillaires.

Après avoir mis en évidence les différentes forces intervenant dans le mécanisme de mise en suspension, nous nous intéressons, dans la partie suivante, aux modèles de mise en suspension les plus pertinent de la littérature scientifique.

2.1.3 Les modèles de mise en suspension

Un grand nombre d'études théoriques et expérimentales sont en effet consacrées au thème général de la mise en suspension de particules par écoulement d'air, en particulier par le vent (Smith *et al.*, 1982 ; Nicholson, 1988 ; Ural, 2011). Ces études interviennent dans différents domaines comme la sûreté nucléaire, la pollution de l'air (extérieur ou intérieur), le transport éolien des sédiments, ou encore la contamination de surface (salles blanches). Suite à une comparaison des différents modèles de mise en suspension, réalisée par Mana (2014), Zhang (2011) et Henry et Miner (2014a), nous concluons que le modèle le plus pertinent et approprié à nos études est le modèle dit « *Rock'n Roll* » de Reeks et Hall (2001). En effet, ce modèle prend en compte tout à la fois les forces de portance, de traînée et d'adhésion. De plus, le scénario de ce modèle — roulement, glissement puis détachement d'une particule — apparaît comme le plus réaliste compte tenu de la taille des particules représentatives de la poussière dans le tokamak *ITER* (en particulier, absence de saltation).

Le modèle *Rock'n Roll*, proposé par Reeks et Hall (2001), prend en compte le basculement et le roulement de la particule autour d'une aspérité (voir figure 2.14). Ce modèle théorique de mise en suspension de particules a été développé en considérant le cas d'une particule isolée placée sur une surface plane infinie, mais pas nécessairement horizontale (d'où l'orientation quelconque de F_G, qui d'ailleurs est le plus souvent négligeable[12]).

[12] C'est l'écoulement d'air qui définit le repère orthonormé. De nombreux auteurs préfèrent redresser le vecteur F_G (par exemple Ibrahim *et al.*, 2008) !

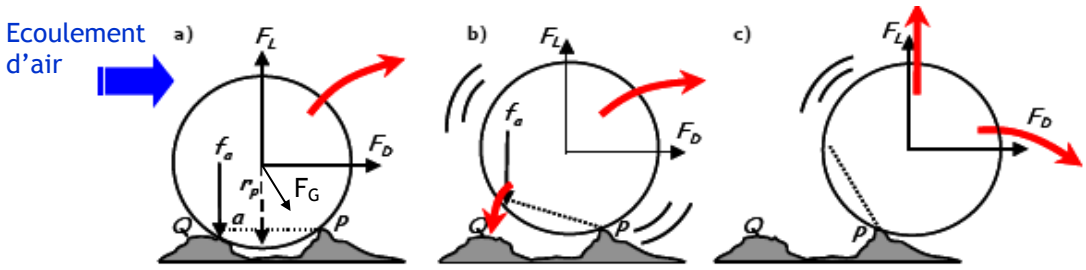


Figure 2.14 - Schéma du mouvement de basculement et de roulement dans le modèle Rock'n Roll.

Les différentes étapes du mouvement peuvent être décrites de la façon suivante. La particule repose sur deux aspérités (en toute rigueur trois aspérités, mais cela compliquerait inutilement le modèle) de la surface (Q et P) par l'action des forces adhésives. Le phénomène de basculement autour du point de contact P apparaît. Celui-ci est dû à un équilibre entre le couple des forces aérauliques (entraînant la particule) et le couple des forces adhésives (retenant la particule). Le moment des forces aérauliques devenant plus important que le moment des forces adhésives, la particule se détache du point de contact P et se met à rouler (ou à se soulever).

Le modèle *Rock'n Roll* est donc basé sur une compétition entre les moments des forces aérauliques et d'adhésion s'exerçant sur la particule et le détachement de la particule est réalisé lorsque les forces aérauliques sont plus importantes que les forces d'adhésion :

$$\frac{a}{2}.F_L + r_P.F_D > a.(F_{VDM} + F_{El} + F_{Cap} + \frac{1}{2}.F_G)\,. \tag{2.63}$$

Avec l'hypothèse :

$$a << r_P \Leftrightarrow 1 << \frac{r_P}{a}\,, \tag{2.64}$$

Et, en divisant l'inéquation (2.63) par a, nous obtenons :

$$\frac{1}{2}F_L + \frac{r_P}{a}F_D > F_{VDM} + F_{El} + F_{Cap} + \frac{1}{2}F_G\,. \tag{2.65}$$

D'après Reeks et Hall (2001), nous pouvons négliger la force de portance compte tenu de la valeur du rapport :

$$\frac{r_P}{a} \cong 100\,. \tag{2.66}$$

La fraction de particules restantes étant donnée par Reeks et Hall (2001), il est facile d'en déduire la fraction K_r de particules mise en suspension :

$$K_r(t) = 1 - \int_0^{\infty} \varphi(f_a^{'}).\exp(-p(f_a).t) \times df_a^{'}\,, \tag{2.67}$$

où $f_a^{'} = f_a / F_a$ est la force adhésive normalisée, f_a la force adhésive (en N, et ici équivalente aux forces de Van der Waals), F_a la force d'adhésion « idéale » entre une particule sphérique et une surface lisse (N), $\varphi(f_a^{'})$ la distribution des forces adhésives normalisées, $p(f_a)$ la constante de taux de mise en suspension (s^{-1}), et t le temps (s).

De plus, le taux de mise en suspension Λ est donné par :

$$\Lambda(t) = \int_0^{\infty} \varphi(f_a').p(f_a').\exp(-p(f_a').t) \times df_a' . \quad (2.68)$$

Au niveau des forces d'adhésion, Reeks et Hall (2001) supposent une distribution log-normale :

$$\varphi(f_a') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{f_a'.\ln(\sigma_a')} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln(f_a' / \langle f_a' \rangle)}{\ln(\sigma_a')} \right)^2 \right], \quad (2.69)$$

où σ_a' est l'écart-type géométrique de la distribution des forces adhésives normalisées, et $\langle f_a' \rangle$ la moyenne géométrique des forces adhésives normalisées.

Biasi *et al.* (2001) ont proposé des corrélations donnant les caractéristiques statistiques de la distribution log-normale des forces d'adhésion :

$$\langle f_a' \rangle = 0{,}016 - 0{,}0023.\left(\frac{d_p}{2} \right)^{0{,}545}, \quad (2.70)$$

$$\sigma_a' = 1{,}8 - 0{,}136.\left(\frac{d_p}{2} \right)^{1{,}4}, \quad (2.71)$$

où d_p est le diamètre de la particule exprimé en micromètre (µm).

Dans le tableau 2.8, nous comparons le modèle JKR et la corrélation de Biasi *et al.* (2001). Le modèle JKR est idéal : il est basé sur une particule sphérique lisse déposée sur une surface plane (dépourvu d'aspérités). Les corrélations de Biasi *et al.* (2001) se rapprochent de la réalité et prennent notamment en compte les rugosités des surfaces (de la particule et de celle où est déposée la particule). Nous observons dans le tableau 2.8 que les forces d'adhésion moyennes (F_{Biasi}) calculées à partir des corrélations de Biasi *et al.* (2001) sont moins importantes que celles calculées avec le modèle JKR (F_{JKR}). Cela montre, comme nous l'avons signalé auparavant, que les forces d'adhésion diminuent lorsque la rugosité de surface augmente. Dans Biasi *et al.* (2001), F_{JKR} est noté F_a et F_{Biasi} est noté f_a.

Tableau 2.8 – Comparaison entre le modèle JKR et les corrélations de Biasi *et al.* (2001).

Matéiaux constituant la particule	Energie surfacique γ (J.m^{-2})	Diamètre particulaire d_p (µm)	F_{JKR} (N)	$f_a' = F_{biasi} / F_{JKR}$	F_{biasi} (N)
Tungstène	4,4	1	$1{,}0367.10^{-5}$	0,0144	$1{,}4953.10^{-7}$
Tungstène		5	$4{,}1469.10^{-5}$	0,0122	$6{,}3294.10^{-7}$
Tungstène		10	$1{,}0367.10^{-4}$	0,0105	$1{,}0855.10^{-6}$
Oxyde d'aluminium	0,56	5	$6{,}5973.10^{-6}$	0,0122	$8{,}0556.10^{-8}$

Cependant, dans l'établissement de ces corrélations, les auteurs n'ont pas utilisé les matériaux qui nous intéressent, à savoir le tungstène et le béryllium. Biasi *et al.* (2001) proposent des corrélations pour un ensemble de matériaux constituant les particules et les surfaces. Les valeurs expérimentales d'où sont tirées ces corrélations s'étalent sur plus de 20 % de la prédiction de ces équations empiriques. Cet écart risque de s'accentuer pour nos systèmes d'étude qui n'ont pas été considérés, et par conséquent pris en compte par Biasi *et al.* (2001). Pour ces raisons, il a été réalisé des mesures de forces d'adhésion, avec des systèmes particules – surface tout tungstène, qui ont été introduites dans le modèle *Rock'n Roll* (*cf.* Chapitre 3).

Dans le modèle de Reeks et Hall (2001), l'expression de la constante du taux de mise en suspension (s^{-1}) est fonction des distributions normales des fluctuations des forces aérodynamiques f et de leurs dérivées $\dot{f}$:

$$p(f_a) = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{\langle \dot{f}^2 \rangle}{\langle f^2 \rangle}\right)^{1/2} \exp\left[\frac{-(f_a - \langle F \rangle)^2}{2\langle f^2 \rangle}\right] \Bigg/ \frac{1}{2}\left\{1 + erf\left[\frac{f_a - \langle F \rangle}{\sqrt{2\langle f^2 \rangle}}\right]\right\}, \qquad (2.72)$$

où :

- $\langle F \rangle = \frac{1}{2}F_L + \frac{r_p}{a}F_D$ est la moyenne des moments des forces aérauliques (N),
- $\sqrt{\langle f^2 \rangle} = f_{rms}\langle F \rangle$ l'écart-type de la distribution des forces fluctuantes aérauliques (N),
- $f_{rms} = 0{,}2$, d'après Biasi *et al.* (2001), correspondant à une coefficient de variation de 20 %,
- $\sqrt{\langle \dot{f}^2 \rangle}$ l'écart-type de la distribution des dérivées des forces fluctuantes aérauliques (N), et
- $\frac{1}{2\pi}\left(\frac{\langle \dot{f}^2 \rangle}{\langle f^2 \rangle}\right)^{1/2} = n_\theta = 0{,}00658\left(\frac{u^{*2}}{\nu_f}\right)$ la fréquence caractéristique des forces aérauliques (s^{-1}) donnée par Reeks et Hall (2001).

Avec les équations (2.53), (2.58), (2.60) et (2.66), nous obtenons la moyenne des forces aérauliques, sous la forme :

$$\langle F \rangle = 2{,}1.\rho_f \nu_f^2 (d_p^+)^{2,31} + 801.\rho_f \nu_f^2 (d_p^+)^2 . \qquad (2.73)$$

Enfin, dans l'équation (2.72), intervient la fonction erreur *erf*, définie par :

$$erf(x) = \frac{2}{\sqrt{x}} \int_0^x e^{-t^2} dt . \qquad (2.74)$$

J'ai implémenté (sous Matlab) le modèle *Rock'n Roll* de Reeks et Hall (2001) corrélé par Biasi *et al.* (2001). Pour ce faire, j'ai considéré un système composé de particules sphériques de tungstène déposées sur une surface lisse de tungstène. Par conséquent, l'énergie d'adhésion a été prise égale à 4,4 $J.m^{-2}$ (Israelachvili, 2011). Le calcul des forces d'adhésion a été réalisé par extrapolation des corrélations de Biasi *et al.* (2001), qui ont été établies pour des systèmes ayant une énergie surfacique autour de 0,56 $J.m^{-2}$. Ainsi, le calcul avec une énergie surfacique autour de 0,56 $J.m^{-2}$ sera aussi effectué. Comme l'ont fait Biasi *et al.* (2001), les forces de capillarité et les forces électrostatiques sont négligées, ou plutôt incluses dans l'ensemble des forces d'adhésion qui sont associées aux forces de Van der Waals — forces qui, précédemment dans ce chapitre, ont été calculées avec les modèles de déformation (COS et JKR).

La présentation de quelques calculs, à titre d'exemple, permet de conduire une réflexion sur l'influence puis la prépondérance des paramètres entrant dans le modèle, à savoir : le diamètre des particules d_p (figure 2.15), la vitesse de frottement u^* (figure 2.16), la pression P du milieu environnant (figure 2.17) et le temps t d'exposition des particules à un écoulement d'air (figure 2.18).

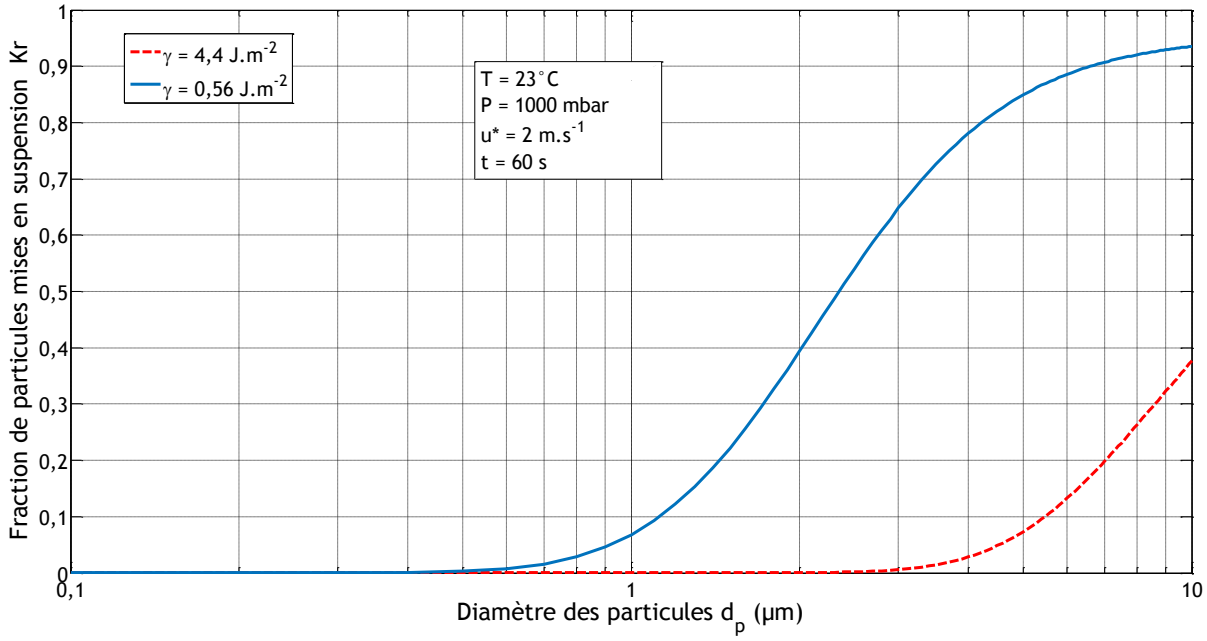


Figure 2.15 - Fractions de particules *Kr* mises en suspension en fonction du diamètre des particules, calculées pour deux énergies surfaciques 4,4 et 0,56 J.m^{-2}. La vitesse de frottement *u** a été fixée à 2 m.s^{-1}, la pression à 1 000 mbar, la température à 23°C et le temps de l'écoulement d'air à 60 s.

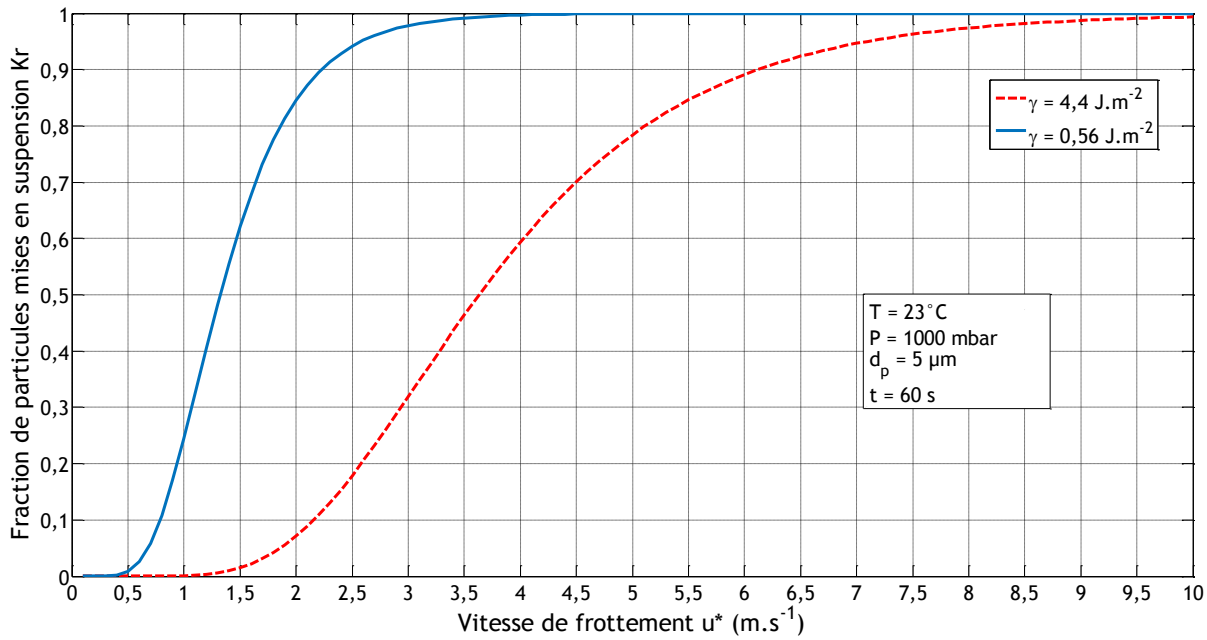


Figure 2.16 - Fractions de particules *Kr* mises en suspension en fonction de la vitesse de frottement *u**. Le calcul a été réalisé avec deux énergies surfaciques 4,4 et 0,56 J.m^{-2}, un diamètre particulaire fixé à 5 µm, une pression de 1 000 mbar, une température ambiante de 23°C, et un temps d'exposition à l'écoulement d'air de 60 s.

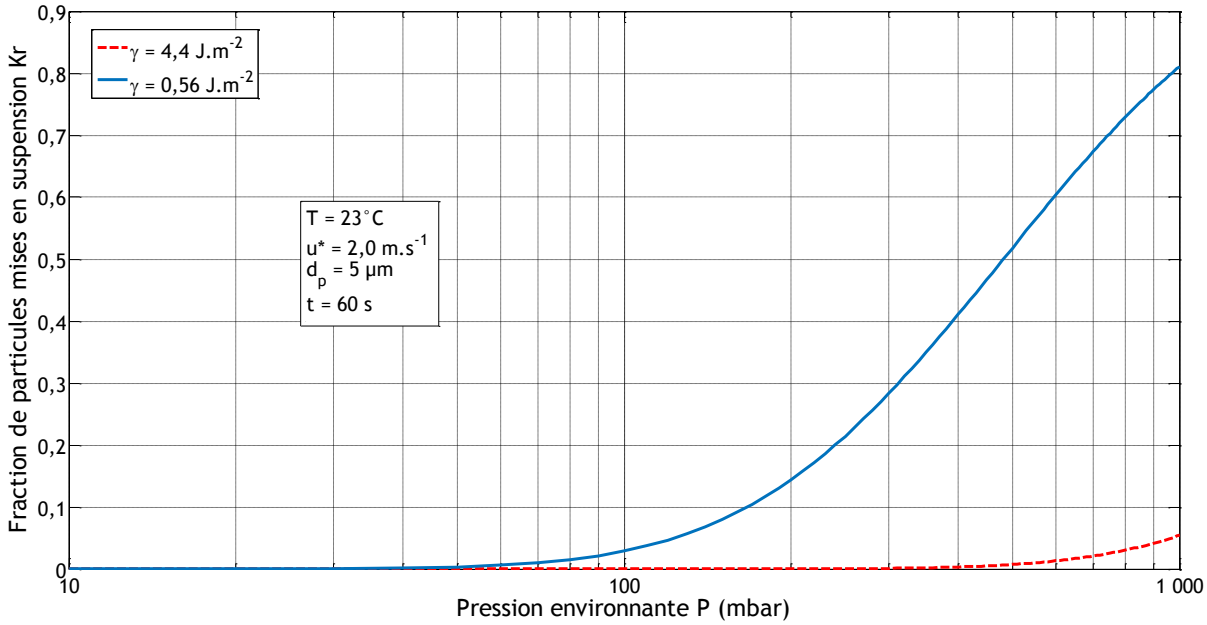


Figure 2.17 - Fractions de particules *Kr* mises en suspension en fonction de la pression P du milieu environnant. Le calcul a été réalisé avec deux énergies surfaciques 4,4 et 0,56 J.m^{-2}, un diamètre particulaire fixé à 5 µm, une pression de 1 000 mbar, une température ambiante de 23°C, et un temps d'exposition à l'écoulement d'air de 60 s.

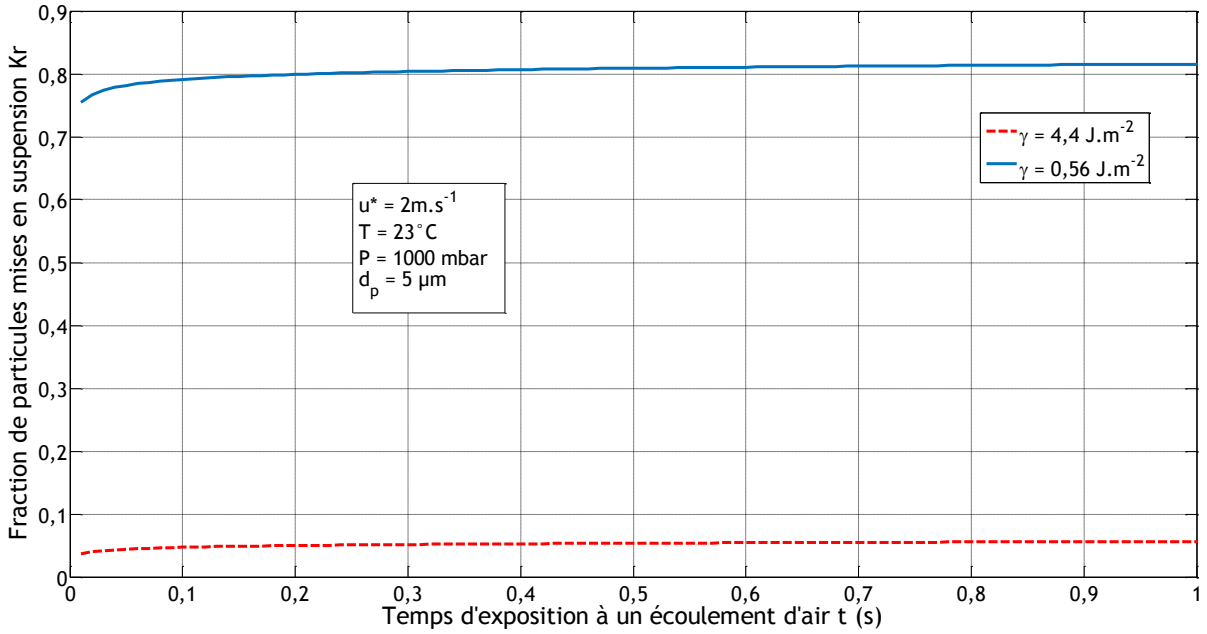


Figure 2.18 - Fractions de particules *Kr* mises en suspension en fonction du temps d'exposition à l'écoulement d'air. Le calcul a été réalisé avec deux énergies surfaciques 4,4 et 0,56 J.m^{-2}, un diamètre particulaire fixé à 5 µm, une pression de 1 000 mbar, une température ambiante de 23°C, et une vitesse de frottement de 2 m.s^{-1}.

Ainsi, dans ces exemples de calcul *Rock'n Roll*, cinq paramètres — diamètre des particules, vitesse de frottement, durée d'écoulement, pression environnante et énergies surfacique — étudiés à travers les calculs présentés figures 2.15, 2.16, 2.17 et 2.18, ont été mis en évidence, qui influent sur les fractions de particules mises en suspension telles que prédites par le modèle *Rock'n Roll*. Ces calculs montrent l'extrême sensibilité du modèle aux variations des forces d'adhésion (énergie surfacique) et l'existence d'un effet de seuil.

2.1.3.1 Le modèle Rock'n Roll modifié de Zhang (2011)

Dans ses travaux de thèse à l'IRSN, Zhang (2011) modifie le modèle *Rock'n Roll* en attribuant une distribution de Rayleigh pour les forces aérauliques fluctuantes f et une distribution dite « de Johnson SU » pour ses dérivées $\dot{f}$. L'expression de la constante du taux de remise en suspension également modifiée (Zhang *et al.*, 2013a) est la suivante :

$$p = B_{\dot{f}} \left(\frac{\langle \dot{f}^2 \rangle}{\langle f^2 \rangle} \right)^{1/2} \left(\frac{z_d + A_1}{A_2} \right)^2 \frac{\exp\left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{z_d + A_1}{A_2} \right)^2 \right\}}{\left[1 - \exp\left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{z_d + A_1}{A_2} \right)^2 \right\} \right]}, \tag{2.75}$$

où :

$$z_d = \frac{f_d}{\sqrt{\langle f^2 \rangle}} = \frac{f_a - \langle F \rangle}{\sqrt{\langle f^2 \rangle}}, \tag{2.76}$$

$$\left(\frac{\langle \dot{f}^2 \rangle}{\langle f^2 \rangle} \right)^{1/2} = w^+ \left(\frac{u^{*2}}{\nu_f} \right). \tag{2.77}$$

Les paramètres A_1, A_2, $B_{\dot{f}}$, w^+, f_{rms} sont dépendants de la hauteur adimensionnée y^+ (voir tableau 2.9)

Tableau 2.9 – Paramètres constants entrant dans le modèle *Rock'n Roll* modifié de Zhang (2011).

y^+	$B_{\dot{f}}$	A_1	A_2	w^+	f_{rms}
0,1	0,3437	1,8126	1,4638	0,1642	0,366
0,6	0,3469	1,7848	1,4466	0,152	0,366
1,9	0,3512	1,7599	1,4313	0,1313	0,365
6	0,3586	1,8361	1,4784	0,1271	0,346

Sur la figure 2.19, nous avons calculé la fraction de particules mises en suspension suivant le modèle *Rock'n Roll* original (corrélé par Biasi *et al.*, 2001) et celui modifié de Zhang *et al.* (2013a). Le calcul du taux de particules mises en suspension a été réalisé à une hauteur adimensionnée y^+ de 0,1. Rappelons que la hauteur adimensionnée y^+ est donnée par l'équation (2.32).

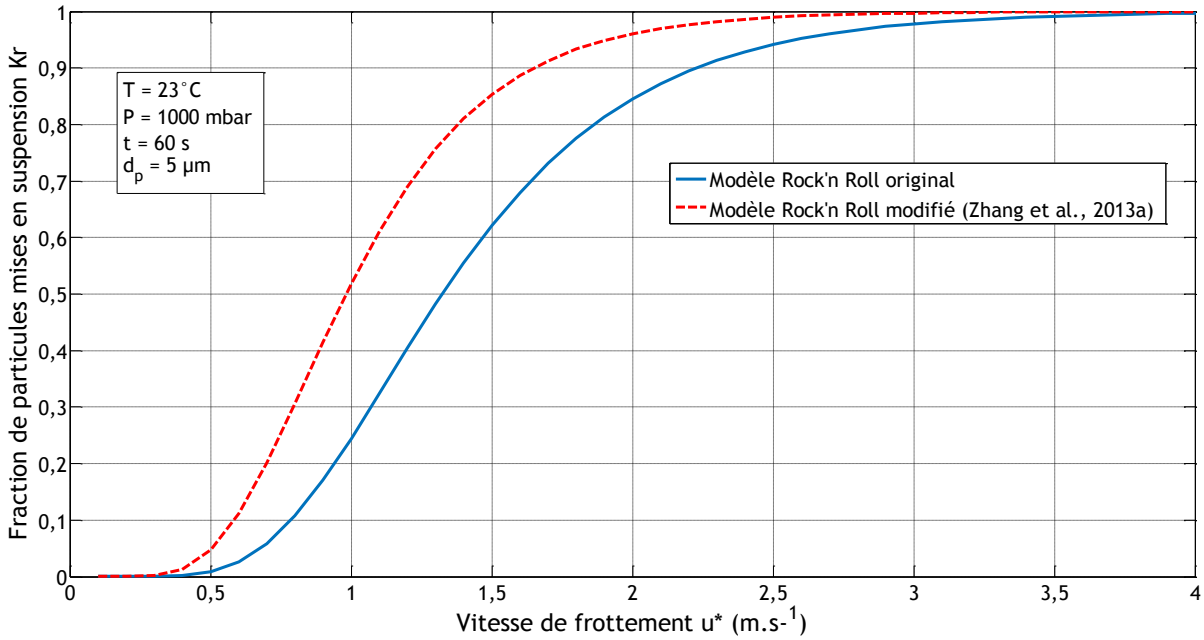


Figure 2.19 - Fractions de particules *Kr* mises en suspension en fonction de la vitesse de frottement *u**. Dans ce calcul, une énergie surfacique de 0,56 J.m^{-2}, un diamètre particulaire de 5 µm, une pression de 1000 mbar, une température ambiante de 23°C, et un temps d'exposition à l'écoulement d'air de 60 s ont été arbitrairement fixés.

Comme constaté sur la figure 2.19, le modèle *Rock'n Roll* modifié de Zhang *et al.* (2013a) conduit à une fraction de particules mises en suspension plus importante que le modèle *Rock'n Roll* original (Biasi *et al.*, 2001).

Un but essentiel des travaux de F. Zhang était d'améliorer le modèle *Rock'n Roll* avec notamment une modification des distributions des forces aérauliques. Cependant, au cours de son stage à l'IRSN, M. Nunez a montré que les distributions de vitesses (et par conséquent des forces aérauliques) sont dépendantes de l'accélération (temps plus ou moins court pour atteindre une vitesse donnée). En analysant les résultats de Alloul-Marmor (2002) obtenus avec l'installation *BISE I*, il a montré que lorsque l'accélération de l'écoulement d'air est faible (dans les études qu'il a analysées, cette accélération était de 0,5 m.s^{-2}), les distributions de vitesses suivent des lois normales. Lorsque les accélérations sont plus importantes (dans les travaux qu'il a analysés, cette accélération atteint 31 m.s^{-2}), les distributions de vitesses suivent des lois de Johnson SU (Nunez, 2012). Les récentes études (Peillon et Roynette, 2013) de fluctuations de vitesses d'écoulement, dans l'installation BISE II, montrent des distributions de vitesses qui suivent des lois normales.

A partir des travaux de Friess et Yadigaroglu (2001), Zhang *et al.* (2013b) ont développé le modèle *Rock'n Roll* (initialement applicable à des dépôts monocouche et des sphères isolées) afin d'élaborer un modèle de mise en suspension multicouches. Ils aboutissent à un taux de mise en suspension pour chacune des couches i constituant le dépôt étudié :

$$\Lambda_i(t) = \int_0^{\infty} p(f_a^{'})\, e^{-p(f_a^{'})t} \left(\int_0^{t} e^{-p(f_a^{'})\tau} \int_0^{\infty} p(\tilde{f}_a^{'}).n_{i-1}(\tilde{f}_a^{'},\tau) d\tilde{f}_a^{'} d\tau \right) df_a^{'}, \qquad (2.78)$$

avec i ≥ 2, la couche où le taux de mise en suspension est calculé, et n_{i-1}, le nombre de particules constituant la couche n_{i-1}.

A l'heure actuelle, le modèle *Rock'n Roll* prend en compte la granulométrie des particules et la vitesse de frottement. Il prend aussi en compte les forces adhésives, mais celles-ci ne sont pas parfaitement maîtrisées, ni même connues pour les systèmes que nous étudions : particules de tungstène déposées sur des surfaces de tungstène. De plus, ce modèle n'est pas validé pour des

écoulements à basse pression. Dans nos travaux, nous réaliserons donc des expériences afin de confronter ce modèle à la prise en compte des caractéristiques des particules spécifiques aux tokamaks et plus particulièrement à *ITER*, des forces d'adhésion de nos configurations particules-surface (*via* des mesures expérimentales), et des effets éventuels de la basse pression.

De plus, les fortes accélérations liées au régime transitoire sont très peu traitées dans la littérature scientifique et certains travaux laissent apparaître des contradictions (Soltani et Ahmadi, 1994 ; Ibrahim et Dunn, 2006). Par ailleurs, signalons que les travaux détaillés sur la mise en suspension dans un tokamak ne s'adressent qu'aux écoulements transitoires à la pression atmosphérique. Dans mes travaux de thèse, le régime transitoire ne sera pas traité. Nous nous focaliserons sur la validité du modèle *Rock'n Roll* pour de basses pressions environnantes. Une voie permettant de prendre en compte les effets d'un écoulement transitoire serait de réaliser le calcul en le réitérant sur la cinétique de la pression du milieu environnant. A terme, notre travail, consistant pour une part importante en un apport de données expérimentales, permettra de développer un modèle de mise en suspension prenant en compte des dépôts particulaires monocouche et multicouches, les effets de la basse pression et les écoulements transitoires.

2.2 LES EXPERIENCES DE MISE EN SUSPENSION

2.2.1 La mise en suspension de particules à pression atmosphérique

La plupart des publications relatives à la mise en suspension des particules traitent le cas d'un écoulement continu dans une conduite (Nicholson, 1993), balayant un lit de particules sur une paroi. Nous présentons, dans cette partie, les études expérimentales réalisées, à pression atmosphérique, par L. Alloul-Marmor (thèse IRSN 2002), Ibrahim *et al.* (2003 et 2004) et Barth *et al.* (2014).

2.2.1.1 L'installation BISE-I

La première configuration de l'installation BISE (utilisée pendant les travaux de thèse d'Alloul-Marmor, 2002) était constituée d'une veine aéraulique en circuit ouvert d'une longueur totale de l'ordre de 5 mètres. L'air circulait par aspiration dans le banc grâce à une pompe à vide située en aval de BISE-I. La zone principale de cette installation était composée de deux parties en plexiglas. La première correspondait à un conduit parallélépipédique rectangle horizontal de 40 cm de longueur, 12 cm de largeur et 7 cm de hauteur. La gamme des vitesses d'air explorée était comprise entre 0,5 et 10 $m.s^{-1}$. L'étude de la mise en suspension de dépôts initialement coniques a été effectuée pour différentes tailles de particules et différentes vitesses d'écoulement d'air. Les mesures de fractions de particules mises en suspension (Kr) ont été réalisées à l'aide d'un bilan de masse du tas de particules : le tas était pesé avant et après application de l'écoulement.

L. Alloul-Marmor a observé l'influence de deux paramètres prépondérants : la granulométrie des particules et la vitesse de l'écoulement d'air. La fraction de particules mises en suspension augmente lorsque ces deux paramètres augmentent. Aucune mise en suspension de particules n'est constatée pour des vitesses de frottement u^* en-dessous de 0,7 $m.s^{-1}$. Le déroulement de ces expériences montre que le réentraînement d'un dépôt conique s'effectue suivant deux phases principales. La première concerne les valeurs de fractions mises en suspension inférieures à environ 10^{-3} – 10^{-2}. Dans ces conditions, le réentraînement est attribué aux particules positionnées sur la surface du dépôt qui sont directement exposées à l'écoulement d'air incident. Cette mise en suspension, analogue au cas du réentraînement d'un dépôt multicouches plat, est dite « de surface ». Elle doit donc être indépendante de la forme du dépôt. La seconde phase est associée aux fractions mises en suspension supérieures à environ 10^{-2}. Au-delà de cette valeur, le dépôt se déforme sous l'action de la vitesse élevée de l'air (mécanisme analogue à la formation de dunes). Il a été constaté que le passage entre ces deux phases s'effectue dans une zone de vitesse relativement bien localisée, fonction de la taille des particules. De plus, l'évolution temporelle de

la mise en suspension a aussi été étudiée expérimentalement. Ces résultats mettent en évidence le fait que la fraction ré-entraînée évolue de façon similaire en fonction du temps, quelles que soient les configurations expérimentales de vitesse et de granulométrie. En effet, les valeurs de fractions de particules mises en suspension Kr obtenues à 2 minutes et 15 minutes, pour ces différentes configurations, ont des rapports du même ordre de grandeur. La majorité du réentraînement se produit selon une durée inférieure à deux minutes.

Peillon *et al.* (2014) ont aussi réalisé des études de mise en suspension de particules dans la soufflerie *BISE-I*. Les poudres utilisées étaient une poudre d'hydroxyde d'aluminium (SG 31, présentée dans le chapitre 3), une poudre de carbone issue de la chambre à vide du tokamak Tore-Supra (granulométrie quasi similaire à celle de la poudre SG 31), et une poudre d'oxyde d'aluminium (présenté aussi dans le chapitre 3). Un effet de la granulométrie a été observé. Quant à l'effet éventuel de la nature des particules, celui-ci ne semble pas être significatif dans ces études.

2.2.1.2 La soufflerie de l'Université de Notre Dame (USA)

D'autres expériences de mise en suspension ont été effectuées par Ibrahim *et al.* (2003 ; 2004). Différemment de L. Alloul Marmor et S. Peillon, qui se sont limités à l'étude de la mobilisation d'un tas ou d'un lit de particules, ces auteurs ont étudié la mobilisation de particules isolées sur une surface. La mesure était réalisée à l'aide d'une caméra microscopique permettant d'observer le détachement des particules de la surface. Tout d'abord, Ibrahim *et al.* (2003) ont réalisé des séries d'expériences de mise en suspension de particules d'acier inoxydable en fonction du temps. La mise en suspension était réalisée par un écoulement d'air dont la vitesse augmentait linéairement jusqu'à 7 $m.s^{-1}$ au bout de 11 s, et restait constante par la suite. Trois essais ont été effectués et montrent une certaine répétabilité des expériences. Ils mettent en évidence deux phases de détachement. La première phase (augmentation de la vitesse) est caractérisée par un taux de détachement de 4,6 particules par seconde, la seconde phase (vitesse constante), par un taux de détachement de 0,00075 particule par seconde. Cela peut s'expliquer par un bilan des moments des forces aérauliques et d'adhésion. Lorsque la vitesse de l'écoulement augmente, les forces aérauliques augmentent et, par conséquent, la fraction particulaire mobilisée augmente aussi. De plus, la mise en suspension est un phénomène très rapide, qui apparaît à court-terme. Le fait de maintenir constante la vitesse de l'écoulement conduit à un taux de mise en suspension beaucoup moins important et fait apparaître la notion de long-terme. A vitesse constante, cette légère augmentation du taux de mise en suspension peut être due au caractère aléatoire de l'augmentation brutale et locale de la vitesse de l'écoulement, liée aux effets de turbulence que constituent les tourbillons (*burst*).

D'autres expériences, répétables, ont été réalisées avec des microsphères d'acier inoxydable (de granulométrie 64 – 76 µm) et des microsphères de verre (de granulométrie 68,2 - 77 µm). Ici, l'influence de la nature des particules dans la mobilisation a été observée. En effet, à taille et forme équivalentes, les particules de verre étaient plus difficilement mobilisables que les particules d'acier inoxydable. Cela montre que la nature chimique et peut-être le caractère conducteur ou isolant des particules jouent un rôle significatif dans les forces d'adhésion. Des fractions de particules mises en suspension en fonction de la vitesse de l'écoulement libre ont aussi été obtenues. Deux types de particules ont été utilisées : des microsphères de verre (de diamètre 68,2 – 77 µm) et des microsphères de verre plus petites (de diamètre 29,7 – 34,1 µm). Les auteurs ont également mis en évidence l'influence de la granulométrie des particules dans le mécanisme de mise en suspension : plus les particules sont petites et plus il est difficile de les mobiliser. En effet, lorsque la taille des particules augmente, les forces aérauliques ont tendance à remporter la compétition contre les forces d'adhésion. Après avoir mis en évidence l'influence du caractère aléatoire des *bursts*, de la granulométrie et de la nature chimique des particules sur le phénomène de mise en suspension, Ibrahim *et al.* (2004) notent l'influence de l'humidité relative, du temps d'attente avant la mise en place de l'écoulement, de l'accélération moyenne de l'écoulement, de la densité du dépôt et des collisions. En effet, plus l'humidité du milieu environnant augmente et plus la fraction de particules mobilisées diminue. Cela s'explique par le fait que les forces d'adhésion augmentent corrélativement suite à l'apparition de ponts de capillarité. De plus, ils ont remarqué que le temps d'attente perturbe la mise en suspension, du fait des ponts de capillarité

qui se développent en fonction de ce temps d'attente. L''effet de l'accélération de l'écoulement durant une période de transition a aussi été mis en évidence avec des accélérations de 0,014 $m.s^{-2}$, 0,045 $m.s^{-2}$, 0,087 $m.s^{-2}$, 0,17 $m.s^{-2}$ et 0,34 $m.s^{-2}$. Pour ces différents essais de mise en suspension, l'humidité relative du milieu environnant a été fixée à 36 %. Le temps d'attente avant l'essai est nul, la concentration en particules a été fixée à 0,5 $particule.mm^{-2}$. Les auteurs ont observé que quelles que soient les accélérations de l'écoulement, la fraction de particules mises en suspension ne semble pas affectée. Des résultats ont aussi été obtenus avec une humidité relative de 61 %, une accélération de 0,39 $m.s^{-2}$, 0,15 $m.s^{-2}$ et 0,042 $m.s^{-2}$. La concentration particulaire était la même que précédemment, soit 0,5 $particule.mm^{-2}$. La vitesse de l'écoulement libre était augmentée progressivement et la fraction de particules mobilisées mesurée en fonction de la vitesse d'écoulement. Lorsque l'humidité relative est de 36 %, le phénomène de mise en suspension a lieu entre 2 et 8 $m.s^{-1}$. Tandis que lorsque l'humidité relative est de 61 %, le phénomène est observé entre 5 et 20 $m.s^{-1}$. Les expériences montrent donc qu'il est plus difficile de mobiliser des particules lorsque l'humidité relative est élevée (augmentation des forces d'adhésion). Ibrahim *et al.* (2004) ont aussi étudié l'influence de la concentration particulaire sur la fraction mise en suspension avec une humidité relative de 30 % et une concentration particulaire du dépôt de 0,5 $particule.mm^{-2}$, une humidité relative de 30 % et 3 $particules.mm^{-2}$, une humidité relative de 61 % et 0,5 $particule.mm^{-2}$, et une humidité relative de 61 % et 3 $particules.mm^{-2}$. L'accélération de l'écoulement était fixée à 0,18 $m.s^{-2}$. Ils ont constaté que la fraction de particules mises en suspension, en fonction de la vitesse de l'écoulement, est plus importante lorsque la concentration des particules constituant le dépôt augmente. Cela s'explique par le fait que, plus la concentration en particules est importante, plus il y a de collisions entre les particules. Les premières particules mobilisées viennent impacter les autres particules constituant le dépôt par un mécanisme qui s'apparente à la saltation (Ho *et al.*, 2014).

2.2.1.3 La soufflerie de l'institut de la dynamique des fluides (Dresden, Allemagne)

La mise en suspension de poussières dans une soufflerie a été étudiée expérimentalement par Barth *et al.* (2014). Ils ont utilisé des particules vitreuses de titanate de baryum ayant respectivement des diamètres géométriques de 25, 35 et 44 µm, et des écarts-types géométriques de 1,15, 1,10 et 1,07. Ils ont eux aussi mis en évidence, une fois de plus, l'importance de la taille des particules dans le mécanisme de mise en suspension. Les petites particules sont plus difficiles à mobiliser que les grosses. L'effet de la rugosité de surface dans le mécanisme de mise en suspension, notamment dans les forces d'adhésion, a aussi été étudié. Les surfaces avaient des rugosités moyennes respectives de 0,089, 0,922 et 1,538 µm. Les auteurs ont constaté une légère influence de la rugosité de surface. Plus la rugosité est importante et plus la fraction de particules restantes est faible. Cela s'explique par le fait que les forces d'adhésion diminuent lorsque la rugosité de la surface sur laquelle sont disposées les particules augmente.

Cette revue bibliographique exposant les études expérimentales de mise en suspension aéraulique de particules de l'ordre du micromètre, et à pression atmosphérique, montre l'influence relative des différents paramètres que sont la granulométrie des particules, la vitesse de l'écoulement, l'humidité relative du milieu environnant, l'accélération de l'écoulement, la concentration surfacique des particules constituant les dépôts monocouche, la nature des particules, et la rugosité de la surface sur laquelle elles sont déposées. Dans la partie qui suit, nous présentons les études expérimentales de mise en suspension à basse pression qui ont été, pour la plupart, réalisées par des planétologues s'intéressant à l'atmosphère martienne (7 mbar).

2.2.2 La mise en suspension de particules à basse pression

Sur Mars, la présence de régolite résulte de l'impact de météorites conjugué à l'action d'érosion quotidienne du vent (érosion éolienne). Ces poussières, omniprésentes sur Mars (Perko *et al.*, 2002), tendent à avoir des bords lissés du fait des conditions météorologiques propres à la planète. En effet, Mars est sujette aux tempêtes de poussières, englobant parfois sa totalité (Tillman, 1988), et autres phénomènes comme les tourbillons de poussières ou *dust devils* (Thomas et Gierasch, 1985).

Lors de ces phénomènes météorologiques, les vents peuvent atteindre les 50 $m.s^{-1}$ et mettre en suspension d'importantes quantités de poussières. Ces poussières sont actuellement un problème pour les missions martiennes robotisées et le seront aussi pour les futures missions habitées. Actuellement, elles endommagent les circuits électroniques des *rovers* et irriteront les yeux et les poumons des futurs explorateurs humains lorsqu'ils quitteront leurs combinaisons dans les modules pressurisés (ce problème d'irritation a déjà été rencontré par les explorateurs lunaires). Adhésion et remise en suspension de poussières en environnement spatial font l'objet de nombreuses recherches à vocation appliquée (Calle *et al.*, 2011). Notons toutefois que la taille des particules qui retiennent l'attention des planétologues est en général supérieure à celle des particules échantillonnées dans les tokamaks et donc attendues dans *ITER*.

Dans cette partie, l'effet principal qui retient notre attention est celui de la basse pression. Trois installations expérimentales ont été identifiées dans la littérature. La soufflerie *MARSWIT* (*Mars Surface Wind Tunnel*, Figure 2.20) qui n'est actuellement plus en fonctionnement. La première soufflerie de l'Université d'Aarhus (*Aarhus Wind Tunnel Simulator: AWTS-I*) au Danemark, actuellement reconvertie en chambre de sédimentation (figure 2.21). La deuxième soufflerie de l'Université d'Aarhus (*AWTS-II*, qui est présentée dans le chapitre 4 de ce manuscrit), actuellement en fonctionnement. Ces installations sont destinées à l'étude des phénomènes se produisant à la surface de la planète Mars (tels que les gigantesques tempêtes de poussières).

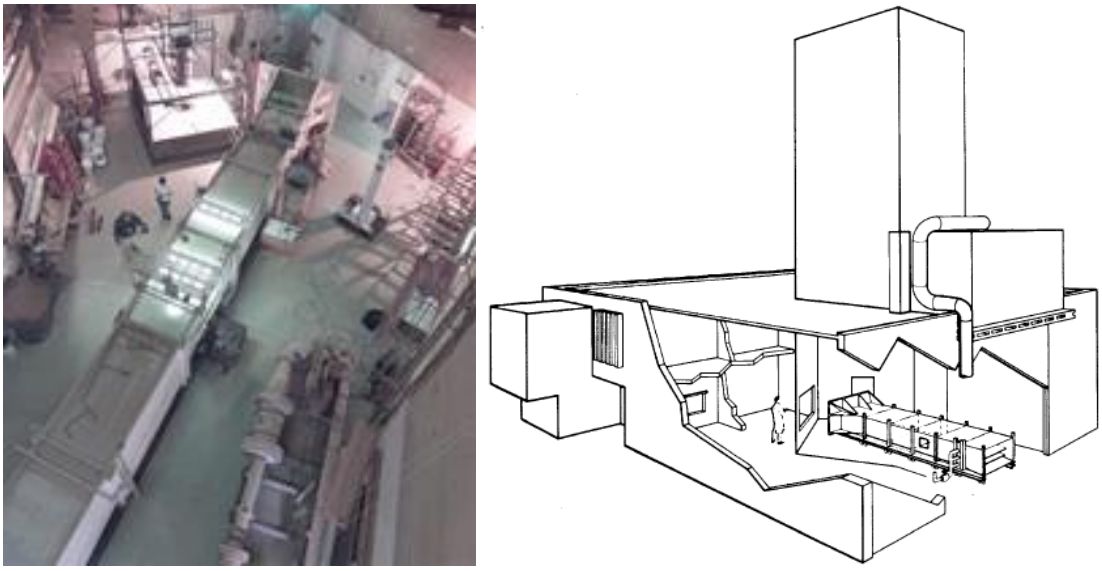


Figure 2.20 - Photographie et schéma de l'installation *MARSWIT* (Ames Research Center, Moffett Field, California, extrait de Leach *et al.*, 1989 en libre accès sur internet).

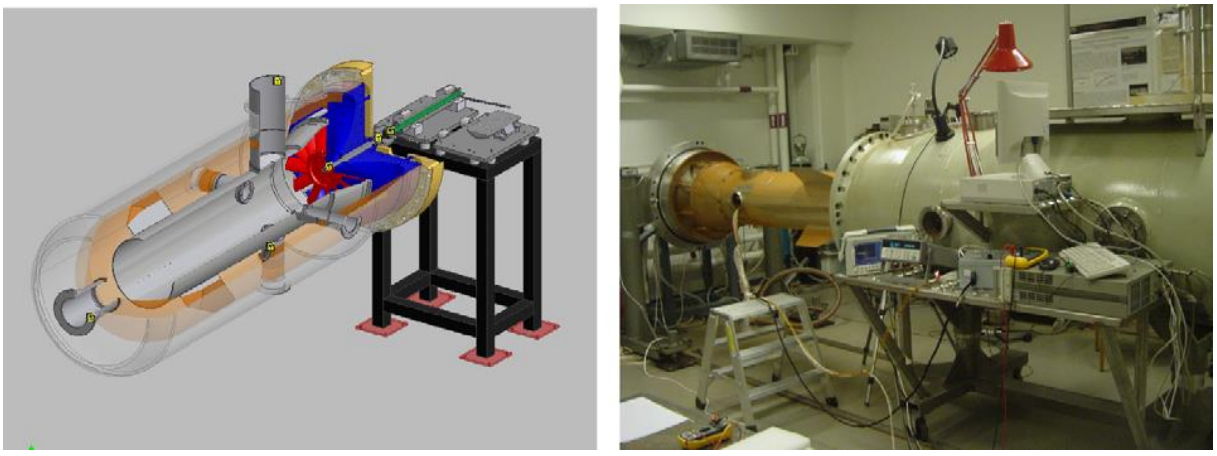


Figure 2.21 - Photographie et schéma de la soufflerie *AWTS-I* de l'Université d'Aarhus (extrait du site internet de l'Université d'Aarhus : http://marslab.au.dk/windtunnel-facilities/wind-tunnel/).

Les caractéristiques des trois installations sont rassemblées dans le tableau 2.10. Notons que contrairement à de nombreuses soufleries, qui fonctionnent en circuit ouvert, les souffleries *AWTS-I* et II fonctionnent en circuit fermé. L'écoulement est, ici, réalisé à l'aide d'un ventilateur pour *AWTS-I* et de deux ventilateurs pour *AWTS-II*.

Tableau 2.10 – Caractéristiques des trois installations : *MARSWIT, AWTS-I et AWTS-II*.

Installation	*MARSWIT*	*AWTS-I*	*AWTS-II*
Volume de l'enceinte	4 058 m^3	1,5 m^3	35 m^3
Vitesse de l'écoulement	de 1 à 150 $m.s^{-1}$	de 1 à 25 $m.s^{-1}$	de 1 à 60 $m.s^{-1}$
Pression du milieu environnant	de 5 à 1 000 mbar	de 1 à 1 000 mbar	de 1 à 1 000 mbar

Les intérêts majeurs de l'installation *AWTS-II* sont que celle-ci peut descendre à très basse pression et quelle possède un volume important permettant d'évaluer l'effet d'échelle par rapport aux autres installations (d'un volume de quelques litres) dédiées à la compréhension analytique du phénomène de mise en suspension par pressurisation (*cf.* par exemple, l'installation *STARDUST*, Bellecci *et al.*, 2011a).

Un rapport de Leach *et al.* (1989) répertorie l'ensemble des travaux, et notamment l'effet de la pression environnante dans l'entraînement de particules, réalisés dans la soufflerie *MARSWIT*. Pour cela, ont été déterminés des seuils de détachement à partir desquels la vitesse de frottement était suffisante pour que la majeure partie (> 50 %) des particules soient mobilisées. La détermination de ce seuil de détachement a été réalisée à l'aide d'un laser interférométrique et d'un détecteur de charge électrostatique donnant des tendances beaucoup plus reproductibles que la simple observation visuelle (effet subjectif). Les seuils de détachement ont été mesurés pour des dépôts multicouches constitués de brisures de coquilles de noix et de microbilles de verre. Ces seuils de détachement ont été mesurés en fonction de la granulométrie des particules dans une plage allant de 30 à 1000 µm. Des particules plus petites (de 1 à 35 µm) de basalte et de cendres volantes ont aussi été mobilisées. A travers ces résultats expérimentaux, l'effet de la pression environnante dans le mécanisme de mise en suspension a été mis en évidence : lorsque la pression du milieu environnant diminue, la fraction de particules ré-entraînées diminue aussi. Cela s'explique par le fait que, lorsque la pression du milieu environnant est abaissée, celui-ci contient moins de molécules, diminuant ainsi les forces aérauliques s'exerçant sur les particules exposées à l'écoulement.

Merrison *et al.* (2007), ont réalisé des études expérimentales de mise en suspension de particules dans l'installation *AWTS-I*. Ils ont utilisé des billes de verre ayant des tailles comprises entre 10 et 250 µm, et étudié l'effet de la masse volumique des particules (pour une gravité terrestre) pour ces valeurs : 2,7, 0,6 et 0,15 $g.cm^{-3}$. Des dépôts multicouches ont été réalisés sur une surface rugueuse (papier émeri avec des grains de 35 µm). La pression ambiante a été fixée à 30 mbar et la température à 23 °C. Comme rapporté par Leach *et al.* (1989), ce sont les seuils de détachement, obtenus ici par une analyse optique, qui ont été mesurés. Une influence de la masse volumique des particules, de plus en plus importante au fur et à mesure que la taille des particules augmente, a été mise en évidence. Cela s'explique par le fait qu'à partir d'une certaine taille, la masse des particules en question n'est plus négligeable et devient même prépondérante dans le bilan des forces et donc dans le mécanisme de mise en suspension.

2.2.3 La mise en suspension de particules par effet photoélectrique : le cas de La Lune

Les astronautes de la mission Apollo 17 ont pu constater que lorsque la poussière lunaire se soulève elle ne retombe pas comme sur Terre : elle reste parfois en lévitation. Les photons ultraviolets du rayonnement solaire arrachent des électrons aux particules de poussières ainsi qu'aux roches constituant le sol lunaire (effet photoélectrique). La lévitation de poussières, sur la Lune, est alors

due à un équilibre entre la (relativement faible) force de gravité (attirant les poussières vers le sol) et une force répulsive (entre les poussières et les roches de la surface lunaire, toutes deux chargées positivement). Une littérature spécifique de planétologie comparée (Sickafoose, 2002 ; Renno and Kok, 2008) est une source précieuse d'inspiration dans ce domaine, la chambre à vide d'un tokamak constituant de toute évidence un milieu très ionisant. La granulométrie des particules en lévitation est d'environ 10 µm. La concentration est d'environ 50 particules.cm^{-3}. La lévitation de celles-ci a lieu entre 3 et 30 cm au-dessus du sol. Sur la Lune, dépourvue de véritable atmosphère, seules les forces électriques permettent cette mise en suspension particulaire.

Les résultats expérimentaux de Rasmussen *et al.*, 2009 donnent des taux de masse transportée en fonction de la vitesse de frottement de l'écoulement et du champ électrique appliqué. En présence d'un écoulement, les forces électriques (non dominantes), réduisent le seuil de vitesse de l'écoulement nécessaire à la mobilisation de particules. De plus, à vitesse d'écoulement constante, les taux de masse transportée sont augmentés lorsque le champ électrique appliqué augmente. Dans ces travaux, il est mis en évidence une influence positive (négative pour la sûreté nucléaire) d'un champ électrique sur la mise en suspension de particules.

Cependant, l'étude des champs électriques dans le phénomène de mise en suspension n'est pas incluse dans mes travaux de thèse. Le chargement du système (particules - surface) ne sera pas étudié. Pourtant, les sources de charges électriques ne manqueront pas dans *ITER*, y compris l'auto-chargement des particules dû aux désintégrations ß du tritium (Clement and Harrison, 1992, Gensdarmes *et al.*, 2001). Alors que surfaces et poussières du tokamak sont métalliques, la formation d'oxydes, en cas d'entrée d'air, sera une source de particules électriquement isolantes. Dans nos expériences en soufflerie, on ne contrôlera pas l'électrification des poudres lors de leur mise en suspension (Glor, 1985).

2.2.4 La mise en suspension de particules par un écoulement transitoire

2.2.4.1 L'installation AeReST (Aerosol Resuspension Shock Tube)

La mise en suspension de particules *via* un écoulement d'air transitoire a été étudiée par Ardey et Mayinger (1998). Les simulants utilisés sont des particules d'oxyde de titane (TiO_2) ou de la poudre d'argent (Ag). Le dépôt est multicouche (0,1 à 5 mg), et constitué de particules de TiO_2 (diamètres de 0,3 à 1,5 µm pour une moyenne de 1 µm) ou de poudre d'Ag (diamètres de 10 à 100 µm). Le dépôt est réalisé sur une surface plane de 10 cm^2 à l'intérieur d'une soufflerie. La soufflerie est alimentée par un réservoir sous pression. La viscosité et la densité du fluide sont contrôlées par la température initiale du réservoir équipé d'un dispositif de chauffage électrique. L'expérience est amorcée par une brusque expansion du volume contenu dans le réservoir. L'opération était déclenchée à l'aide d'une manette à bille ou d'un disque de rupture. La pression et la température initiale, ainsi que la position finale de la manette, déterminent la durée et la vitesse du flux d'air. A l'intérieur de la section de conditionnement du flux, l'onde de choc est homogénéisée puis parallélisée au moyen de structures en nids d'abeilles. Le flux rejoint ensuite la zone de mesure où se trouvent les aérosols déposés sur une surface dont l'inclinaison peut varier.

Pour mesurer l'évolution du dépôt de particules pendant la mise en suspension, une méthode basée sur la diffusion lumineuse a été utilisée. La couche de particules déposée sur une surface transparente est illuminée par une source de lumière constante. Par le biais d'une photodiode, la lumière diffusée par les particules déposées sur la surface expérimentale est détectée. La fraction totale mise en suspension pour chaque expérience est mesurée avec cette méthode de diffusion de la lumière par le dépôt au début et à la fin de l'expérience.

La première série d'expériences a été effectuée avec une surface de dépôt horizontale et avec deux températures ambiantes (293 et 493 °C), pour les particules de TiO_2. Des expériences ont aussi été réalisées en inclinant le support suivant différents angles par rapport à la direction principale de l'écoulement. La température et la nature du dépôt (TiO_2) sont restées identiques.

Lors des expériences réalisées avec une surface horizontale, la fraction mise en suspension augmente avec la masse déposée, et donc avec la hauteur de la couche de particules. Les résultats sont équivalents quelle que soit la pression initialement fixée dans le réservoir. La fraction mise en suspension diminue lorsque la température augmente, ceci s'expliquant par la diminution de la densité du fluide (et donc de son énergie turbulente). En contraste avec les expériences menées avec du TiO_2, la poudre d'argent est presque complètement éliminé de la surface de dépôt. Ce comportement s'explique par la taille plus importante des particules d'Ag (10–100 µm au lieu de 0,3–1,5 µm pour TiO_2), ce qui diminue la contrainte de cisaillement minimum nécessaire à leur détachement. Ce phénomène est aussi accentué par le caractère polydispersé de la poudre d'argent.

Lorsque le support est incliné vers le flux (15° ou 30°), d'autres phénomènes apparaissent. La fraction mise en suspension diminue avec la pression dans le réservoir. L'écart est particulièrement visible entre la pression de 2,5 bar et les hautes pressions (mise en évidence d'un effet de seuil pour l'arrachement des particules du support). La fraction mise en suspension est moins importante pour 15° que pour 0° ou 30°. Ce phénomène s'explique par des turbulences plus faibles aux faibles inclinaisons qu'à l'horizontale. Cependant, lorsque l'inclinaison est encore augmentée, des tourbillons se forment dans la zone de stagnation et la turbulence recommence à augmenter, ainsi que la fraction de particules mises en suspension. Les résultats obtenus pour 0° et 30° sont d'ailleurs comparables.

Lorsque le support incliné « tourne le dos » au flux (195° ou 210°), une zone de recirculation (un vortex) se forme avec de fortes turbulences. Il s'en est suivi une dispersion plus importante des données. La fraction mise en suspension est moins importante pour 195° que pour 210°. Ce phénomène s'explique encore par des turbulences plus faibles aux petites inclinaisons qu'à l'horizontale.

Enfin, lorsque le plateau est orienté à 90°, toujours de dos au flux, les auteurs ont observé une dispersion très importante des données, sans qu'aucune structuration ne soit possible. Ce phénomène est dû au fait qu'un vortex de grande ampleur se développe, ramenant une partie des particules mises en suspension vers le plateau.

2.2.4.2 L'installation STARDUST

Des expériences de mise en suspension en application directe à la problématique relative aux événements accidentels de perte de vide dans *ITER* sont en cours (Bellecci *et al.*, 2011a). En effet, le laboratoire *ENEA Frascati*, du Département des technologies de fusion de l'Université de Rome, a réalisé des études de mise en suspension de poussières. Les poussières utilisées se veulent représentatives de celles attendues dans *ITER*. Les études expérimentales ont été effectuées dans leur installation nommée *STARDUST* (*Smalll Tank for Aerosol Removal and DUST*). Cette installation (une cuve cylindrique en acier inoxydable) a pour objectif principal de simuler expérimentalement un accident de perte de vide (*LOVA*) afin d'étudier la mise en suspension de poussières. *STARDUST* est équipé de deux vannes, permettant de simuler des *LOVA*, à deux positions différentes : une à l'équateur de la cuve (nommée vanne A) et l'autre en bas de la cuve (nommée vanne B). Un logiciel (sous *Labview*) permet de paramétrer les conditions initiales de pression, de température ainsi que le taux de pressurisation. L'établissement d'une température de paroi à 25°C simule un *LOVA* en condition de maintenance (*MC: Maintenance Condition*) et l'établissement d'une température de paroi comprise entre 120 et 130°C simule un *LOVA* en condition de fonctionnement (*AC: Accident Condition*). D'autres études expérimentales simulant un *LOVA* en *AC* avec une température de paroi fixée à 110°C ont été réalisées. Tout au long des études expérimentales, des paramètres physiques sont mesurés, à l'aide de quatre thermocouples (températures de l'atmosphère interne et des parois), de trois manomètres (mesurant la pression interne de l'installation) et de deux

transducteurs de pression (mesurant des champs de vitesses internes en relation avec l'entrée de l'air), et enregistrés à intervalle de temps réguliers de 0,02 s. La mesure du taux de mise en suspension de poussières est réalisée à l'aide d'une balance électronique ayant une précision de 10^{-5} g (une pesée avant et après l'essai).

Les études expérimentales de Porfiri et *al.* (2006) concernent la mise en suspension de poussières, dans *STARDUST* lors d'un *LOVA*. Les poussières utilisées, à savoir du tungstène (W, avec un diamètre moyen de 0,3 – 0,5 µm), de l'acier inoxydable (*stainless steel* 316 : SS316, avec un diamètre moyen de 20 – 30 µm) et du carbone (C, avec un diamètre moyen de 4 – 5 µm), se veulent représentatives de celles attendues dans *ITER*. En effet, abandonné en 2008, le carbone était encore envisagé en 2006 comme *PFCs* sur le divertor d'*ITER*. Ces poussières étaient déposées sur un plateau de 25 cm^2 au fond de *STARDUST*. Les tests ont été réalisés pour chaque type de poussières ainsi que pour un mélange des trois types de poussières. Ce mélange était composé de 5 g de W, de 5 g de SS316 et de 2 g de C. La température de paroi de *STARDUST* était fixée à 110°C. Les études ont été effectuées pour deux valeurs de pressurisation tout à fait réalistes (300 $Pa.s^{-1}$ et 3 000 $Pa.s^{-1}$) ainsi que pour les deux positions d'entrée d'air (vanne A et B) ayant une section de 0,02 m^2. De plus, une comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus avec un code de calcul (ECART, Paci *et al.*, 2005b) a été réalisée. Les résultats expérimentaux montrent que le taux de mise en suspension des poussières est négligeable (inférieur ou égal à 1 %) pour une entrée d'air à l'équateur de la cuve (vanne A), quel que soit le type de poussières (W, SS316, C ou mélange) et le taux de pressurisation. La mise en suspension des poussières est totale pour une entrée d'air située au bas de la cuve (vanne B), un débit d'entrée d'air de 3 000 $Pa.s^{-1}$, et quel que soit le type de poussières. Le taux de mise en suspension des poussières avec une entrée d'air au niveau de la vanne B et un débit de pressurisation de 300 $Pa.s^{-1}$ est différent selon le type de poussières (taux de mise en suspension pour le W : 1 – 10 %, pour le SS316 : 93 - 99 %, pour le C : 100 % et pour le mélange : 43 - 61 %). Ces résultats confirment que les champs de vitesse de l'écoulement d'air ainsi que les caractéristiques particulaires (nature, morphologie et granulométrie) sont des paramètres prépondérants dans le mécanisme de mise en suspension.

Précédemment, les études expérimentales de Paci et *al.* (2005a) avaient mis en évidence l'importance de la forme du dépôt des poussières sur le taux de mise en suspension. Comme pour les études expérimentales de Porfiri et *al.* (2006), les poussières (W pour le test de reproductibilité) ont été déposées au fond de *STARDUST*, la pressurisation paramétrée à 300 $Pa.s^{-1}$, la pression interne initiale fixée à 5 Pa et l'entrée d'air située au niveau de la vanne B. En réalisant six essais avec les mêmes conditions initiales, les auteurs ne retrouvent pas la même fraction de poussières ré-entraînée dans *STARDUST*. La marge d'erreur est de l'ordre de 10 % et montre l'importance de la reproductibilité des dépôts dans les essais expérimentaux. Il est donc impératif d'étudier les procédés de formation maîtrisé de dépôts, afin d'avoir des dépôts reproductibles avant d'envisager des expériences de mise en suspension.

Bellecci *et al.* (2011a) ont aussi réalisé des études expérimentales sur la mise en suspension de poussières dans *STARDUST* en simulant un *LOVA,* avec une pressurisation paramétrée à 300 Pa. s^{-1}. L'entrée d'air, d'une section de 0,02 m^2, avait été positionnée aux deux positions possibles (vanne A et B). Ici, c'est l'influence d'un obstacle et de la température de paroi qui a été évaluée durant des *MC* (T_{paroi} = 25°C) et des *AC* (T_{paroi} = 110°C). Pour cela, un obstacle placé dans *STARDUST* simule la géométrie du divertor d'*ITER*. Les poussières utilisées sont les mêmes que précédemment : W, C et SS316. Les différentes configurations ont permis d'étudier l'impact de la position du dépôt par rapport à l'obstacle sur le taux de mise en suspension. Les particules étaient placées sur un plateau de 25 cm^2. La pression initiale interne était fixée à 100 Pa. Les tests ont été effectués avec des dépôts de poussières à différents emplacements : un test avec des poussières positionnées dans le fond de *STARDUST* et sans obstacle, un test avec des poussières positionnées dans le fond de *STARDUST* et sous l'obstacle, un test avec des poussières positionnées dans l'obstacle et au-dessus de la plaque, et un test avec des poussières positionnées au-dessus de l'obstacle et en dessous de la plaque. Ces quatre tests ont été réalisés sans fente sur l'obstacle. Les tests effectués avec la présence d'une fente montrent que celle-ci, bien qu'ayant très peu d'influence, a tendance à diminuer la mobilisation des poussières. Cela s'explique par la réduction des vitesses consécutive à une augmentation des turbulences. Ces études montrent que la seule mise en suspension notable en présence de l'obstacle concerne les particules positionnées dans le fond de *STARDUST* (sous

l'obstacle) et pour une entrée d'air située au niveau de la vanne B. Dans cette configuration, où la mise en suspension est la plus importante avec l'obstacle, le taux de mise en suspension reste tout de même légèrement inférieur au cas sans présence de l'obstacle. Comme le montrent les études expérimentales de Bellecci *et al.* (2011a), les poussières de SS316 et de C, de plus grande taille, sont plus facilement mobilisables que les poussières de W. De plus, on constate que la température a un impact sur la mise en suspension : le taux de mise en suspension est d'environ 4 % plus bas en *AC* qu'en *MC* pour les poussières de SS316 et de C.

Nous avons identifié dans la littérature scientifique l'existence d'une dernière installation nommée *TDMX* (*Toroidal Dust Mobilization eXperiment*). Cette installation, située aux Etats-Unis, a été conçue afin de simuler expérimentalement le mécanisme de mobilisation de particules se produisant lors d'un accident de perte de vide (*LOVA*) dans un tokamak. Cependant, nous n'avons pas trouvé de données expérimentales sur la fraction de particules mises en suspension par cette installation. En effet, Sharpe et Humrickhouse (2006) fournissent des données expérimentales relatives au dépôt des particules faisant suite à un *LOVA*, et non sur la quantité de particules mises en suspension.

Pour conclure au sujet des travaux réalisés dans *STARDUST*, les expériences ont notamment concerné une pressurisation de 300 $Pa.s^{-1}$ qui est tout à fait réaliste et correspond à ce qui est attendu dans *ITER*, soit environ une 400 $Pa.s^{-1}$ (Gelain *et al.*, 2015). Les vitesses ont été calculées expérimentalement (Benedetti *et al.*, 2011) et numériquement (Bellecci *et al.*, 2011b) aboutissant à une vitesse maximale de 600 $m.s^{-1}$ (contre une vitesse d'environ 700 $m.s^{-1}$ calculée par Lahure *et al.*, 2007). Cependant, la détermination de la vitesse de frottement, prépondérante dans les modèles de mise en suspension (Reeks et Hall, 2001), n'a pas été effectuée. Enfin, l'obstacle utilisé, pour simuler le divertor d'*ITER*, ne semble pas représentatif.

Nous avons mis en évidence la richesse des différents travaux expérimentaux de mise en suspension aéraulique de particules à pression atmosphérique. Cependant, la littérature scientifique reste assez pauvre lorsque l'on traite de la mise en suspension particulaire à basse pression, et plus encore pour des écoulements transitoires. Une part importante de mes travaux de thèse consistera donc à fournir des données expérimentales afin de développer et de valider à terme un modèle de mise en suspension prenant en compte les effets de la basse pression ainsi que les dépôts particulaires spécifiques de ceux que l'on peut anticiper dans *ITER*. Pour ce faire, mes travaux de thèse ont suivi une démarche scientifique qui est présentée sous forme d'organigramme sur la figure 2.22. Ce modèle physique de mise en suspension pourra alors être implémenté dans un code de calcul développé à l'IRSN (P^2remics) et faisant suite au code nommé « *DUST* » de García-Cascales *et al.*, (2010).

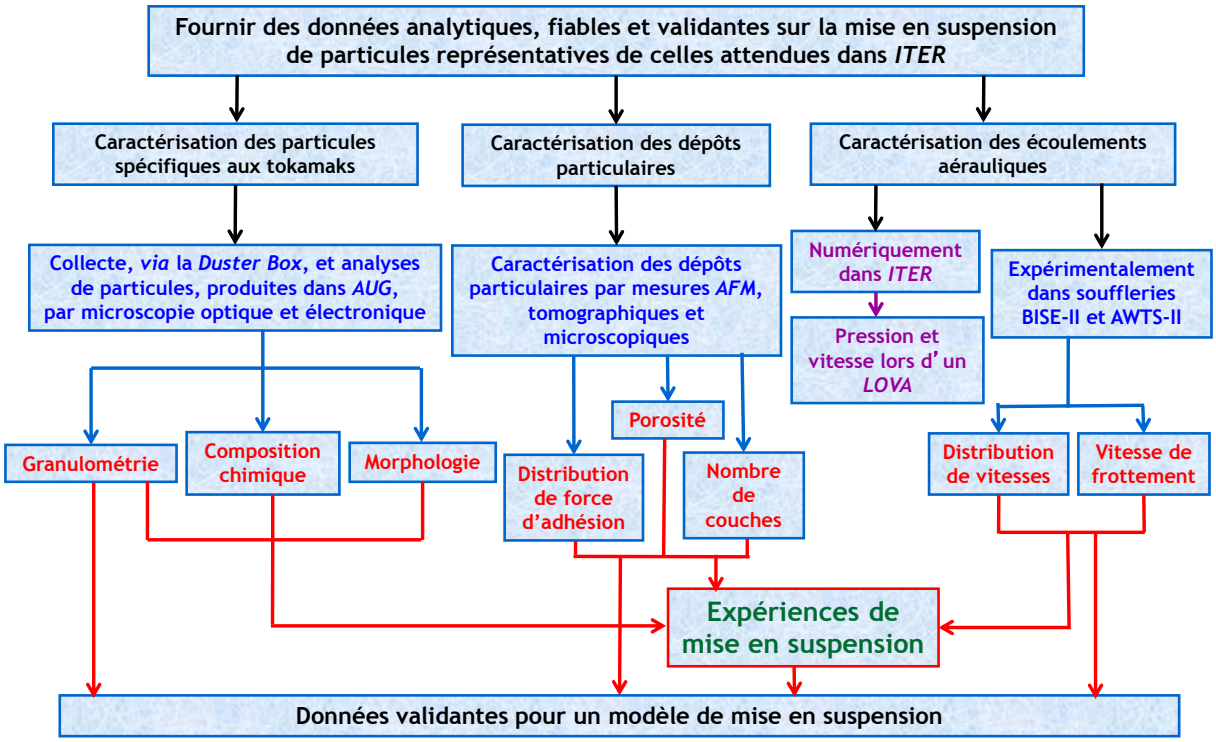


Figure 2.22 – Organigramme de la démarche scientifique de mes travaux de thèse.

CHAPITRE 3

ETUDES EXPERIMENTALES DE DEPOTS DE PARTICULES MICRONIQUES

3.1 Caractérisation de particules produites en tokamak 87
3.1.1 Une collecte de particules s'appuyant sur le mécanisme de mise en suspension 88
3.1.2 Collecte et analyse des particules produites dans AUG 90
3.1.3 Comparaison avec les données de la littérature 92
3.2 Les mesures de forces d'adhésion par AFM 94
3.2.1 Présentation de la technique de mesure 95
3.2.2 Systèmes à l'étude 96
3.2.3 Mesures AFM avec la surface MES 99
3.2.4 Mesures AFM effectuées avec les surfaces « ITER-like » 106
3.2.5 Synthèse des mesures AFM 111
3.3 Confection des dépôts de particules mises en suspension 112
3.3.1 Les poudres utilisées 112
3.3.1.1 Caractérisation de la poudre W 12 114
3.3.1.2 Caractérisation de la poudre C 20 116
3.3.1.3 Caractérisation de la poudre SPM 95 117
3.3.2 Les dépôts de particules monocouche 120
3.3.3 Les dépôts de particules multicouches 121
3.3.3.1 La réalisation de dépôts multicouches 121
3.3.3.2 Caractérisation des dépôts de particules multicouches 123

Cette page est volontairement laissée blanche pour une impression recto-verso

La grande quantité de particules qui seront potentiellement produites dans la chambre à vide d'*ITER* constitue une problématique de sûreté lors d'un événement hypothétique de perte de vide (Roth *et al.*, 2009). Mes travaux de thèse se focalisent sur le scénario accidentel *LOVA* (*Loss Of Vaccum Accident*), détaillé dans le premier chapitre de ce manuscrit, au cours duquel les particules déposées sur les parois internes du tore seront exposées à un écoulement d'air. Par conséquent, le mécanisme physique au centre de mon étude est la mise en suspension aéraulique de particules, tout particulièrement à basse pression.

Dans la littérature scientifique spécialisée, les modèles de mise en suspension — basés sur un bilan de forces statiques (Ibrahim *et al.*, 2003), sur un bilan de forces dynamiques (Wen & Kasper, 1989) ou sur une accumulation d'énergie (Reeks *et al.*, 1988) — s'accordent sur l'importance de la dimension des particules dans le mécanisme à l'étude. De plus, la morphologie et la composition chimique des particules influent sur les forces d'adhésion (Israelachvili, 2011). Ainsi, pour obtenir des informations sur les caractéristiques physiques (granulométrie, morphologie et composition chimique) des particules produites en tokamaks, j'ai collecté et analysé des particules produites dans le tokamak allemand *ASDEX-Upgrade* (Rondeau *et al.*, 2015a). Cette étude a permis d'orienter mes expériences de mise en suspension en fonction des caractéristiques de ces particules avec notamment des particules de tungstène micronique (voir les chapitres 5 et 6 de ce manuscrit). Dans ce chapitre, la première partie est consacrée à la caractérisation des particules collectées dans le tokamak *ASDEX-Upgrade*.

A l'heure actuelle, les forces d'adhésion entre une particule micronique et une surface ne sont pas parfaitement connues. En effet, il existe trois ordres de grandeur entre la théorie — le modèle JKR de Johnson *et al.* (1971) ou le modèle DMT de Derjaguin *et al.* (1975) donnent des forces d'adhésion de l'ordre du micronewton — et les mesures expérimentales — Mokgalapa *et al.* (2014) proposent des forces d'adhésion de l'ordre du nanonewton. Ainsi, les forces d'adhésion constituent actuellement le paramètre d'ajustement des modèles de mise en suspension, et en particulier du modèle *Rock'n Roll* (Peillon *et al.*, 2014). Pour obtenir des informations sur les valeurs des forces d'adhésion s'exerçant dans le système tungstène - tungstène à l'étude (particules déposées sur une surface), nous avons choisi de nous appuyer sur des mesures par microscopie à force atomique. Les résultats et l'analyse de ces mesures expérimentales sont présentés dans la deuxième partie de ce chapitre.

Pour étudier le mécanisme de mise en suspension, il est tout aussi indispensable de maîtriser le procédé de dépôt de particules — qu'il soit monocouche ou multicouches — sur une surface. La reproductibilité et l'homogénéité (apparentées à l'agencement des particules constituant le dépôt) sont les deux paramètres principaux permettant d'obtenir des résultats expérimentaux fiables et répétables. Le cas échéant, les résultats des expériences de mise en suspension se verront alloués d'une grande variabilité, comme l'ont constaté Alloul-Marmor (2002) et Peillon *et al.* (2014). Ainsi, la dernière partie de ce chapitre sera consacrée à la caractérisation des poudres que j'ai utilisées dans mes expériences de mise en suspension, et aux procédés et dispositifs mis en place afin d'obtenir des dépôts reproductibles et homogènes en termes d'épaisseur et de structure particulaire.

3.1 CARACTERISATION DE PARTICULES PRODUITES EN TOKAMAK

Afin d'obtenir une hypothèse de départ sur les particules qui seront potentiellement produites dans le futur tokamak *ITER*, j'ai collecté et analysé les particules générées dans le tokamak allemand *AUG* (*ASDEX Upgrade*: Axially Symmetric Divertor EXperiment) situé à Garching, en Allemagne. Bien que cette installation expérimentale soit plus petite qu'*ITER* — le volume du plasma dans *AUG* est de 14 m^3 tandis que celui qui sera à l'œuvre dans *ITER* atteindra 840 m^3 — il possède plusieurs analogies avec *ITER* : présence d'un divertor et de *PFCs* (*Plasma Facing Components*) formés de tuiles de tungstène. En 2013, durant une phase de maintenance faisant suite à six mois de fonctionnement, le tokamak *AUG* a été ouvert et nous avons obtenu l'autorisation d'y entrer afin de collecter des particules qui s'étaient déposées sur les *PFCs* de la chambre à vide. Pour collecter les particules dans *AUG*, j'ai utilisé un dispositif nommé *Duster Box* qui a précédemment été utilisé par

Gensdarmes *et al.* (2013) dans le tokamak français Tore-Supra. Tore-Supra était alors équipé d'un *limiter* et de *PFCs* constitués de *CFCs* (*Carbon Fibre Composites*), matériau qui désormais est définitivement écarté dans *ITER*. Auparavant, des collectes de particules dans le tokamak *AUG* ont déjà été effectuées par Endstrasser *et al.* (2011) avec des plaques en silicium (*wafers*) placées dans la chambre à vide de l'installation. Durant les phases de fonctionnement (six mois), les particules générées dans le tore se sont déposées sur ces plaques de silicium. Afin d'analyser les particules, les échantillons ont été récupérés lorsque l'installation entrait dans une phase de maintenance, où la chambre à vide était ouverte. L'inconvénient de cette technique de collecte est que ces *wafers* ne peuvent pas être placés n'importe où dans la chambre à vide : les flux plasmiques les détruiraient ! L'avantage de la *Duster Box* est de collecter, lorsque l'installation est ouverte, les particules déposées sur n'importe quelle *PFC* — notamment les zones les plus soumises aux flux plasmiques se situant au niveau du divertor.

3.1.1 Une collecte de particules s'appuyant sur le mécanisme de mise en suspension

La *Duster Box* est schématiquement représentée sur la figure 3.1. Ce dispositif est composé d'un conduit rectangulaire ouvert qui est appliqué sur la surface d'analyse. Les particules déposées sur cette surface sont soumises à un écoulement d'air propre, généré par une pompe à vide et un filtre THE (Très Haute Efficacité), pompe ayant pour but de les mobiliser et de les collecter sur un filtre. Le filtre que j'ai utilisé est une membrane Nuclepore® circulaire d'un diamètre de 47 mm avec des pores de 0,8 µm.

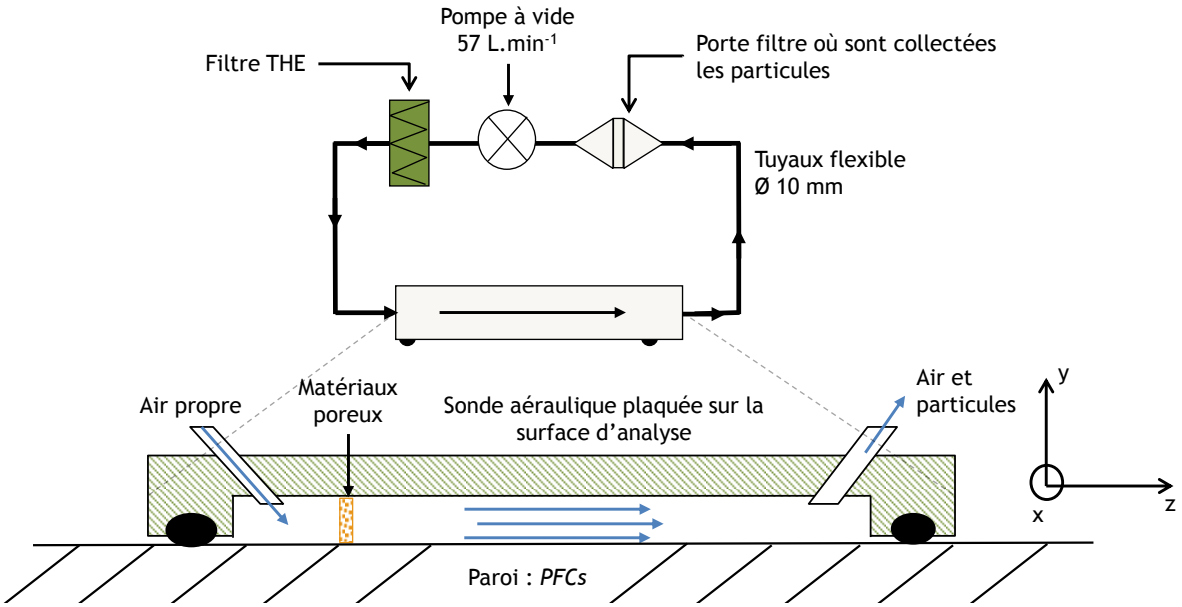


Figure 3.1 – Schéma de la *Duster Box* mettant en évidence la sonde aéraulique qui a été plaquée sur les *PFCs* du tokamak *AUG*.

L'étanchéité de la zone de prélèvement est assurée par un joint en caoutchouc. La collecte de particules a été faite durant une phase de maintenance et par conséquent à pression atmosphérique et température ambiante (23 °C), correspondant à une masse volumique du fluide mobilisateur de 1,19 $kg.m^{-3}$. L'écoulement d'air produit dans la sonde aéraulique de la *Duster Box* est maitrisé et a fait l'objet d'une étude numérique. La vitesse moyenne de l'écoulement d'air est de 9,5 $m.s^{-1}$ et la vitesse de frottement u^* — paramètre clé entrant dans les modèles de mise en suspension, déterminé numériquement à l'aide du logiciel *ANSYS® CFX* dont le calcul est présenté sur la figure 3.2 — s'établit entre 0,65 et 0,70 $m.s^{-1}$. Les grandes valeurs de vitesses de frottement sur les premiers millimètres de l'axe z ne sont pas significatives : c'est un artefact résultant des conditions limites (gradient de vitesse infini à la paroi).

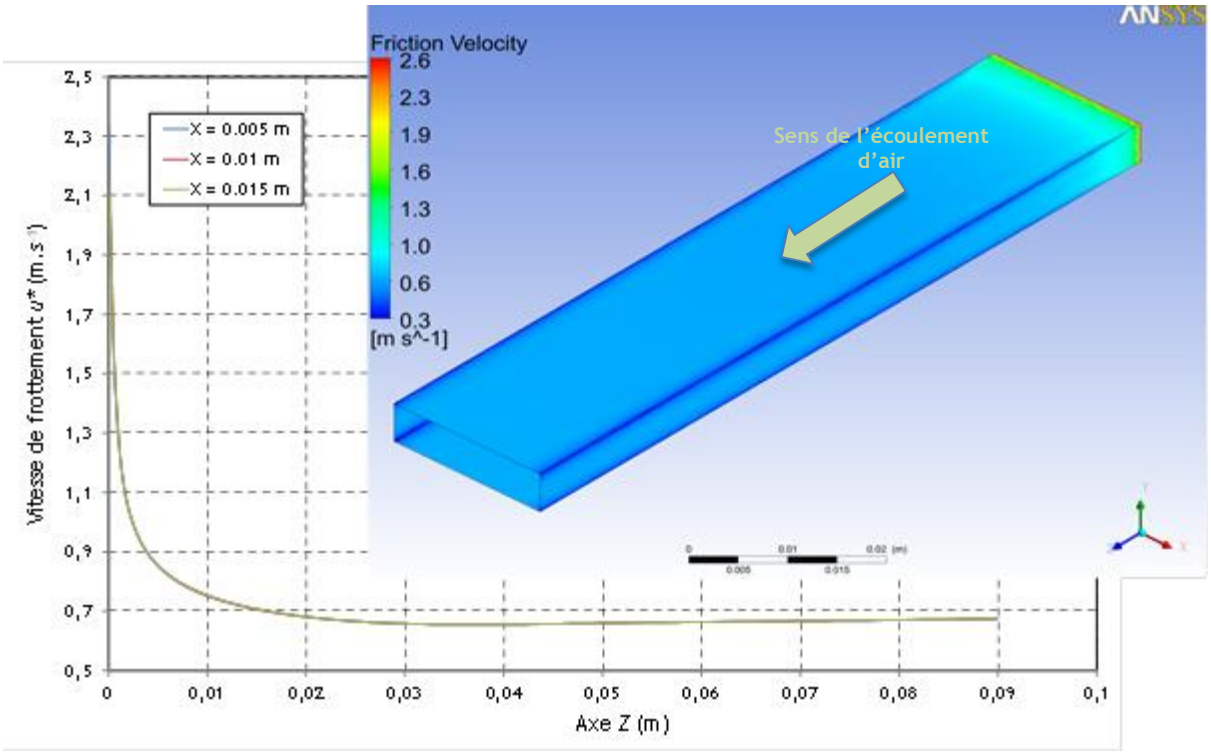


Figure 3.2 – Vitesse de frottement *u** dans la sonde aéraulique de la *Duster Box* : les profils à différentes abscisses *x* sont parfaitement superposés. Les positions *x* = 0 et *x* = 0,015 correspondent respectivement au bord et au milieu de la sonde aéraulique.

Connaissant la vitesse de frottement *u** du dispositif de collecte, j'ai estimé, à partir du modèle *Rock'n Roll* (Reeks & Hall, 2001), la fraction *Kr* de particules mobilisées dans la sonde aéraulique en fonction du diamètre des particules, qui est un autre paramètre clé entrant dans le mécanisme de mise en suspension. Cette fraction correspond au rapport entre la quantité de particules mises en suspension et la quantité de particules initialement déposées sur la surface analysée, avant exposition à l'écoulement d'air. Les forces d'adhésion ont été calculées avec la corrélation empirique de Biasi *et al.* (2001), et avec une énergie surfacique de 4,4 $J.m^{-2}$ correspondant à une interaction entre une particule de tungstène déposée sur une surface de tungstène (Israelachvili, 2011). Le résultat des calculs est présenté sur la figure 3.3 et montre, par exemple, que pour une particule d'un diamètre d'un micromètre, seulement deux particules sur un million sont mobilisées. Cependant, les calculs réalisés avec une énergie surfacique de 4,4 $J.m^{-2}$ sont à considérer avec précaution puisque, pour déterminer leur corrélation des forces d'adhésion, Biasi *et al.* (2001) ont utilisé des données expérimentales issues de systèmes particules/surface ayant une énergie surfacique d'adhésion autour de 0,56 $J.m^{-2}$, soit un ordre de grandeur inférieur au système que nous étudions : particules de tungstène déposées sur une surface de tungstène. Ainsi, le calcul des forces d'adhésion à partir de la corrélation empirique de Biasi *et al.* (2001) avec une énergie surfacique 4,4 $J.m^{-2}$ constitue une extrapolation. Pour comparer et montrer l'importance de ce paramètre au niveau des prédictions du modèle *Rock'n Roll*, le calcul de la fraction de particules mises en suspension utilisant une énergie surfacique de 0,56 $J.m^{-2}$ est aussi présenté sur la figure 3.3. Comme il sera développé dans ce chapitre, des mesures expérimentales par microscopie à force atomique (*AFM: Atomic Force Microscopy*) ont été réalisées afin de s'affranchir de la corrélation de Biasi *et al.* (2001) et d'obtenir une corrélation expérimentale plus conforme à notre système d'étude.

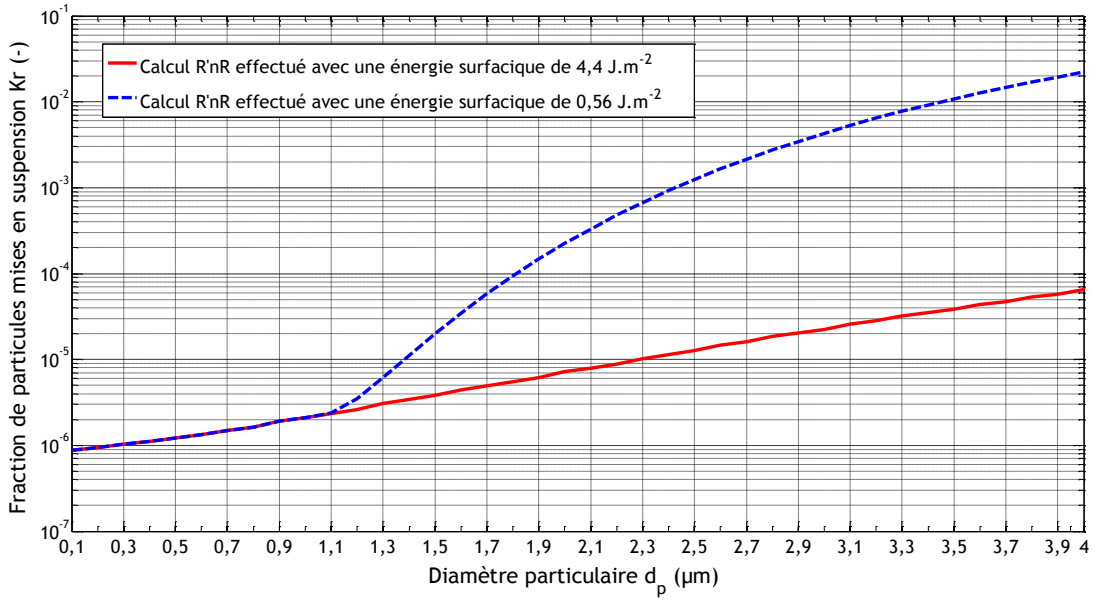


Figure 3.3 – Fractions *Kr* de particules mises en suspension en fonction du diamètre des particules d_p, calculées pour deux énergies surfaciques d'adhésion distinctes : 4,4 et 0,56 J.m^{-2}.

3.1.2 Collecte et analyse des particules produites dans AUG

La sonde aéraulique de la *Duster Box* a été plaquée à la main sur sept zones de la chambre à vide du tokamak *AUG*. Les photographies de ces sept emplacements sont rassemblées en figure 3.4. Les zones analysées sont concentrées au niveau du divertor, qui est la partie où le dépôt de particules est le plus important. Pour chaque surface échantillonnée, la durée de collecte des particules a été fixée à soixante secondes. Pour piéger suffisamment de particules sur le filtre Nuclepore®, la collecte a été cumulative. En additionnant les sept zones de collecte, la surface échantillonnée est de 126 cm^2.

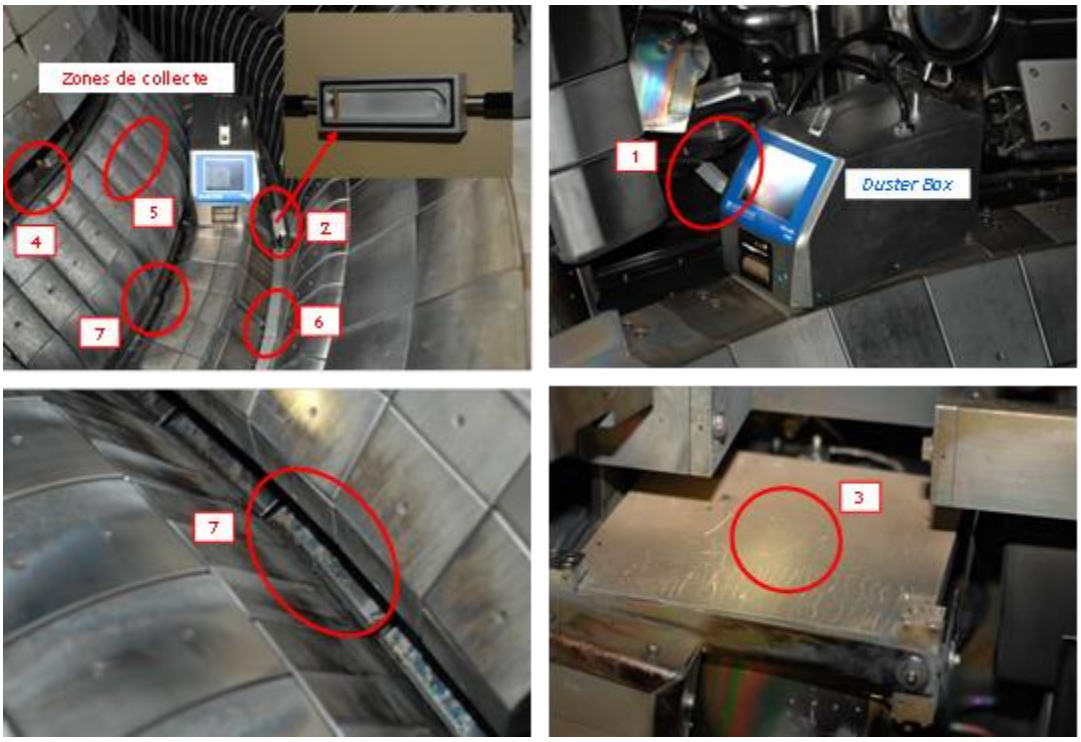


Figure 3.4 – Photographie des *PFCs* auscultés par la sonde aéraulique de la *Duster Box*.

Une fois les particules collectées, je les ai analysées par microscopie optique avec le dispositif nommé Morphologi G3 Malvern. Un traitement d'image m'a permis d'éliminer les particules parasites se déposant lors des phases de maintenance et de mesurer la granulométrie des authentiques particules produites dans la chambre à vide d'*AUG* quand le plasma est établi. L'élimination des particules parasites, à l'aide de facteurs de forme, a été confortée par une analyse *EDX* (*Energy-Dispersive X-ray spectroscopy*) donnant la composition chimique élémentaire des particules analysées. Le résultat de la mesure granulométrique, correspondant à un diamètre équivalent à une sphère en surface projetée, est présenté sur la figure 3.5. Comme Endstrasser *et al.* (2011), l'analyse *EDX* a aussi montré la présence, minoritaire, de carbone, de bore, de fer et de cuivre.

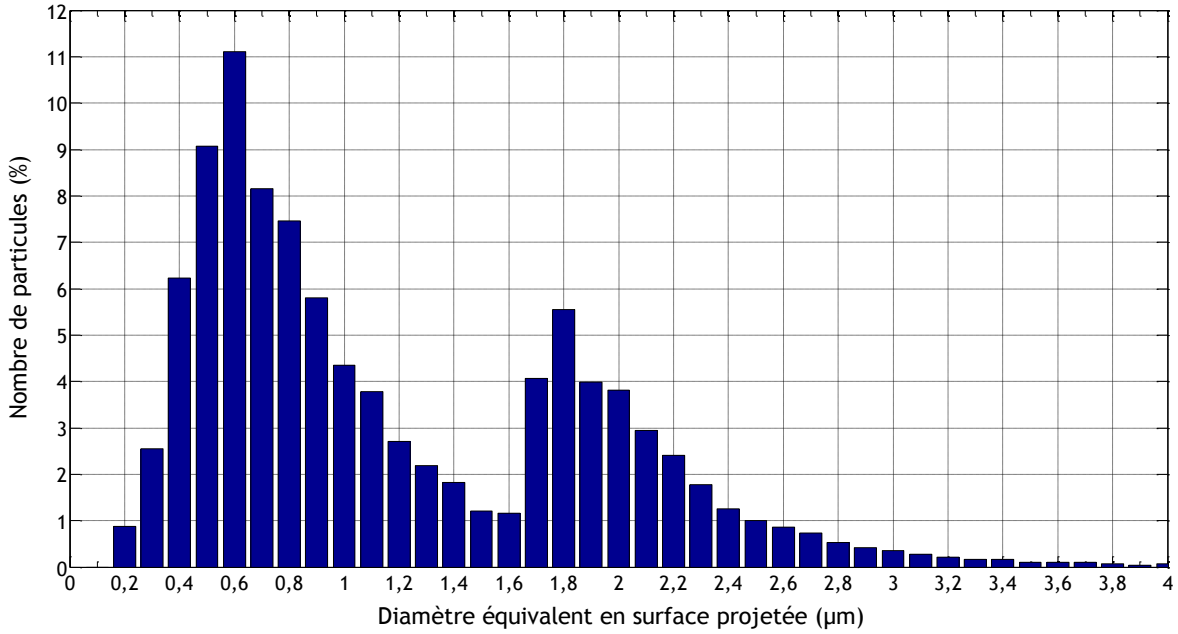


Figure 3.5 – Distribution granulométrique en nombre, obtenue par microscopie optique, de particules produites dans le tokamak *AUG*.

Sur la figure 3.5, les particules ont été rangées dans un histogramme par classe granulométrique de 0,1 µm. Il ressort de cette mesure une distribution bimodale avec un premier mode à 0,6 µm constitué de particules floconneuses (*flaky*) et un second mode à 1,8 µm constitué de particules sphériques. Selon Balden *et al.* (2014), les particules sphériques proviennent du phénomène d'arc électrique. Les particules floconneuses sont, quant à elles, le résultat d'un écaillage de zones soumises à une forte activité d'arc électrique, mais n'ont pas été en interaction directe avec le plasma.

La distribution granulométrique montre que les particules floconneuses sont plus importantes en nombre que les particules sphériques. Cependant, en volume, le poids des particules sphériques devient plus important. Puisque les particules ont été collectées au moyen du mécanisme de mise en suspension, la distribution granulométrique obtenue résulte des caractéristiques aérauliques de la *Duster Box* : pour un écoulement d'air donné, les fractions de particules mobilisées sont fonction de la granulométrie des particules. En effet, seulement une petite fraction des particules présentes sur les *PFCs* d'*AUG* sont collectées par le dispositif *Duster Box*. Le nombre de particules comptées avec le microscope optique est précisément égal à 72 118. Afin d'accéder à la structure du dépôt (monocouche ou multicouches), la surface échantillonnée par la sonde aéraulique de la *Duster Box* est comparée à la surface projetée des particules déposées sur les *PFCs*. Pour ce faire, j'ai utilisé le nombre de particules collectées et j'ai pris en compte la probabilité de collecter des particules par classe granulométrique de 0,1 µm en utilisant les prédictions du modèles *Rock'n Roll* présentés sur la figure 3.3. Les calculs aboutissent à une surface projetée de particules déposées sur la paroi égale à 0,0026 cm^2 et 33,0 cm^2 respectivement pour une énergie surfacique d'adhésion de 0,56 $J.m^{-2}$ et de 4,4 $J.m^{-2}$. Dans les deux cas, la surface analysée par la *Duster Box* (126 cm^2) est

plus grande que la surface projetée de l'ensemble des particules. Ainsi, en supposant le calcul *Rock'n Roll* correct, il est démontré que les dépôts de particules dans la chambre à vide d'*AUG* sont monocouche. Néanmoins, cette analyse est limitée par le fait que seules les fractions de particules mobilisées sont considérées dans les calculs. Cependant, la conclusion relative aux dépôts monocouche est en accord avec les études de Balden *et al.* (2014), qui n'ont pas observé un recouvrement complet des *PFCs* d'*AUG*.

3.1.3 Comparaison avec les données de la littérature

Dans le tableau 3.1, sont synthétisées les études les plus pertinentes de la littérature relative à la caractérisation (granulométrie et morphologie) des particules générées en tokamaks (ici, Tore-Supra et *AUG*).

Après avoir collecté, à l'aide de la *Duster Box*, les particules déposées sur les *PFCs* du tokamak Tore-Supra, Gensdarmes *et al.* (2013) les ont analysées avec un dispositif appelé *Aerosizer* donnant accès au diamètre de Stokes. Leurs résultats montrent une distribution granulométrique en nombre bimodale avec un premier mode à 0,43 µm, appelé particules fines, et un second mode à 10,3 µm, appelé particules principales, puisque la majorité des particules est dans ce mode « grossier ». Il est à noter que ces modes ne correspondent pas à des morphologies spécifiques.

Sharpe *et al.* (2001, 2002 et 2003) ont réalisé des campagnes de collecte dans les tokamaks Tore-Supra et *AUG* en utilisant une autre technique de collecte basée sur un brossage et une aspiration (15 $L.min^{-1}$). La mobilisation de particules a été réalisée en brossant la surface à une vitesse de 5 $cm.s^{-1}$ et par aspiration à travers un orifice circulaire d'un diamètre de 6 mm placé à 5 mm au-dessus de la surface. Contrairement à la *Duster Box*, les caractéristiques de l'écoulement d'air de leur dispositif ne sont pas parfaitement maitrisées. De plus, le brossage de la surface ne permet pas de revenir à la quantité de particules initialement déposées sur la surface puisque celui-ci mobilise plus de petites particules que le seul mécanisme de mise en suspension. Ainsi, il est quasi impossible d'évaluer la fraction de particules mise en suspension et potentiellement mobilisable par un écoulement d'air avec ce dispositif.

Comme mentionné précédemment, Endstrasser *et al.*, 2011 ont aussi collecté des particules dans *AUG* par sédimentation sur des *wafers* lorsque la machine était en fonctionnement. De façon similaire à celle développée dans mon étude, leur analyse par microscopie électronique des particules collectées met en évidence deux modes bien distincts : un premier mode constitué de particules floconneuses et un second mode constitué de particules sphériques. Ces deux modes granulométriques sont légèrement inférieurs à ceux de ma mesure. La première explication de cette différence vient de la technique de collecte. Endstrasser *et al.*, 2011 collectent les particules par sédimentation tandis que nous utilisons le mécanisme de mise en suspension qui sélectionne des particules en fonction de leur granulométrie : la quantité de particules mises en suspension augmente avec la granulométrie de celles-ci. La deuxième explication résulte du fait que les *wafers* ne peuvent pas être placés n'importe où dans l'installation compte tenu des flux de plasma. La collecte de particules est donc localisée et n'est peut-être pas représentative de l'ensemble des particules produites dans l'installation. Cependant, au vu des résultats granulométriques, la première explication semble la plus plausible.

Tableau 3.1 – Caractéristiques physiques des particules produites en tokamak.

Particules / Référence (s)	**Tokamak**	**Technique de collecte**	**Technique de mesure**	**Diamètre équivalent**	**Granulométrie en nombre**						**Morphologie**
					Diamètre médian		**Diamètre géométrique moyen**		**Ecart-type géométrique**		
CFC / Sharpe *et al*. (2002) et Sharpe *et al*. (2003)	ASDEX Upgrade	Brossage et aspiration	SEM	Surface projetée	3,33 µm		2,8 µm		2,4		Sphérique, floconneuse, fibre, agglomérat
W / Endstrasser *et al*. (2011)	ASDEX Upgrade	Sédimentation sur des *Wafers*	SEM	Surface projetée	N.A.		**Particules floconneuses**	**Particules sphériques**	**Particules sphériques**	**Particules floconneuses**	Sphérique, floconneuse, agglomérat
							0,5 µm	2,03 µm	1,45	2,7	
CFC / Sharpe *et al*. (2001)	Tore-Supra	Brossage et aspiration	SEM	Surface projetée	N.A.		0,98 - 4,03 µm		1,93 - 4,03		Sphérique, floconneuse, fendu, fibre, agglomérat
CFC / Gensdarmes *et al*. (2013)	Tore-Supra	Aspiration (*Duster Box*)	Aerosizer	Stokes	**Mode fin**	**Mode principal**	N.A.		**Mode fin**	**Mode principal**	Sphérique, floconneuse, fendu, fibre, agglomérat
					0,43 µm	10,30 µm			2,18	1,55	
W / Rondeau *et al*. (2015a)	ASDEX Upgrade	Aspiration (*Duster Box*)	Microscope optique	Surface projetée	**Particules floconneuses**	**Particules sphériques**	**Particules floconneuses**	**Particules sphériques**	**Particules floconneuses**	**Particules sphériques**	Sphérique, floconneuse, fibre
					0,8 µm	2 µm	0,75 µm	2,13 µm	1,47	1,22	

Au cours du fonctionnement d'*ITER*, le divertor, avec ses *PFCs* en tungstène, sera érodé et des particules de tungstène seront produites dans la chambre à vide. L'étude des particules produites dans le tore d'*AUG* permet d'émettre des hypothèses sur ce qui pourrait être généré dans *ITER*. L'objectif est d'obtenir des paramètres clés, tel que la granulométrie des particules, entant dans les modèles de mise en suspension afin d'effectuer un premier calcul prédictif sur la quantité de particules qui seront mises en suspension lors d'un événement accidentel de perte de vide (*LOVA*) dans *ITER*.

Mon étude des particules produites dans le tokamak *AUG* (Rondeau *et al.*, 2015a), confortée par celle de Endstrasser *et al.*, 2011, suggère qu'il sera produit dans *ITER* des particules de tungstène ayant une distribution bimodale en nombre comprises entre 0,1 et 5 µm. Un premier mode sera constitué de particules floconneuses et un second mode de particules sphériques. De plus, selon Balden *et al.* (2014) la majorité des particules sphériques de tungstène auront un cœur solide de tungstène et certaines d'entre elles sont recouvertes de matériaux ayant un faible numéro atomique (bore et carbone).

Outres les informations obtenues sur la granulométrie des particules, la collecte avec la *Duster Box via* le mécanisme de mise en suspension aéraulique a permis de démontrer, pour la première fois, qu'il était possible de mobiliser des particules de tungstène produites et déposée sur des surface de tungstène dans un tokamak.

Nous avons déjà insisté sur le fait que l'estimation des fractions de particules mises en suspension au moyen de la *Duster Box* a été réalisée par extrapolation d'une corrélation des forces d'adhésion (Biasi *et al.*, 2001) qui n'est pas validée pour des particules de tungstènes déposées sur des surface de tungstène. Par conséquent, les calculs *Rock'n Roll* effectués précédemment doivent être considérés avec précaution. Je présente donc, dans la partie qui suit, des mesures expérimentales de forces d'adhésion, obtenues par *AFM*, s'exerçant sur les systèmes que nous étudions (particules de tungstène déposées sur une surface de tungstène). L'objectif est l'obtention d'une corrélation propre à ces systèmes.

3.2 LES MESURES DE FORCES D'ADHESION PAR AFM

Afin de mesurer expérimentalement les forces d'adhésion — paramètre d'entrée des modèles de mise en suspension et notamment du modèle *Rock'n Roll* — s'exerçant entre une particule de tungstène et une surface de tungstène, nous avons eu recours à des mesures par microscopie à force atomique (*AFM*). Quatre surfaces ont été étudiées : une surface de tungstène identique aux surfaces sur lesquelles ont été réalisées mes expériences de mise en suspension présentées dans les chapitres 5 et 6 ; une surface « *ITER-like* » qui est identique aux *PFCs* du *divertor* d'*ITER* ; ainsi que deux autres surfaces « *ITER-like* » qui ont été exposées à des flux de plasma d'argon.

L'Institut de Recherche sur la Fusion par confinement Magnétique (IRFM) de Cadarache est actuellement en train de modifier le *tokamak* Tore-Supra afin que celui-ci soit une plateforme d'essai pour tous les partenaires d'*ITER*. Un des nombreux objectifs de ce projet, nommé *WEST* (acronyme anglais de *W Environment in Steady-state Tokamak*), est de tester les *PFCs* en tungstène (W) tels qu'ils seront implantés sur le divertor d'*ITER*. Ayant eu l'occasion d'obtenir des échantillons de ces *PFCs*, des mesures *AFM* ont été réalisées entre ces surfaces nommées *ITER-like* et des particules de tungstène micronique.

Dans *ITER*, les *PFCs* seront érodés par le plasma. Afin d'obtenir des premières informations sur l'évolution des forces d'adhésion en fonction de l'évolution de ces dégradations, des mesures *AFM* ont donc été réalisées avec des surfaces « *ITER-like* » qui ont été exposées à des flux de plasma. Deux types de dégradations de deux surfaces « *ITER-like* » ont été étudiées par *AFM* : une avec un flux d'argon de 5 sccm (*standard cubic centimeters per minute*) et une pression de $2{,}1.10^{-2}$ mbar et l'autre avec un flux d'argon de 30 sccm et une pression de $8{,}0.10^{-2}$ mbar. La cathode émettrice était refroidie à l'eau et se trouvait à environ cinq centimètres de la surface cible afin de minimiser

une contamination éventuelle des échantillons par d'autres éléments. Les deux surfaces étudiées ont été exposées à un flux de 150 W pendant dix minutes, puis à un flux de 100 W pendant une heure et cinquante minutes. L'exposition plasmique était initialement prévue avec une puissance de 150 W. Cependant, au bout de dix minutes le câble coaxial a surchauffé, impliquant la diminution de la puissance à 100 W.

Cette partie débutera par une présentation de la technique de mesure par *AFM* des forces d'adhésion. Les systèmes à l'étude, ainsi que leurs analyses par microscopie électronique et à force atomique, seront ensuite exposés. La présentation des résultats des mesures *AFM* clôtureront cette partie.

3.2.1 Présentation de la technique de mesure

La technique de mesure des forces d'adhésion par *AFM* consiste à quantifier la force nécessaire pour décrocher une particule d'une surface. Le schéma de principe de la mesure est présenté sur la figure 3.6 où l'on observe que la particule est au préalable greffée sur une pointe *AFM* (nommée *cantilever*).

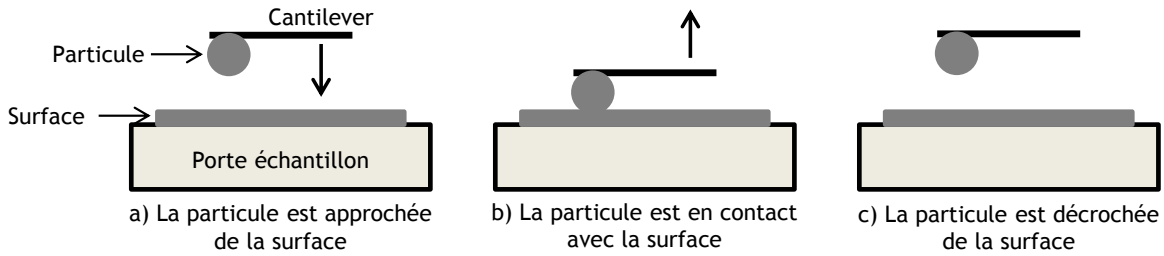


Figure 3.6 – Schéma de principe de la mesure par *AFM*.

Dans nos expériences, c'est le *cantilever* qui est mobile tandis que dans d'autres expériences de mesures de forces d'adhésion, c'est la surface qui est mobile (voir les travaux de Mokgalapa *et al.*, 2014). Pour exemple, la figure 3.7 montre la photographie *MEB* d'une particule de tungstène greffée sur un cantilever. La greffe des particules et les mesures *AFM* ont été réalisées par un partenaire de la société Biophy Research qui a effectué les mesures *AFM*.

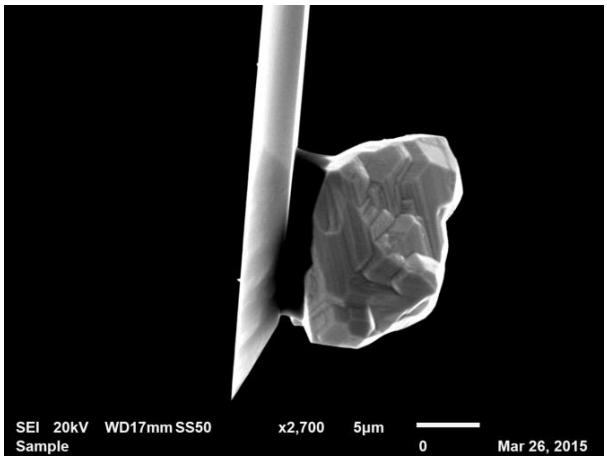


Figure 3.7 – Photographie MEB, réalisée à l'IRSN/Saclay, d'une particule de tungstène greffée sur une pointe *AFM*.

3.2.2 Systèmes à l'étude

Les paramètres de rugosité de surface — paramètres influant les forces d'adhésion (Kumar *et al.*, 2013) — des quatre échantillons à l'étude ont été déterminés par mesure *AFM* et sont présentés dans le tableau 3.2. La surface dite MES désigne l'échantillon représentatif des surfaces utilisées dans mes expériences de mise en suspension présentées dans les chapitres 5 et 6. Les valeurs données dans le tableau 3.2 correspondent à des moyennes arithmétiques de trois mesures effectuées en trois points de l'échantillon. Les incertitudes données sont les écart-types géométriques des mesures.

Tableau 3.2 – Paramètres de rugosité des surfaces de tungstène analysées

Surface	R_q (nm)	R_a (nm)	R_{diff} (%)
MES	322 ± 66	247 ± 47	6.4 ± 1,6
ITER-like	249 ± 86	189 ± 68	31,1 ± 11,0
***ITER-like* 5 sccm**	264 ± 107	195 ± 81	33,6 ± 20,0
***ITER-like* 30 sccm**	276 ± 158	222 ± 131	24,9 ± 22,0

R_q ou *RMS* (*Root Mean Square*) est l'écart-type des valeurs de la dimension *z* (pics de rugosités) perpendiculaire à la surface donnée. Elle est définie par :

$$R_q = \sqrt{\frac{\sum (Z_i - \bar{Z})^2}{N}}\ , \tag{3.1}$$

où :

- $\bar{Z}$ est la moyenne des valeurs de Z sur une surface donnée ;
- Z_i , la valeur de Z en chaque point de la surface ;
- *N*, le nombre de points analysés dans cette surface.

R_a est la rugosité moyenne correspondant à la valeur moyenne de la surface par rapport au plan centré. Le plan centré est un plan parallèle au plan de rugosité moyenne tel que les volumes délimités de part et d'autres soient égaux. La rugosité moyenne est calculée par :

$$R_a = \frac{1}{LxLy} \int_{}^{Ly} \int_{}^{Lx} [f(x,y)]dxdy\ , \tag{3.2}$$

où :

- *Lx* et *Ly* sont les dimensions de la surface ;
- *f(x,y)* est la surface relative au plan centré.

R_{diff} est le pourcentage d'augmentation de surface entre la surface développée et la surface balayée. La surface développée est calculée par triangulation. Le principe de la triangulation est la décomposition de la surface en ses plus petits éléments, c'est à dire des triangles, puis sommation de tous les éléments d'aires ainsi définis.

Les quatre surfaces présentent des rugosités du même ordre de grandeur. Néanmoins, la surface MES est plus rugueuse que les trois autres surfaces. De plus, la rugosité moyenne de surface a tendance à augmenter avec l'intensité du flux de plasma comme mis en évidence sur la figure 3.8.

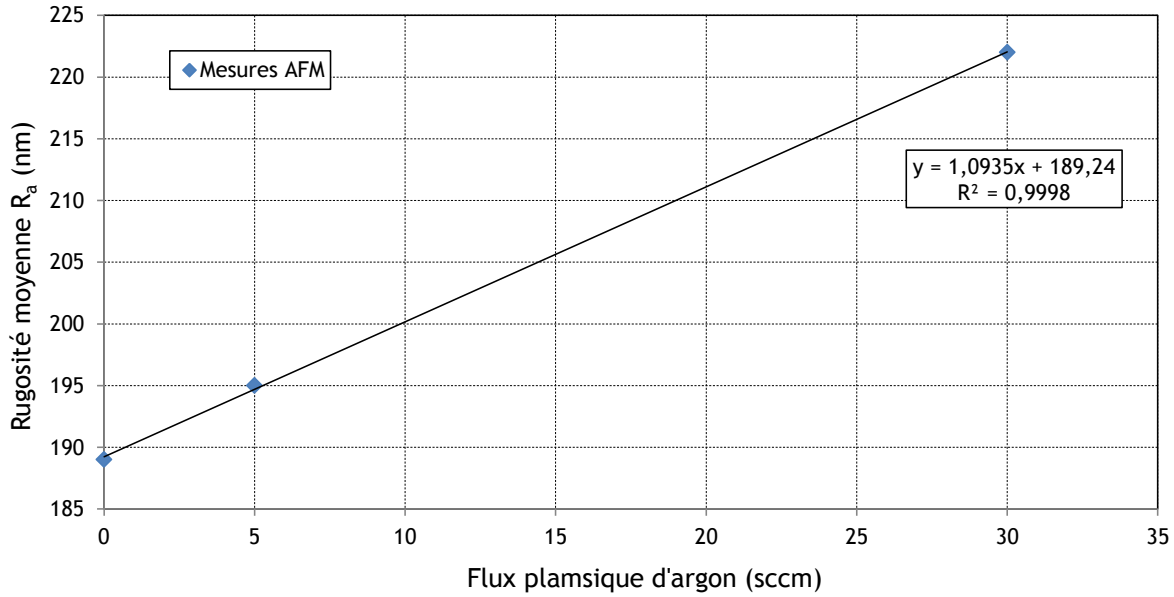


Figure 3.8 – Rugosité de surface moyenne en fonction de l'intensité d'exposition à un flux de plasma d'argon.

Des photographies des surface « *ITER-like* » sont présentées figures 3.9, 3.10 et 3.11. L'échelle se lit sur chacune des photographies.

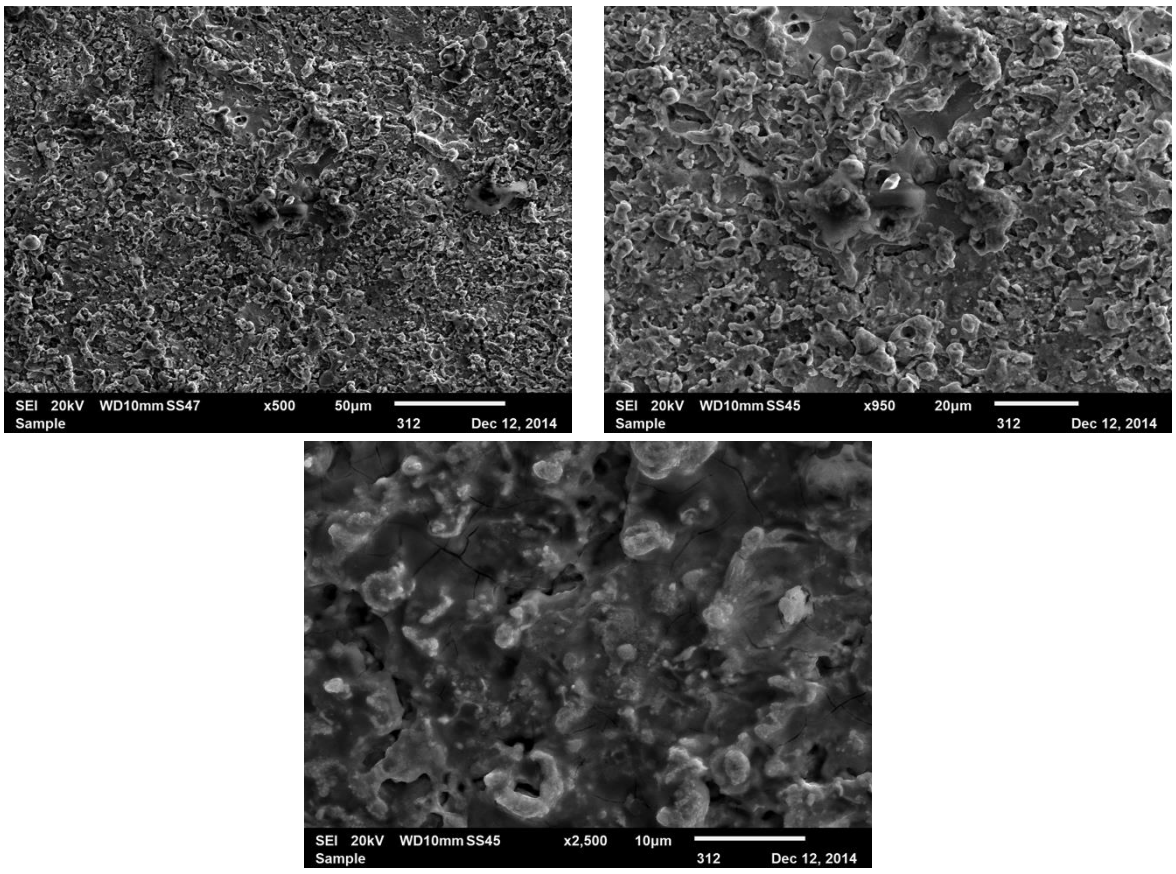


Figure 3.9 – Photographies MEB de la surface « *ITER-like* » originelle (sans exposition à un plasma)

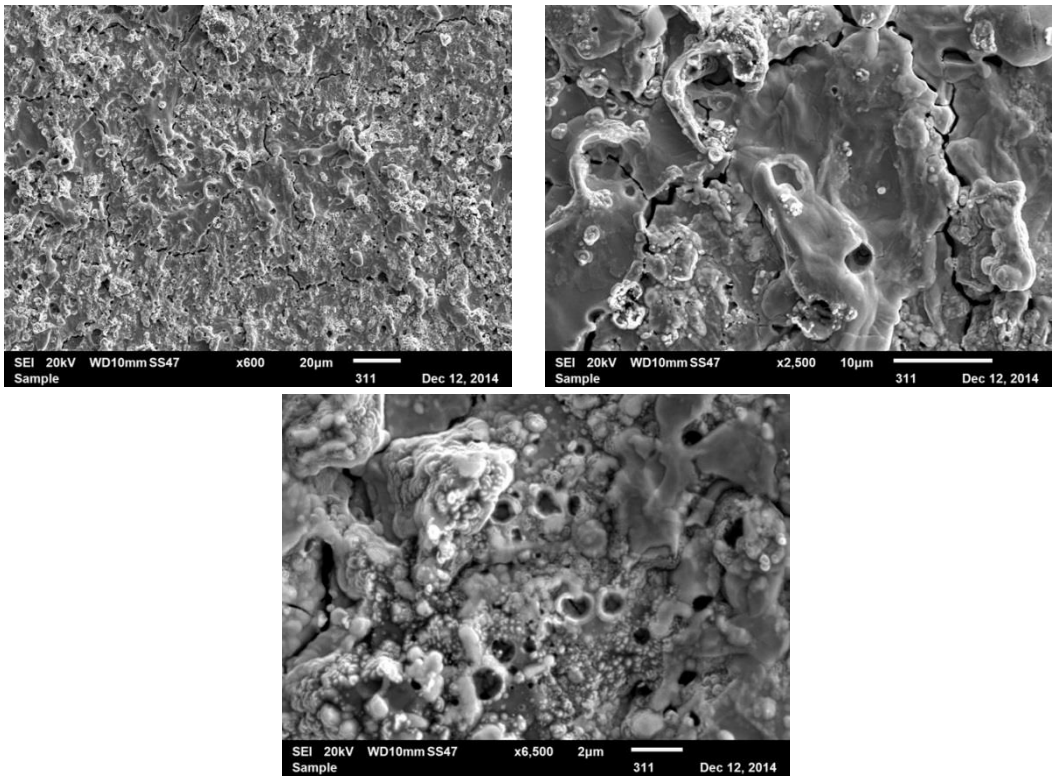


Figure 3.10 – Photographies MEB de la surface « *ITER-like* » exposée à 5 sccm.

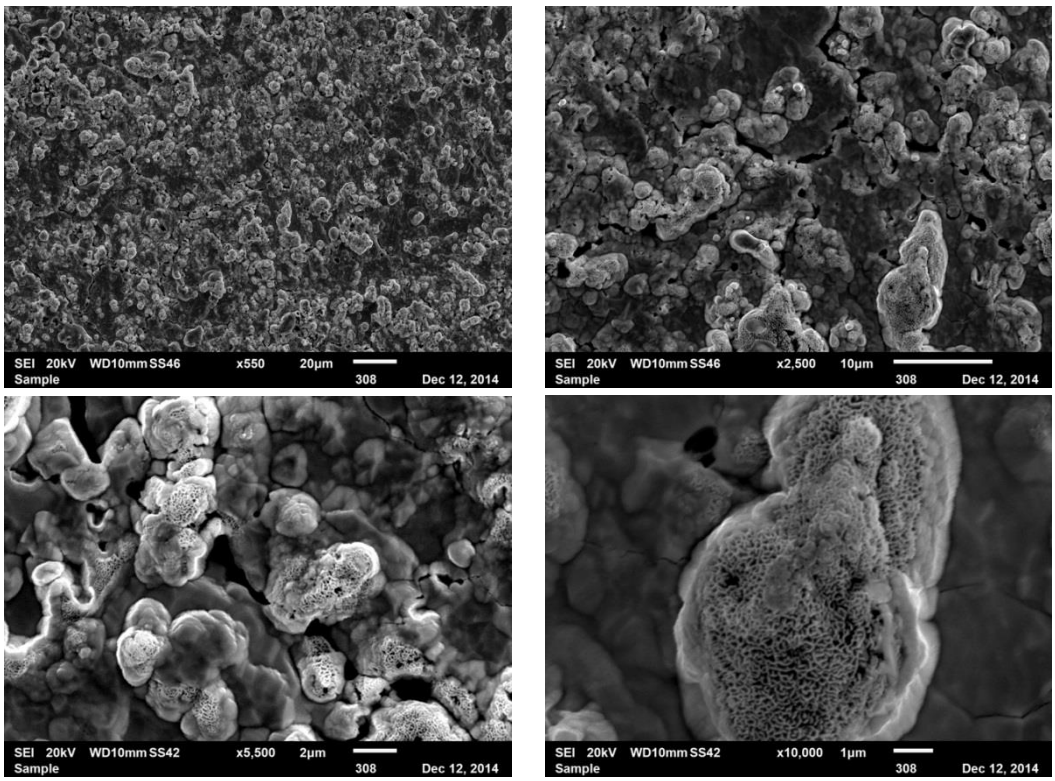


Figure 3.11 – Photographies MEB de la surface « *ITER-like* » exposée à 30 sccm.

Les expériences *AFM* ont été réalisées avec cinq particules de tungstène d'un diamètre avoisinant respectivement un, cinq, dix, quinze et vingt micromètres. Les photographies MEB des particules, greffées sur des pointes *AFM*, utilisées pour les mesures de forces d'adhésion, sont présentées sur la figure 3.12. Sur chaque photographie, le diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projetée, tel que déterminé par traitement d'image, est indiqué.

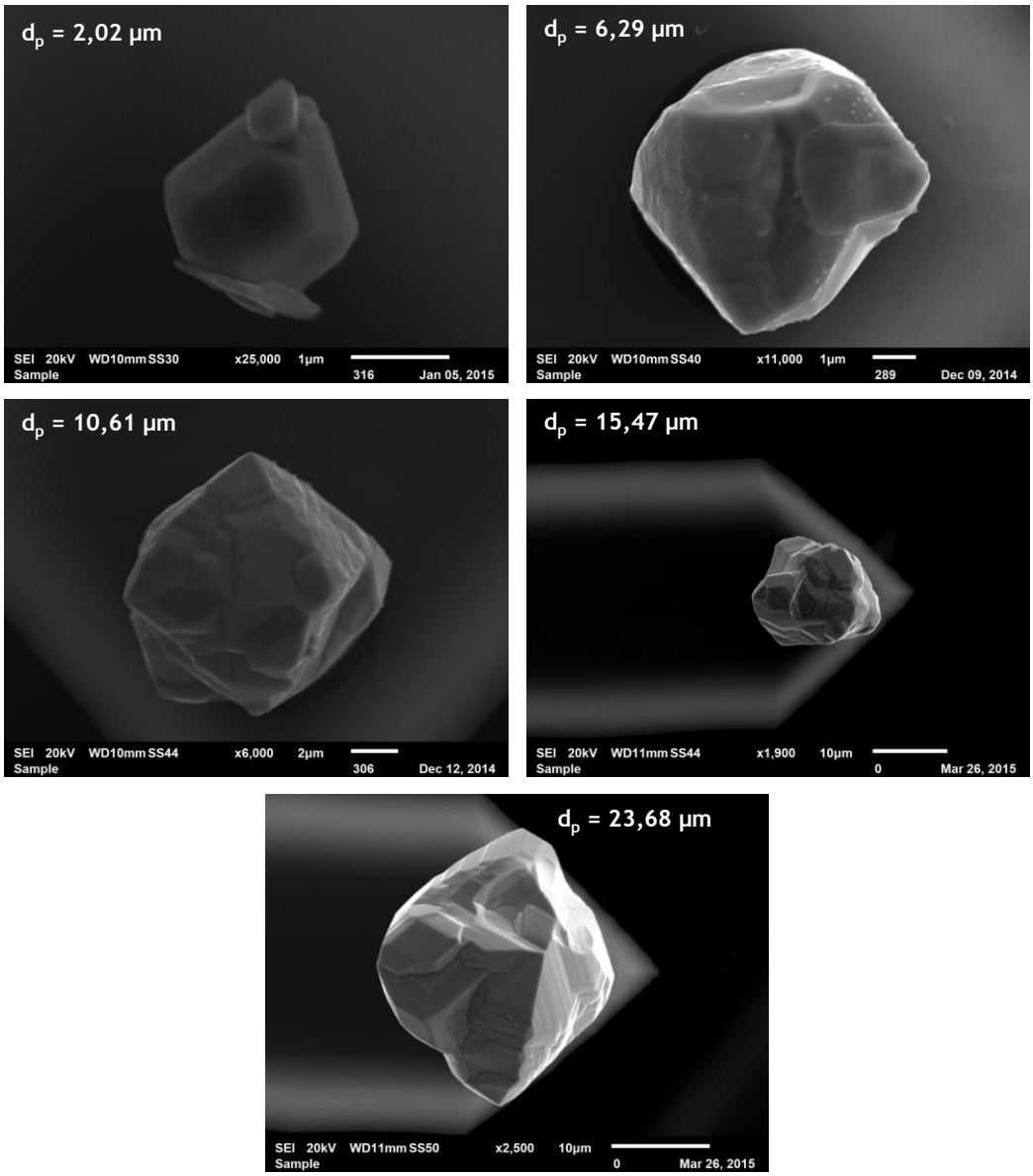


Figure 3.12 – Photographies MEB de la particule, ayant un diamètre proche d'un micromètre, utilisée pour les mesures *AFM*.

La figure 3.12 met en évidence que la plus petite particule (proche du micromètre, d_p = 2,02 µm) est en réalité un agglomérat de particules que je considèrerai dans la suite de mon étude comme une unique particule. Greffer une particule de l'ordre du micromètre sur un *cantilever* est complexe ! Ce tour de force est réalisé par un partenaire de Biophy Research, société qui a effectué les mesures AFM. D'autres photographies de la même figure montrent une unique particule greffée sur une pointe *AFM*.

3.2.3 Mesures AFM avec la surface MES

Les mesures *AFM* réalisées avec la surface MES ont pour objectif d'obtenir une corrélation des forces d'adhésion propre au système utilisé dans mes expériences de mise en suspension, et cela en fonction de la granulométrie des particules et pour une humidité relative *HR* donnée (environ 40 %). Pour chaque *cantilever*, les mesures des forces d'adhésion ont été effectuées en cinq points de l'échantillon correspondant à cinq surfaces de 50 micromètres par 50 micromètres. Les mesures ont été faites avec les cinq particules présentées précédemment figure 3.12 qui toutes ont été greffées sur le même type de *cantilever* (CP-FM), de raideur 2,8 $N.m^{-1}$.

Les figures suivantes (3.13, 3.14, 3.15, 3.16 et 3.17) présentent de façon similaire, sous forme d'histogramme, les résultats des mesures *AFM* avec des particules de tungstène d'un diamètre équivalent à une sphère en surface projetée de 6,29 µm, 10,61 µm, 15,47 µm et 23,68 µm. Il a été fait le choix de représenter les mesures *AFM* en fonction des classes de mesure, données par l'appareil, qui n'étaient pas similaires d'une mesure à l'autre. Ainsi, les échelles verticales sont différentes d'un diagramme à l'autre. Confronté à des distributions sensiblement log-normales, j'ai déterminé, à partir des mesures expérimentales, les paramètres statistiques que sont la moyenne géométrique, l'écart-type géométrique et la médiane des forces d'adhésion, pour chaque distribution. Ainsi, l'ajustement des résultats expérimentaux à une loi log-normale a pu être représenté sur les graphiques. De plus, pour comparaison, la distribution des forces d'adhésion issue de Biasi *et al.* (2001) a aussi été représentée. Dans leur étude, Biasi *et al.* (2001) ont injecté dans l'équation de la loi log-normale la moyenne géométrique des forces d'adhésion. Dans notre étude, afin d'ajuster au mieux nos mesures expérimentales, nous avons utilisé la médiane des forces d'adhésion issue des mesures *AFM*. L'écart des distributions avec la loi log-normale semble augmenter avec la taille des particules, et les mesures expérimentales restent inférieures aux forces d'adhésion issues de la corrélation de Biasi *et al.* (2001), dont la distribution est plus étendue. Les forces d'adhésion augmentent régulièrement avec le diamètre des particules, pour les quatre premiers diamètres.

Sur certains graphiques la température et la pression ne sont pas données puisqu'elles n'ont pas été mesurées. Cependant, on suppose qu'elles sont voisines de celles des autres mesures.

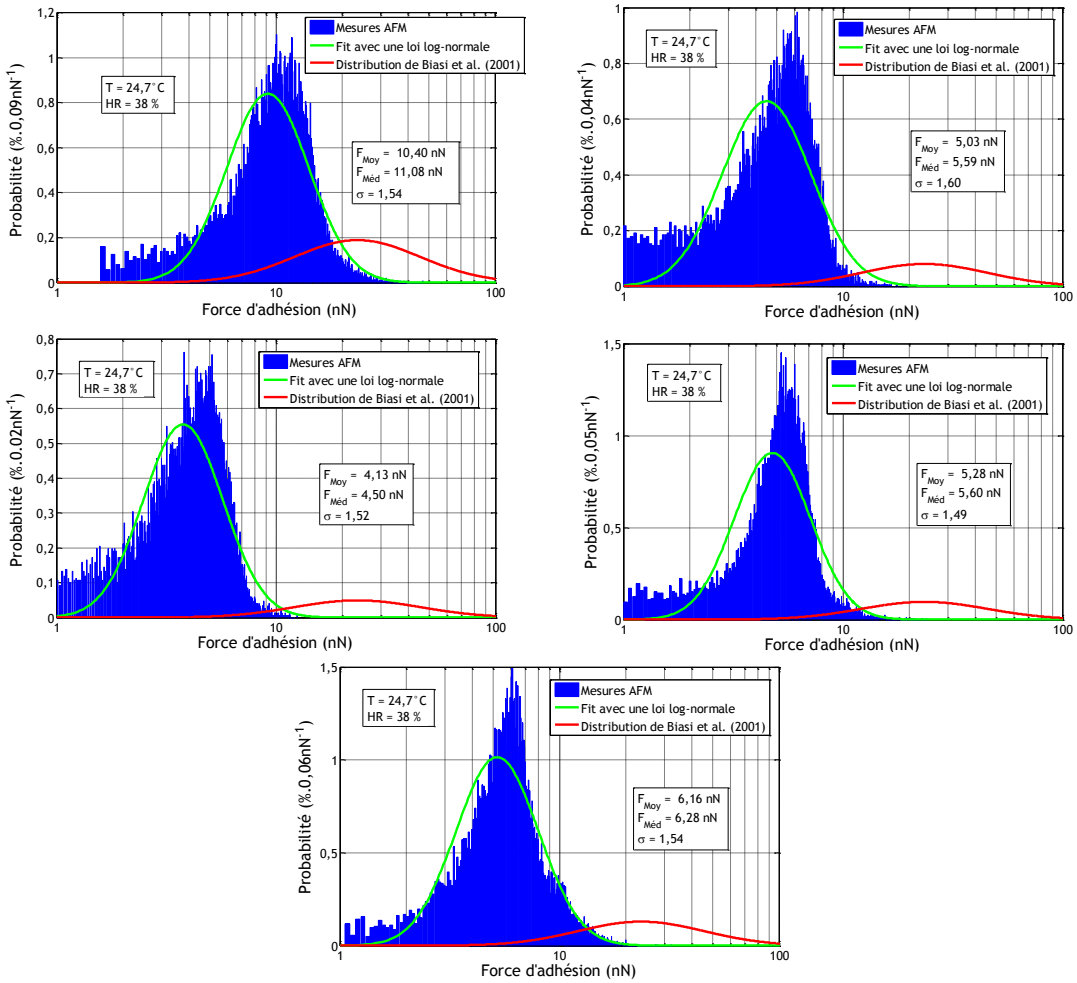


Figure 3.13 – Mesures expérimentales par *AFM* des forces d'adhésion entre une particule de tungstène, d'un diamètre équivalent en surface projetée de 2,02 µm, et d'une surface de tungstène dont les paramètres de rugosité R_q et R_a sont respectivement autour de 322 et 247 nm. Les cinq histogrammes correspondent à l'exploration de cinq zones différentes de la même surface.

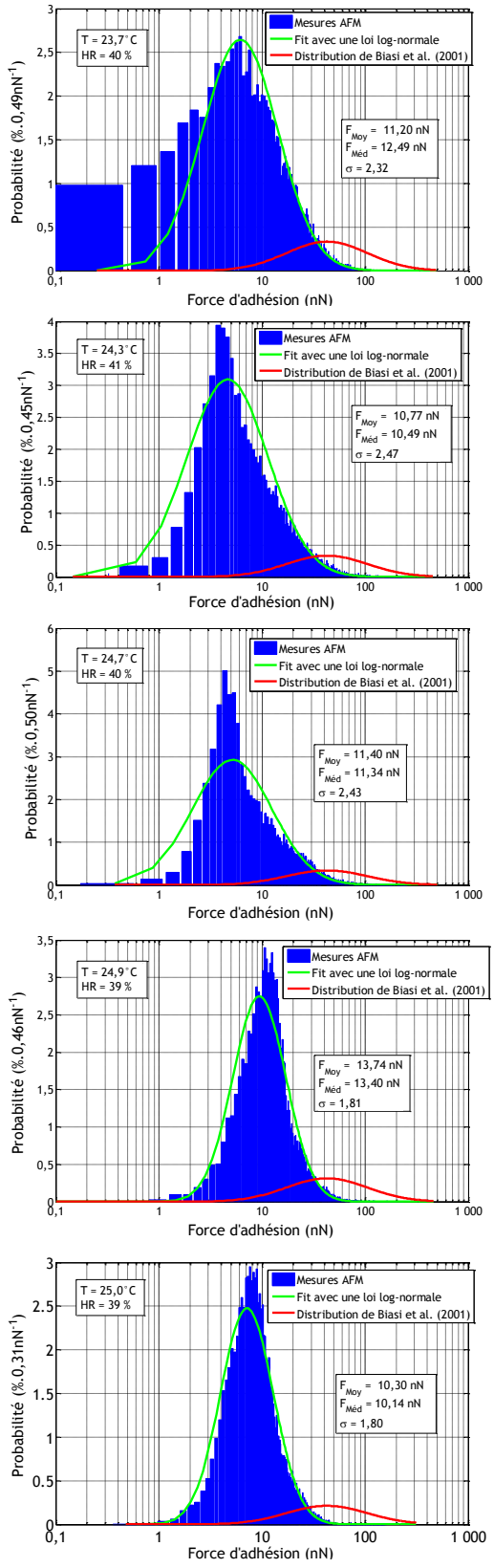


Figure 3.14 – *Idem* figure 3.13, mais avec une particule de tungstène d'un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projetée de 6,29 µm.

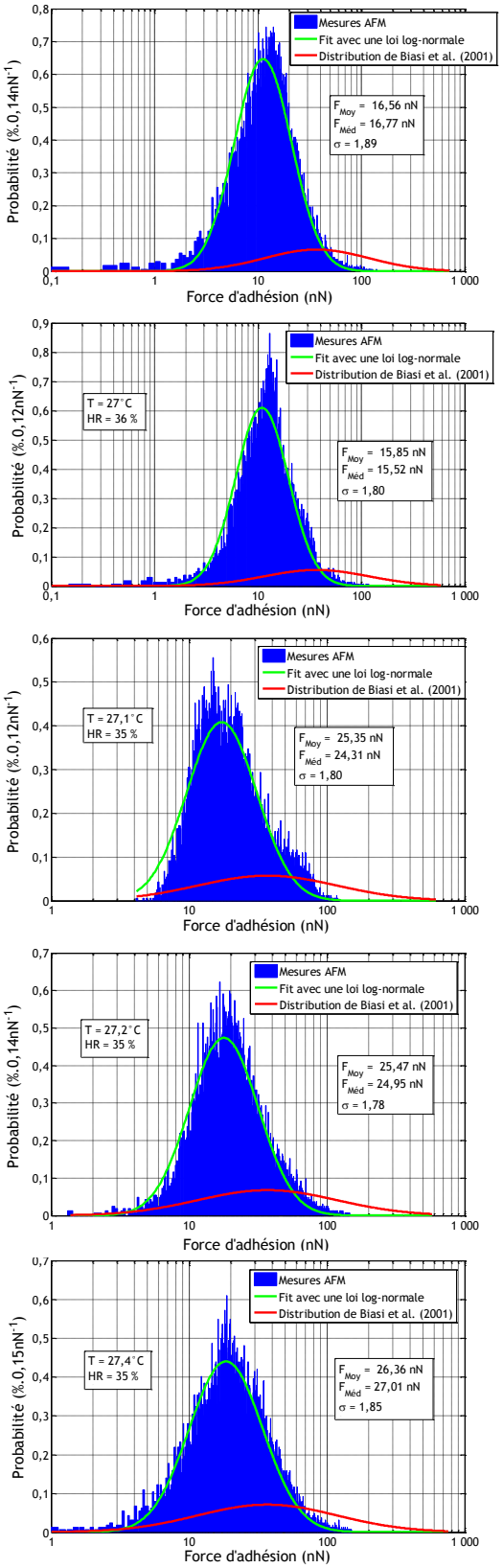


Figure 3.15 – *Idem* figure 3.13, mais avec une particule de tungstène d'un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projetée de 10,61 µm.

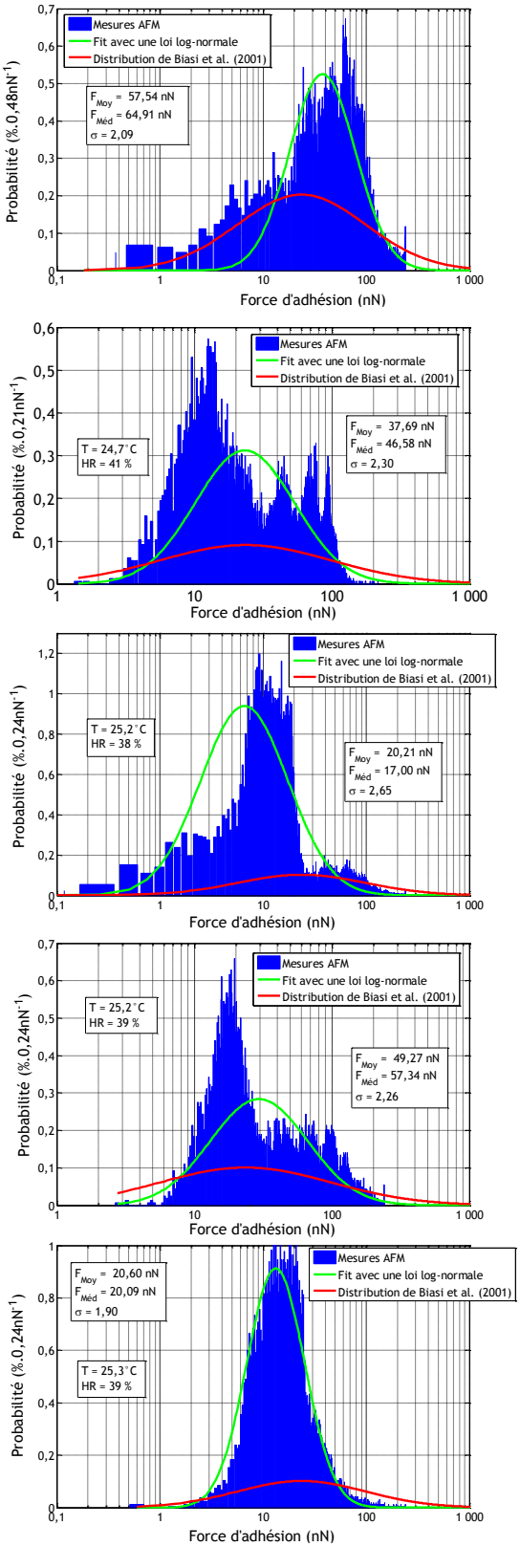


Figure 3.16 – *Idem* figure 3.13, mais avec une particule de tungstène d'un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projetée de 15,47 µm.

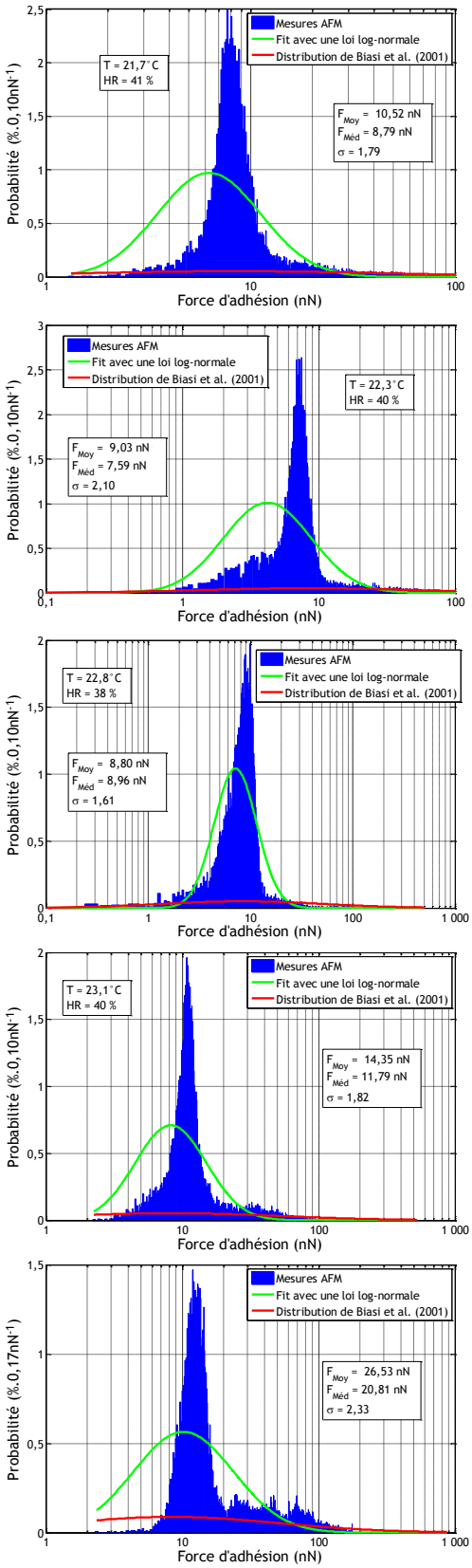


Figure 3.17 – *Idem* figure 3.13, mais avec une particule de tungstène d'un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projetée de 23,68 µm.

En ce qui concerne le dernier diamètre, les résultats des mesures *AFM* présentés figure 3.17 mettent en évidence des forces d'adhésion plus petites avec pourtant la particule la plus grosse (d_p = 23,68 µm). Au regard de la particule utilisée dans cette expérience (figure 3.12), on observe une morphologie en pointe. Ainsi, lors des mesures *AFM* correspondantes, c'est sa pointe qui était en contact avec la surface d'analyse. Si cette particule venait à sédimenter sur une surface plane, la probabilité que cette particule se dépose uniquement sur ce point de contact est très faible. Ainsi, la question de la représentativité des expériences *AFM* se pose, du moins pour les plus grosses particules. Cette dernière expérience ne sera donc pas prise en compte dans l'établissement d'une corrélation des forces d'adhésion en fonction de la granulométrie des particules. D'ailleurs, l'ajustement par une loi log-normale ne semble pas approprié pour ce cas particulier.

Les figures 3.18 et 3.19 présentent les corrélations de la médiane et de l'écart-type géométrique des forces d'adhésion obtenues à partir des quatre premières mesures *AFM*. Pour comparaison, les corrélations de Biasi *et al.* (2001) sont aussi représentées.

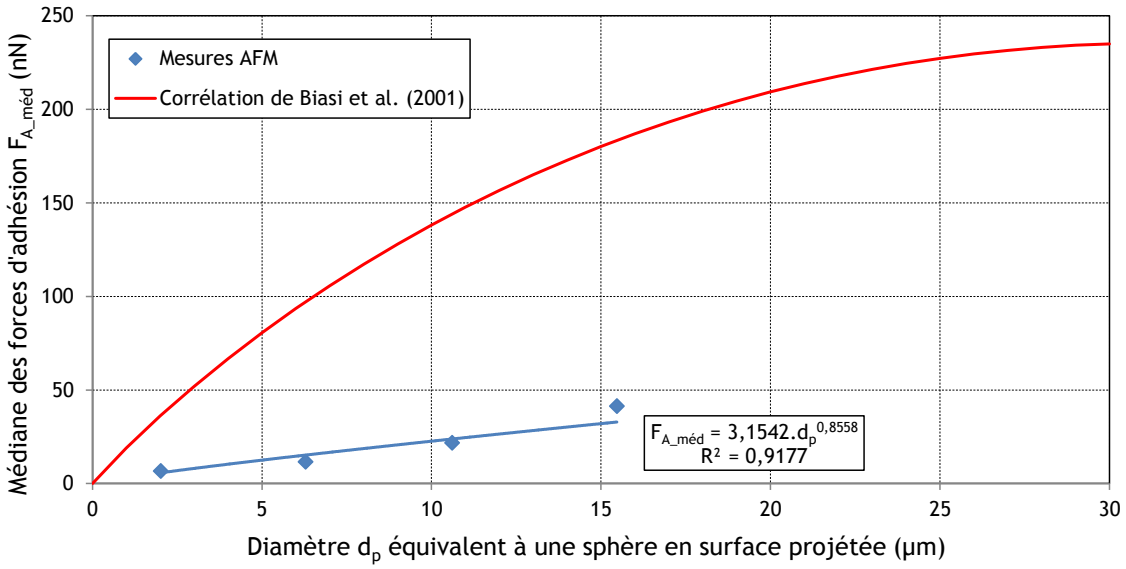


Figure 3.18 – Comparaison entre les médianes des forces d'adhésion mesurées par *AFM* et les moyennes géométriques des forces d'adhésion données par la corrélation de Biasi *et al.* (2001).

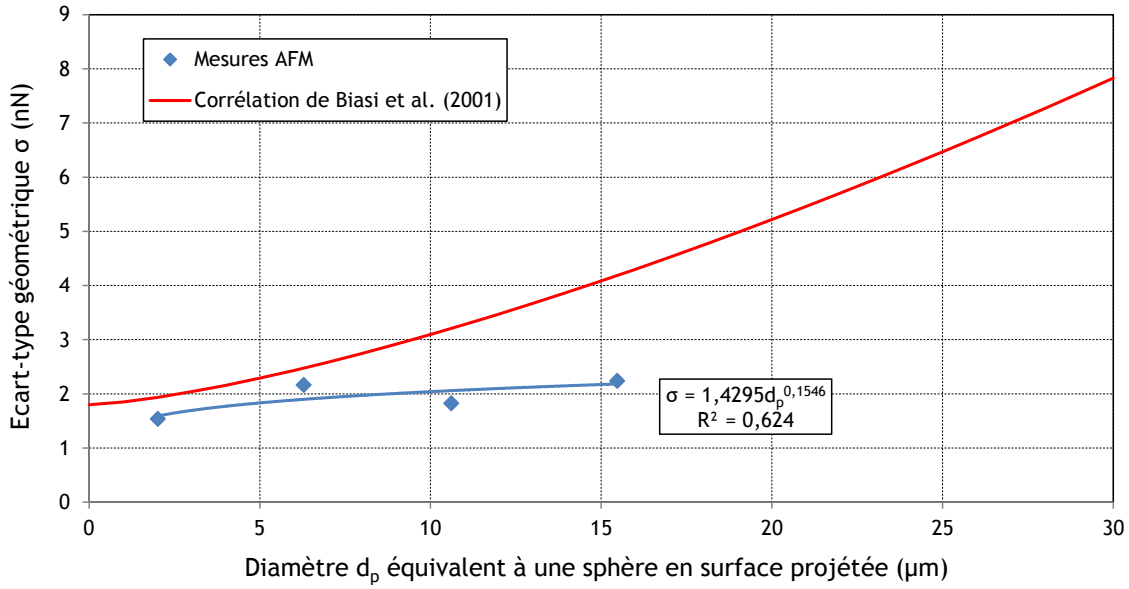


Figure 3.19 – Comparaison entre les écarts-types géométriques des distributions des forces d'adhésion obtenues par mesure *AFM* et par la corrélation de Biasi et al. (2001).

Ainsi nous obtenons les corrélations de la médiane et de l'écart-type géométrique des forces d'adhésion suivantes :

$$F_{A_méd} = 3{,}1542.d_p^{0{,}8558}, \tag{3.3}$$

$$\sigma = 1{,}4295.d_p^{0{,}1546}. \tag{3.4}$$

Ces paramètres statistiques, spécifiques de notre système d'étude, sont différents de ceux déterminés par Biasi *et al.* (2001), et plus faibles, contrairement à ce que laissaient entrevoir Israelachvili (2011) au sujet de l'interaction entre systèmes composés de tungstène. Deux explications peuvent être apportées : la rugosité de la surface d'analyse et la morphologie des particules. En effet, en essayant d'être au plus près de la réalité de ce qui sera potentiellement à l'œuvre dans *ITER*, nous nous sommes éloignés du cas idéal — surface parfaitement lisse et particule sphérique.

Outre le rôle de la granulométrie des particules, d'autres mesures *AFM*, réalisées avec les particules d'environ 5 et 10 µm, permettent de mettre en évidence l'importance de l'humidité relative *HR* dans les forces d'adhésion. Ainsi, les figures 3.20 et 3.21 présentent des mesures *AFM* réalisées avec des humidités relatives différentes. Dans ces expériences, l'humidité relative n'est pas contrôlée mais uniquement mesurée.

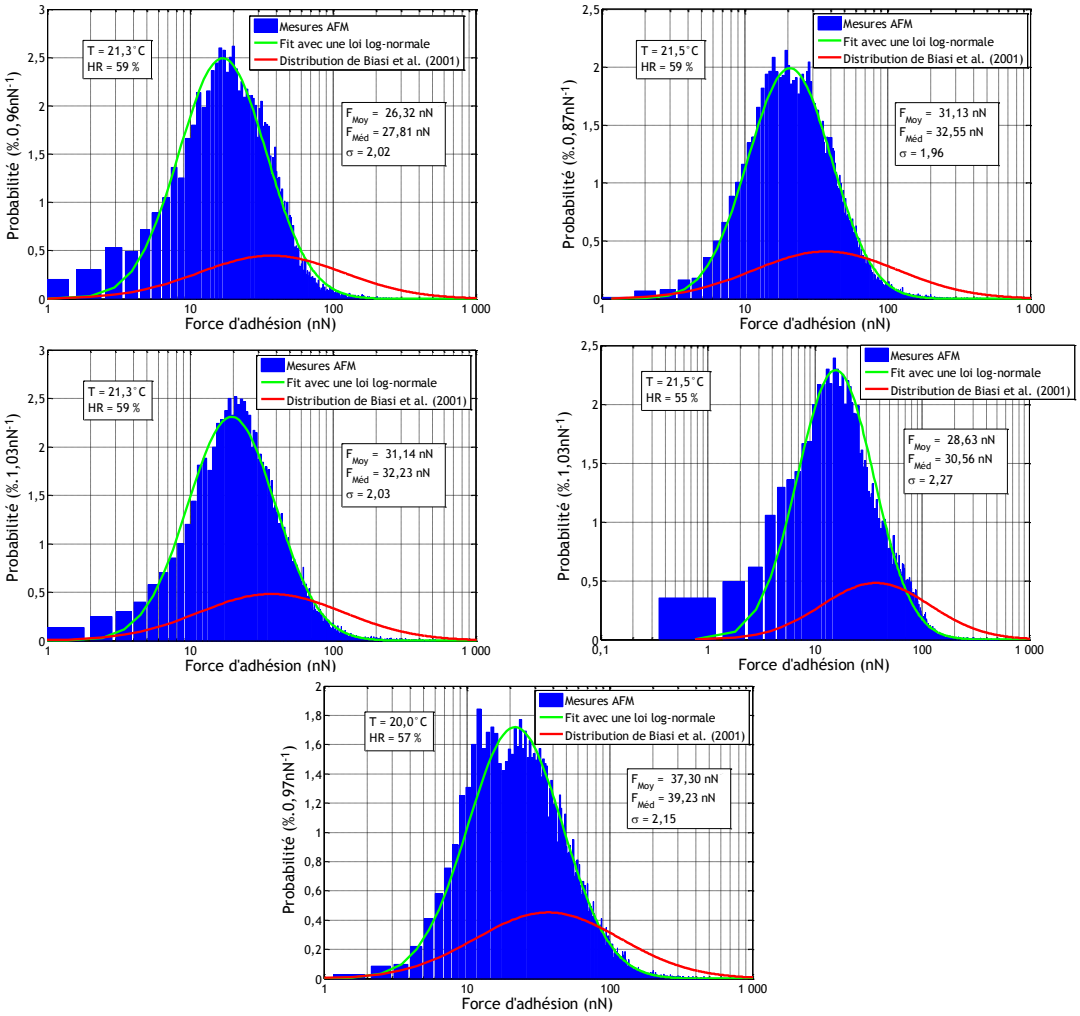


Figure 3.20 – *Idem* figure 3.15, avec un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projetée de 10,61 µm mais une humidité relative *HR* autour de 58 % au lieu de 35 %.

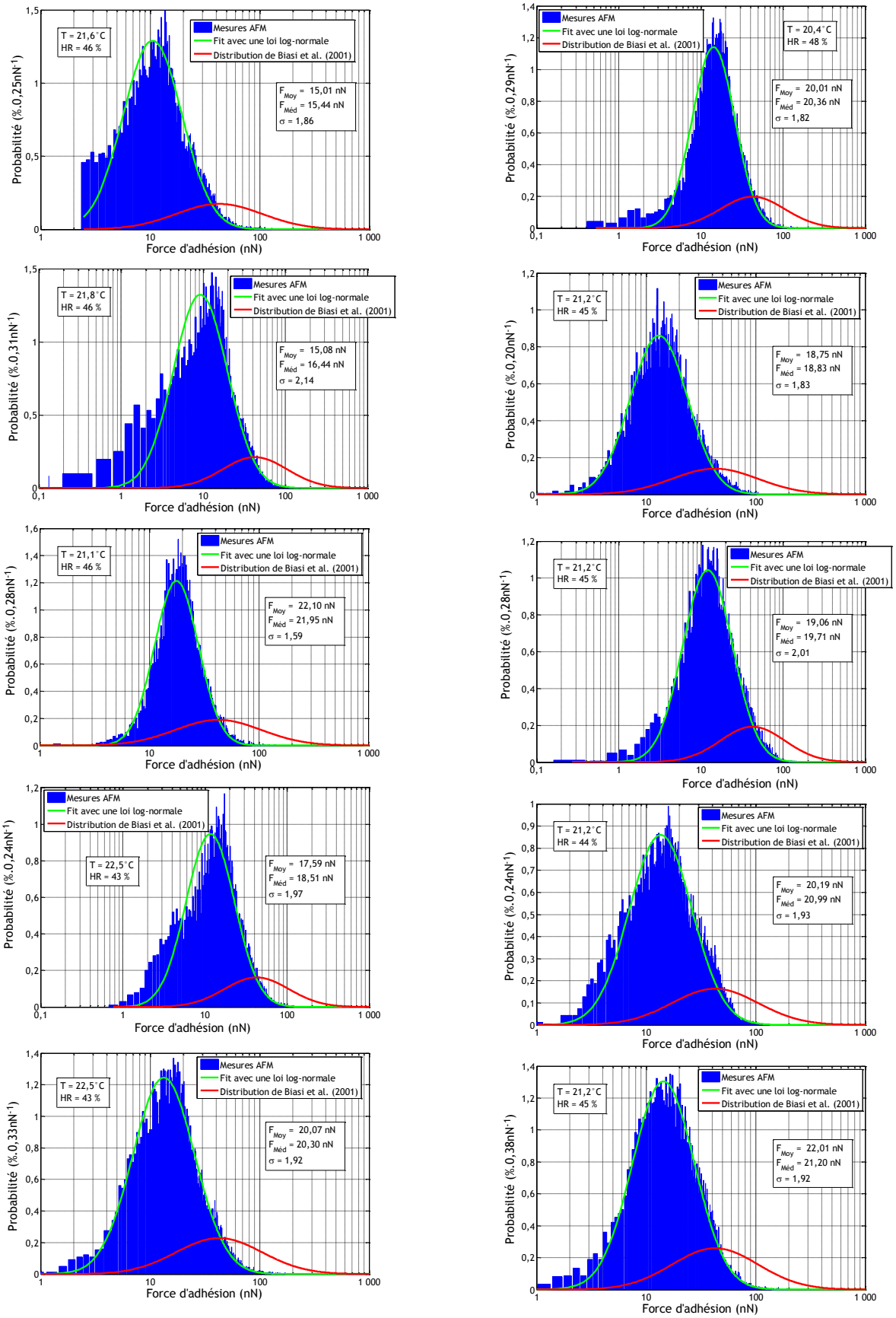


Figure 3.21 – *Idem* figure 3.14, avec un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projetée de 6,29 µm mais une humidité relative *HR* autour de 45 % au lieu de 40 %.

A partir de ces résultats expérimentaux, obtenus avec les particules d'environ 5 et 10 µm, la figure 3.22 présente l'évolution de la médiane des distributions des forces d'adhésion en fonction de l'humidité relative *HR* du milieu environnant. Les forces d'adhésion s'exerçant entre des particules de tungstène et une surface de tungstène ont tendance à augmenter lorsque que l'humidité relative augmente. On observe notamment, pour une particule de diamètre 6,29 µm, qu'entre 39 et 46 % d'humidité relative, les forces d'adhésion se voient presque doublées. Or, ce paramètre, et donc corrélativement les forces de capillarité, n'est pas pris en compte dans les calculs de mise en suspension. D'autres expériences *AFM* doivent donc être menées afin d'établir une corrélation expérimentale robuste sur l'influence de ce paramètre.

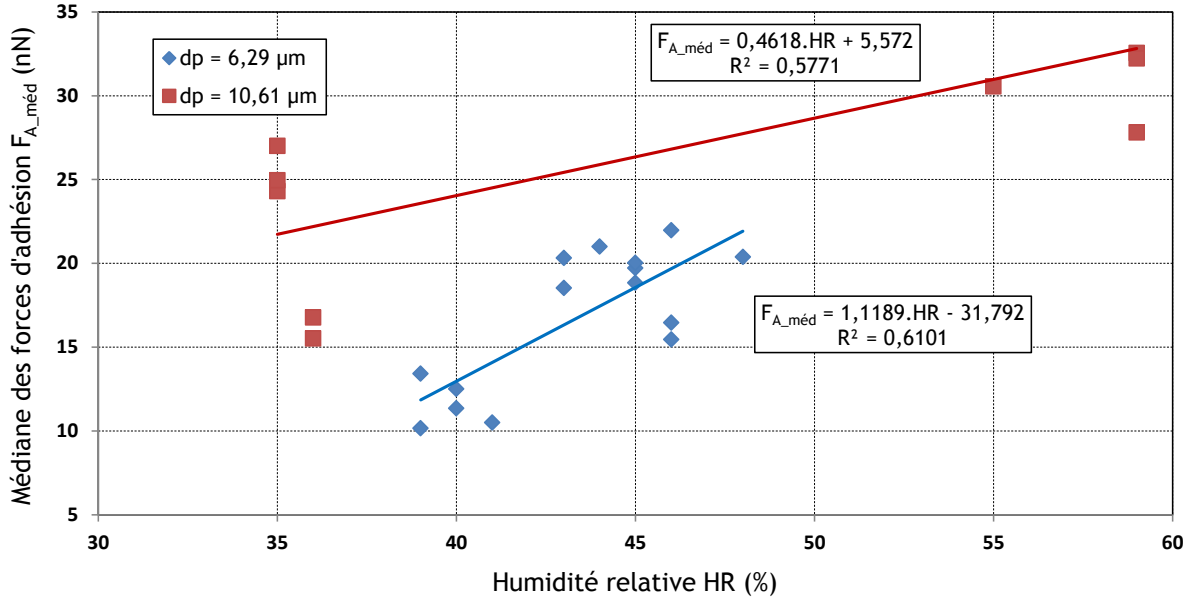


Figure 3.22 – Médianes des distributions des forces d'adhésion en fonction de l'humidité relative HR du milieu environnant.

3.2.4 *Mesures AFM effectuées avec les surfaces « ITER-like »*

Les expériences réalisées avec la surface « *ITER-like* » non exposée à un flux de plasma ont été effectuées avec les particules ayant un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projetée de 2,02 µm et 6,29 µm. Les résultats sont respectivement présentées figures 3.23 et 3.24. Dans ces expériences quatre points de mesure ont été effectués.

Les expériences réalisées avec la surface « *ITER-like* » exposée à un flux de plasma d'argon de 5 sccm ou de 30 sccm, ont été effectuées avec les particules ayant un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projetée de 2,02 µm, 6,29 µm et de 10,61 µm. Les résultats expérimentaux sont présentés figures 3.25, 3.26 et 3.27 pour les premières (5 sccm), et figures 3.28, 3.29 et 3.30 pour les secondes (30 sccm).

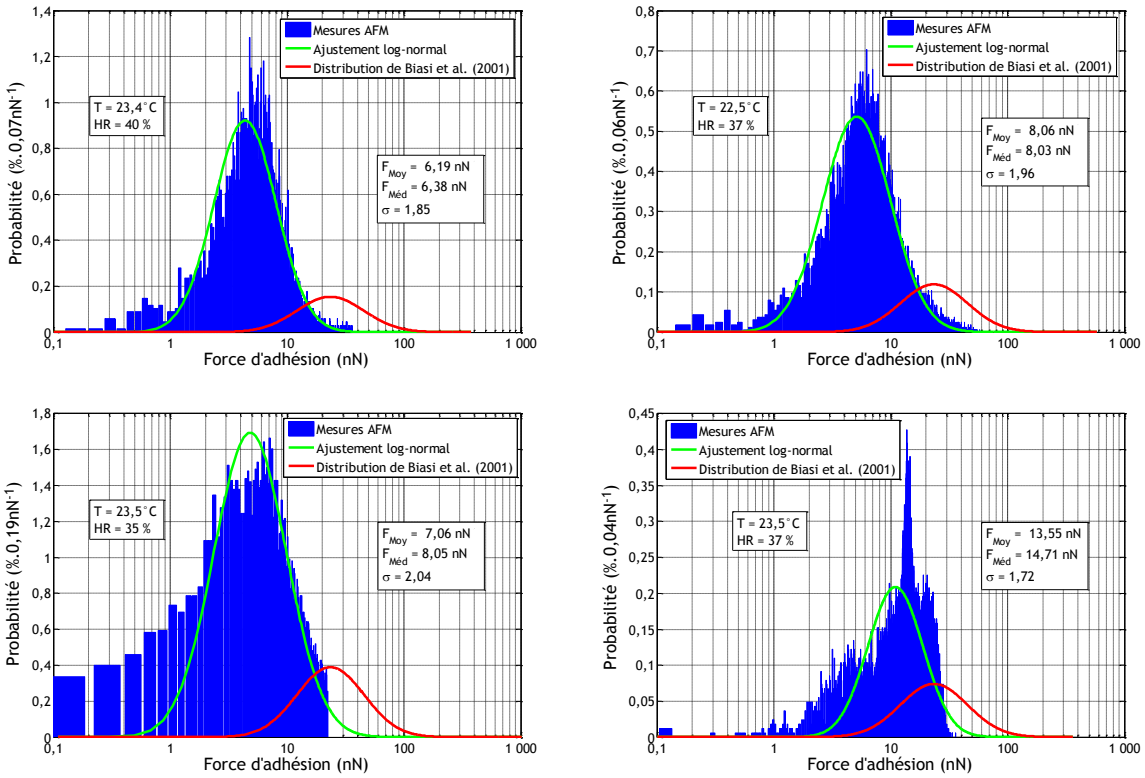


Figure 3.23 – Mesures expérimentales par *AFM* des forces d'adhésion entre une particule de tungstène d'un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projeté de 2,02 µm et la surface de tungstène « *ITER-like* » non exposée à un flux de plasma.

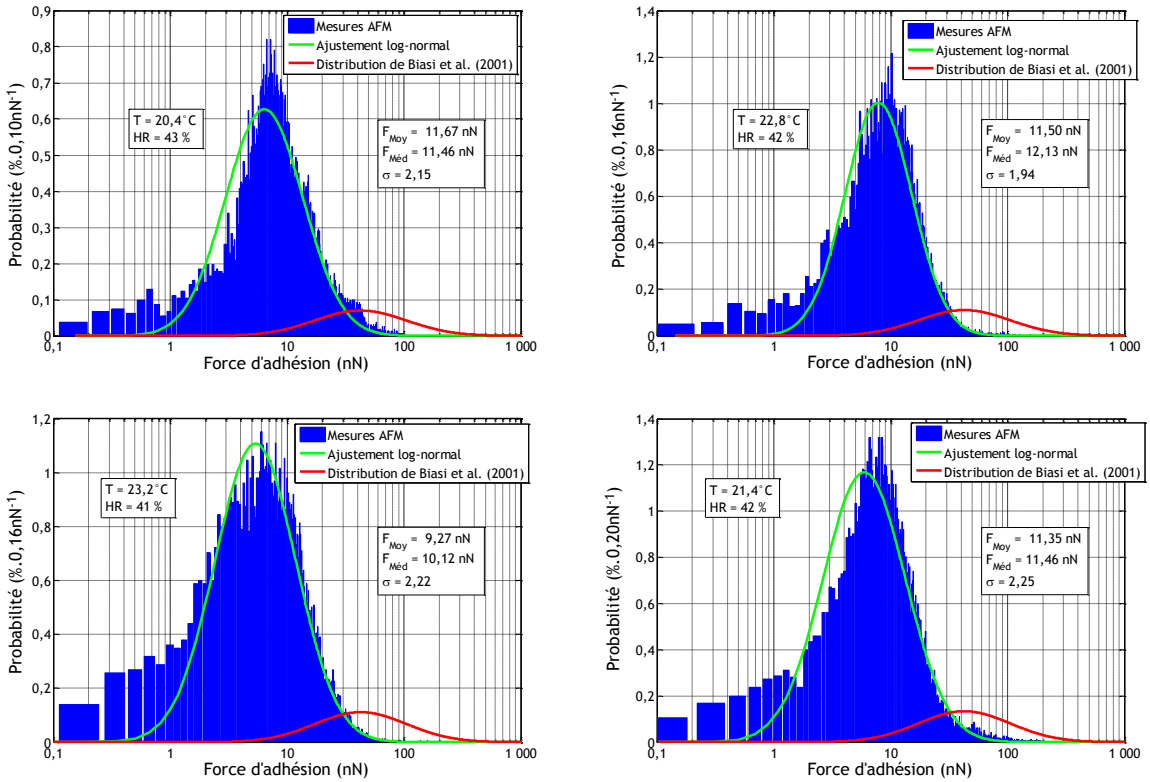


Figure 3.24 – *Idem* figure 3.23, mais pour une particule de tungstène d'un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projeté de 6,29 µm.

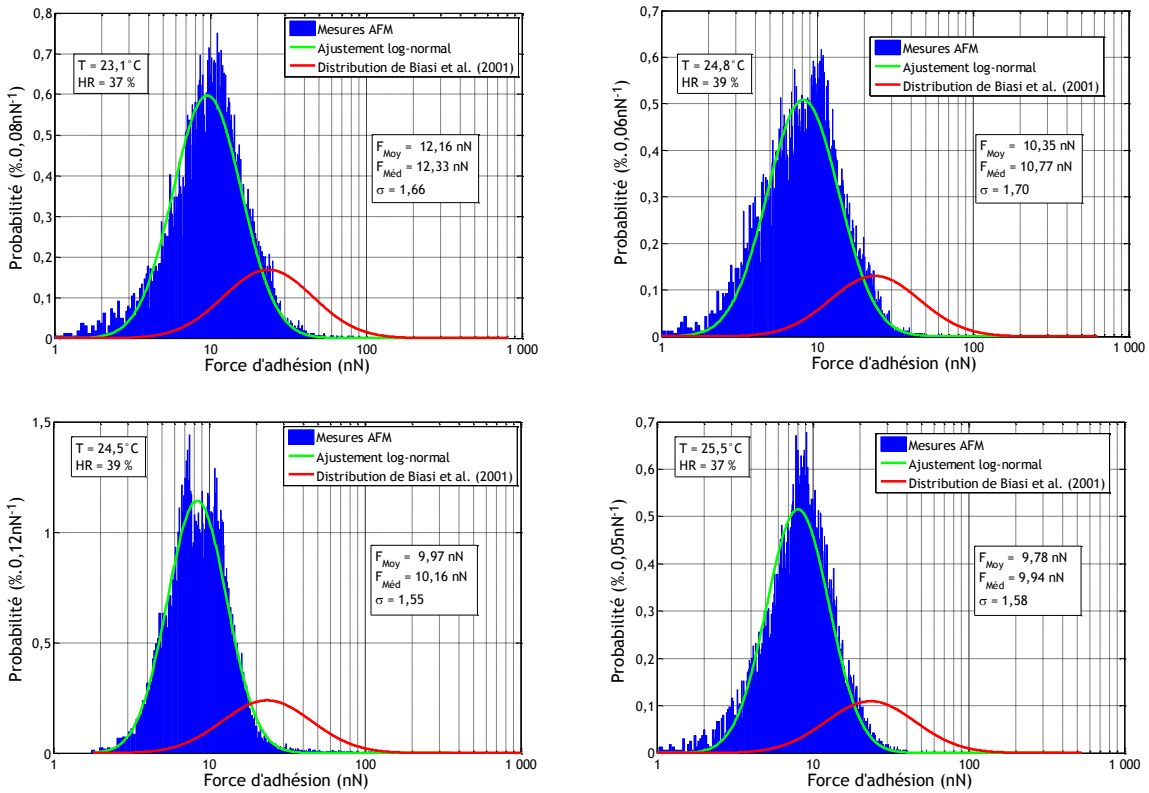


Figure 3.25 – Mesures *AFM* des forces d'adhésion entre une particule de tungstène d'un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projetée de 2,02 µm et la surface de tungstène « *ITER-like* » ayant subi un flux plasmique de 5 sccm.

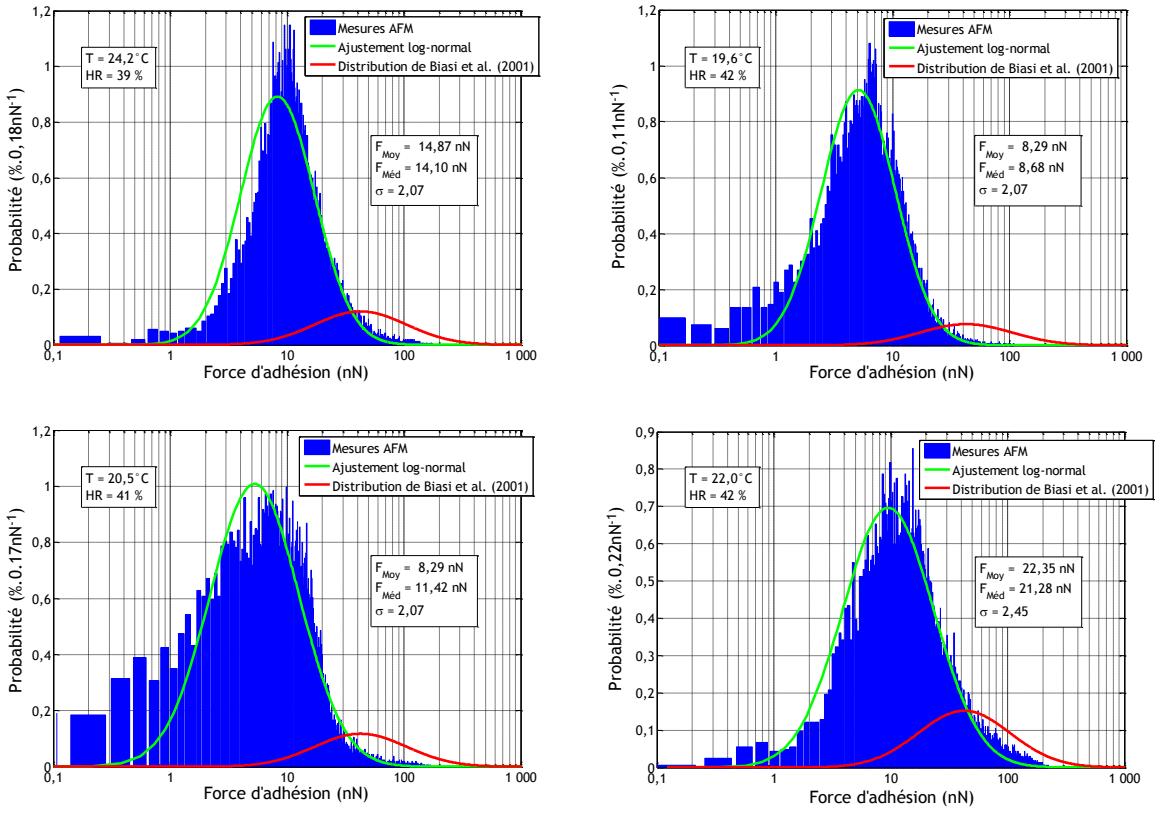


Figure 3.26 – *Idem* figure 3.25, mais pour une particule de tungstène d'un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projeté de 6,29 µm.

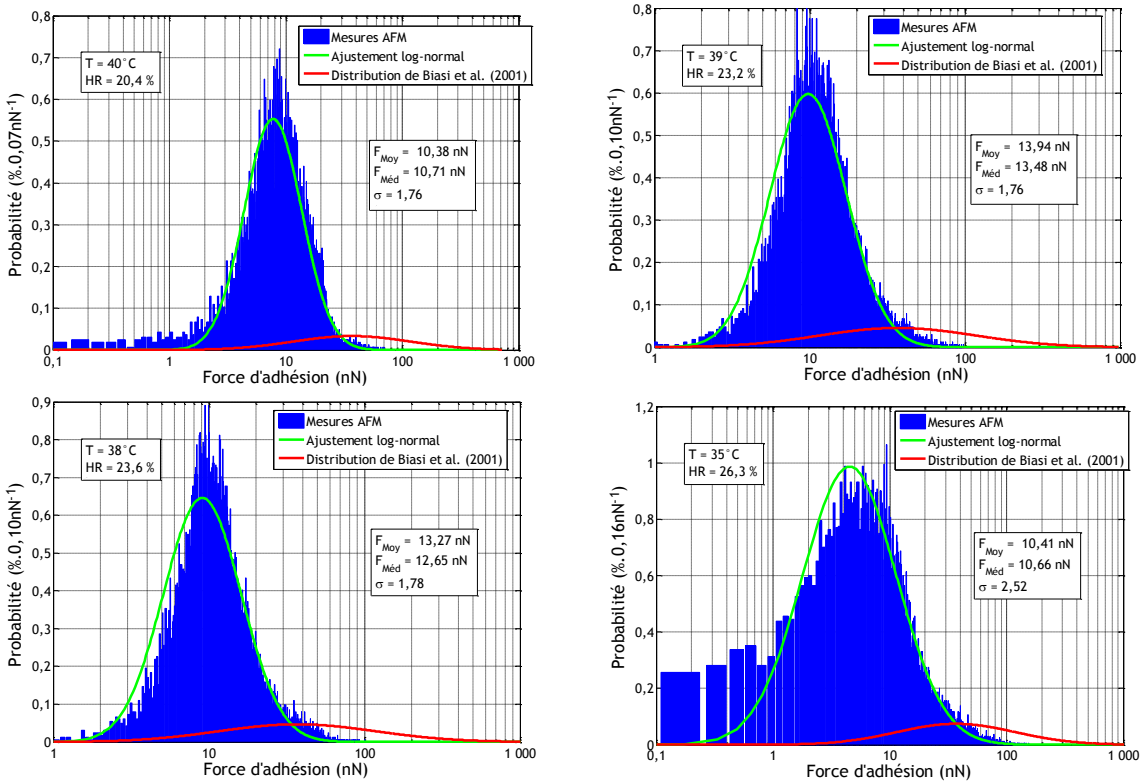


Figure 3.27 – *Idem* figure 3.25, mais pour une particule de tungstène d'un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projeté de 10,61 µm.

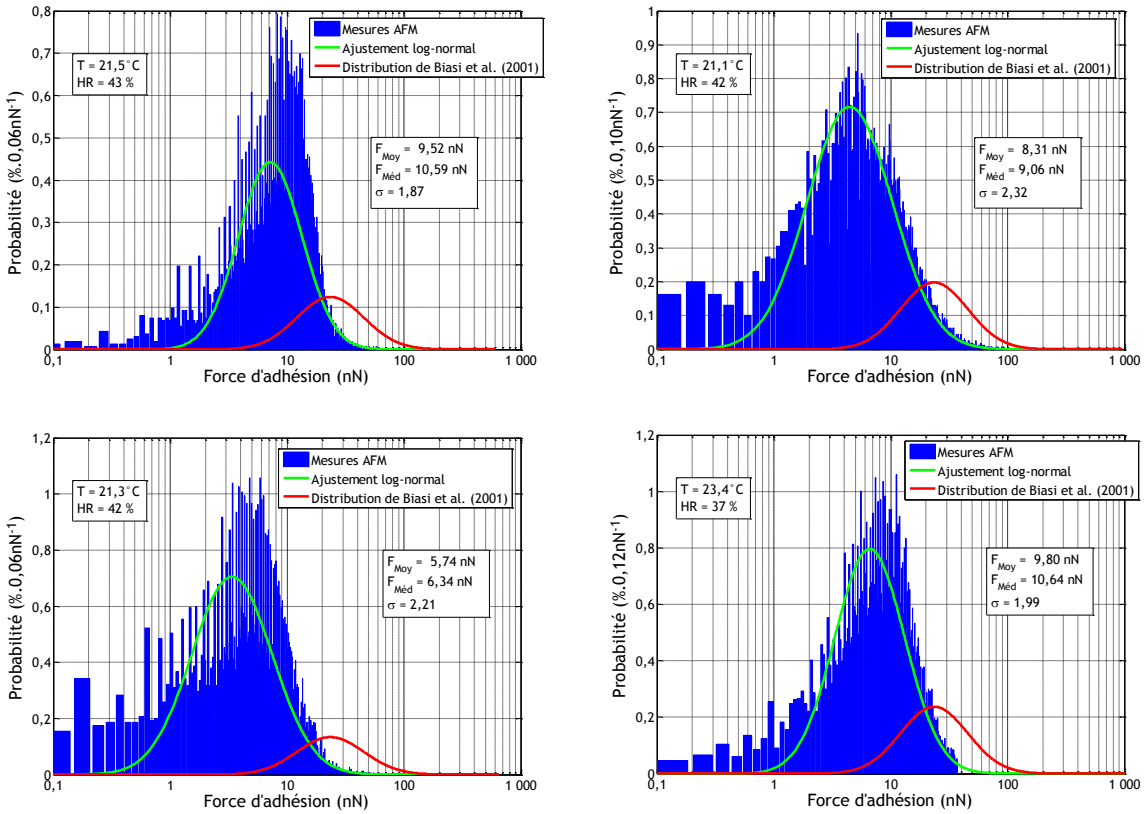


Figure 3.28 – Mesures *AFM* des forces d'adhésion entre une particule de tungstène d'un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projetée de 2,02 µm et la surface de tungstène « *ITER-like* » ayant subi un flux plasmique de 30 sccm.

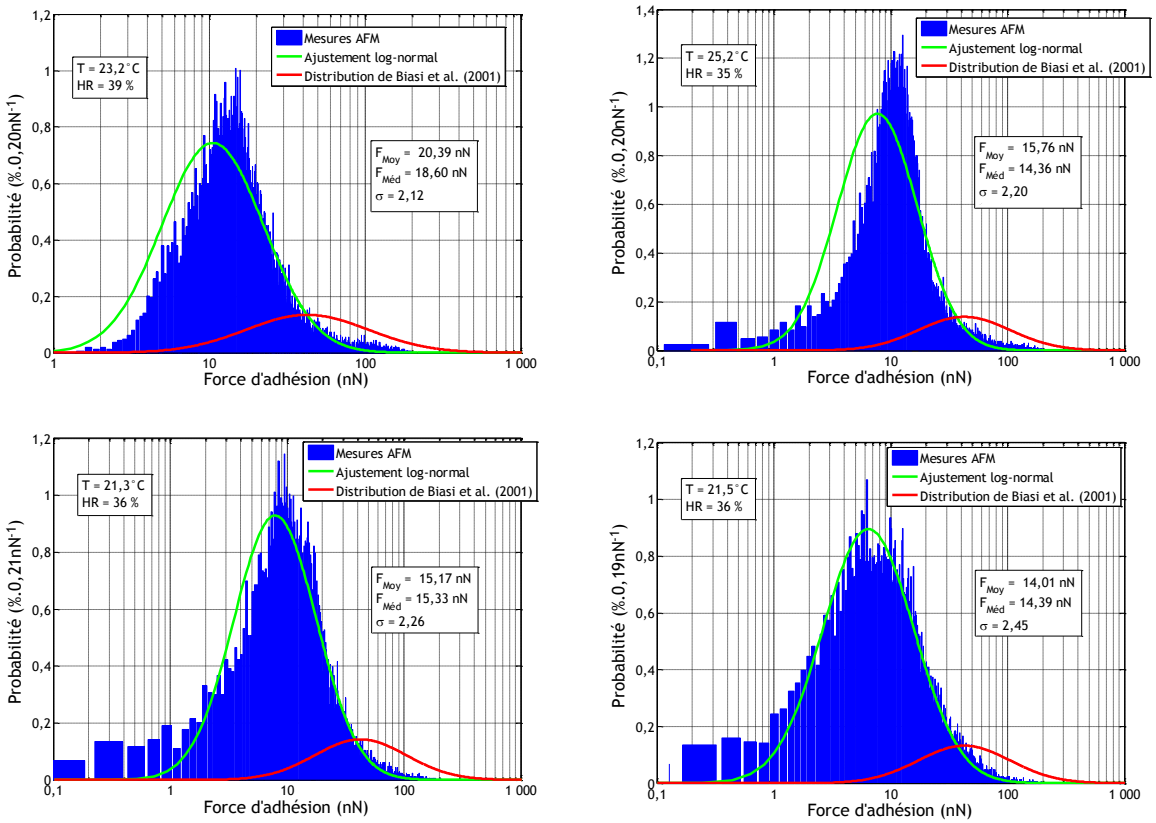


Figure 3.29 – *Idem* figure 3.28, mais pour une particule de tungstène d'un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projeté de 6,29 µm.

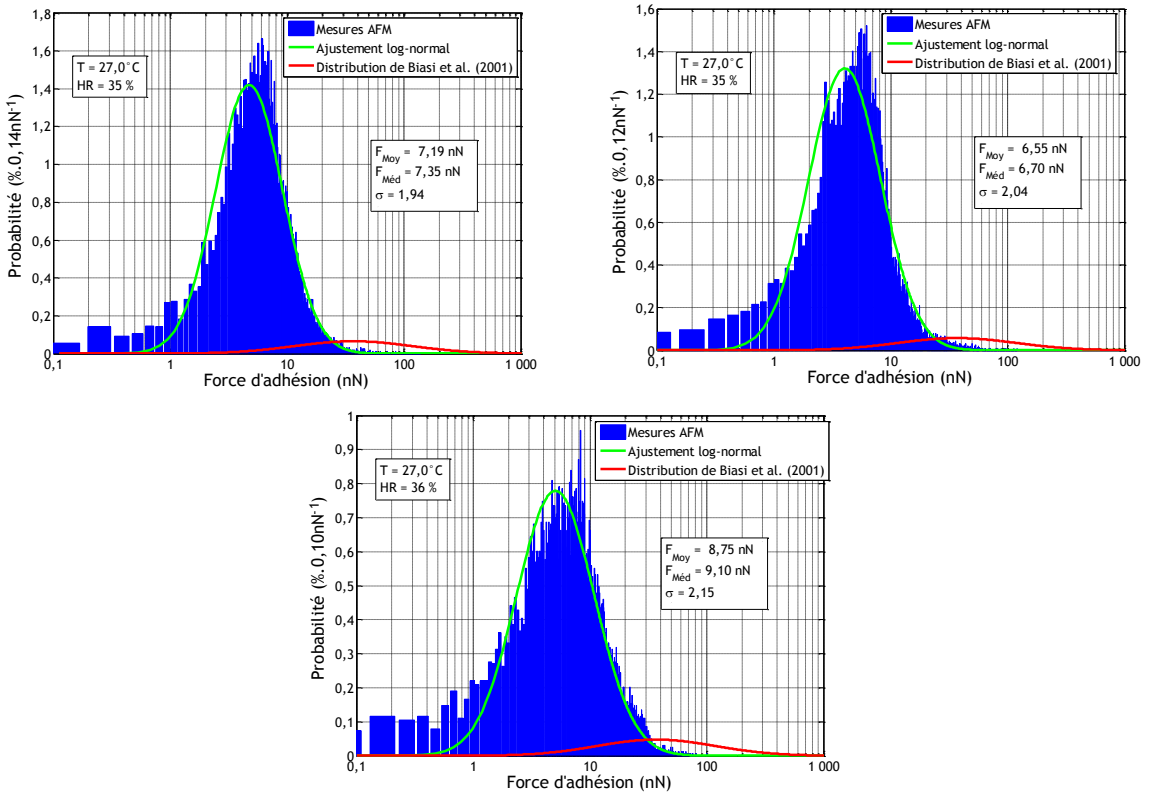


Figure 3.30 – *Idem* figure 3.28, mais pour une particule de tungstène d'un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projeté de 10,61 µm.

3.2.5 Synthèse des mesures AFM

La synthèse des résultats *AFM* est présentée sur les figures 3.31 et 3.32 où sont respectivement reportés la médiane et l'écart-type des distributions de forces d'adhésion en fonction du diamètre des particules. Les mesures présentées sur le graphique ont toutes été réalisées à une humidité relative du milieu environnant d'environ 40 %. Les courbes de tendance, figure 3.31 et 3.32, ont été calculées uniquement avec les mesures réalisées avec la surface MES.

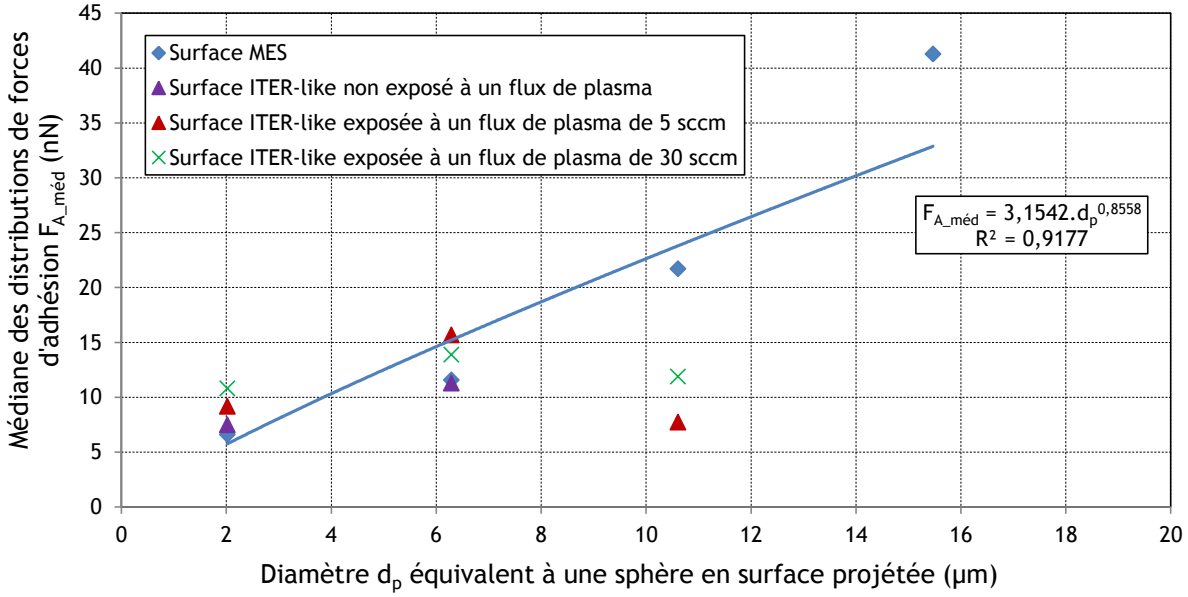


Figure 3.31 – Médiane des distributions des forces d'adhésion mesurées avec une humidité relative d'environ 40 %, en fonction du diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projetée des particules.

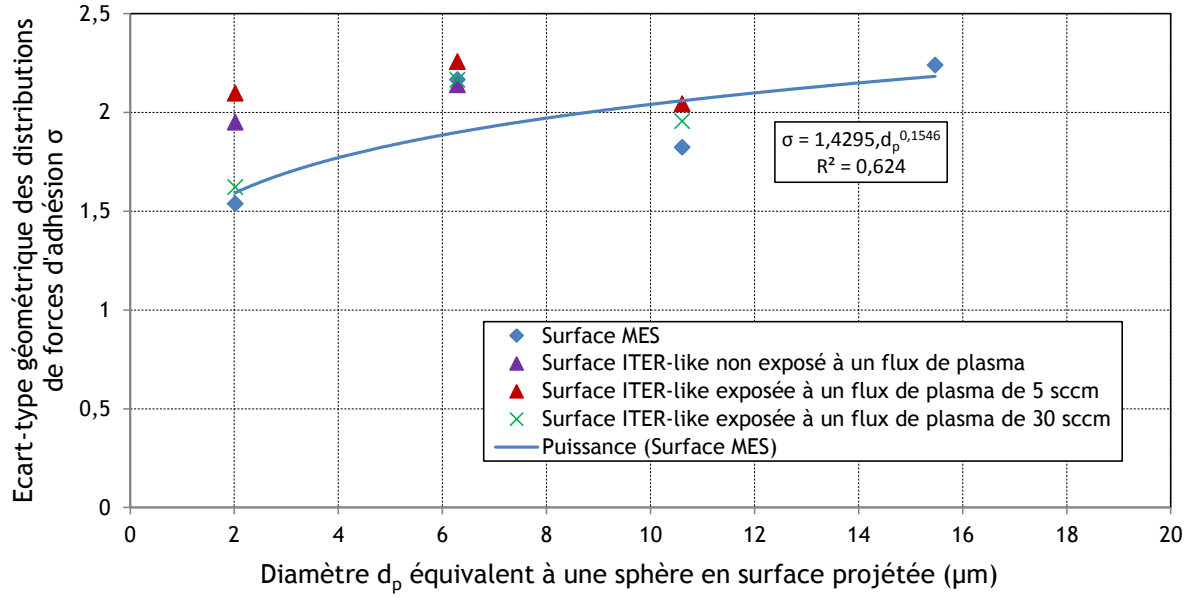


Figure 3.32 – Ecart-type géométrique des distributions des forces d'adhésion mesurée avec une humidité relative d'environ 40 %, en fonction du diamètre équivalent à celui sphère en surface projetée des particules.

On observe sur la figure 3.31 que les résultats expérimentaux des quatre surfaces à l'étude sont du même ordre de grandeur. Pour les diamètres équivalents 2,02 et 6,29 µm, les mesures *AFM* peuvent être considérées équivalentes et comme suivant la même tendance. Cependant, un écart est observé au diamètre équivalent de 10,61 µm, et la tendance semble alors s'inverser.

Sur la figure 3.32, l'écart-type géométrique des distributions de forces d'adhésion ne semble pas évoluer significativement en fonction de la granulométrie de la particule et de la rugosité de surface. Les valeurs se concentrent autour d'un écart-type de 2.

Ces résultats sont toutefois à utiliser avec précaution, et devront être complétés par d'autres mesures *AFM*. En effet, la question de la représentativité se pose : une particule qui sédimente et une même particule greffée sur une pointe *AFM* ont-elles des points de contacts identiques avec une surface ? Nous tenterons de répondre à cette question dans le chapitre 5 de ce manuscrit. Néanmoins, il est clairement mis en évidence que les corrélations de Biasi *et al.* (2001) ne sont pas adaptées à notre système d'étude. De plus, les systèmes constitués de particules/surface de tungstène, utilisés dans les expériences de mise en suspension présentées dans le chapitre 5, sont représentatifs en termes de force d'adhésion (du moins en ordre de grandeur) des systèmes qui seront potentiellement à l'œuvre dans *ITER*. En effet, les rugosités moyennes de surface R_a des quatre surfaces à l'étude sont du même ordre de grandeur. Avec une rugosité moyenne R_a variant de plus d'un ordre de grandeur (de 89 à 1 538 nm), Barth *et al.* (2014) n'avaient observé qu'une légère différence dans leurs expériences de mise en suspension (*cf.* chapitre 2), et donc une faible variation des forces d'adhésion. Evoquons, en guise de conclusion, la possibilité que soit ultérieurement défini un diamètre équivalent en force d'adhésion…

Après avoir caractérisé les dépôts de particules qui sont anticipés dans la chambre à vide d'I*TER*, en termes de granulométrie des particules, de rugosité de surface, de matériau constitutif et de forces d'adhésion, je présente, dans la partie qui suit, les dépôts de particules qui ont été utilisés dans mes expériences de mise en suspension.

3.3 CONFECTION DES DEPOTS DE PARTICULES MISES EN SUSPENSION

Dans mes travaux de thèse, j'étudie le mécanisme de mise en suspension, par un écoulement d'air, de particules déposées sur une surface. Pour ce faire, je « souffle » sur de la poussière supposée représentative de celle qui pourrait être déposée dans le tore d'*ITER*. En effet, l'analyse des particules de tungstène collectées dans le tokamak *ASDEX Upgrade* (Rondeau *et al.*, 2015a) a permis d'orienter, en termes de représentativité, mes expériences de mise en suspension en fonction des caractéristiques « hégémoniques » que sont la granulométrie, la morphologie et la composition chimique des particules. Ainsi, l'analyse des poudres utilisées est détaillée dans cette partie, en mettant en avant leurs caractéristiques physiques entrant dans le mécanisme de mobilisation au centre de notre préoccupation. La pertinence du choix du diamètre équivalent, que ce soit dans les forces aérauliques ou dans les forces d'adhésion, sera aussi discutée.

Dans mes protocoles expérimentaux, une étape essentielle est la fabrication de dépôts de particules monocouche ou multicouches bien maîtrisés. La réalisation de dépôts de particules homogènes et répétables étant en effet l'un des verrous expérimentaux majeurs dans la compréhension du mécanisme de mise en suspension, des procédés spécifiques ont dû être élaborés. Dans cette partie, ces méthodes, et les dispositifs qui ont permis l'obtention de dépôts de particules monocouche ou multicouches bien maîtrisés, sont exposés en détail.

3.3.1 Les poudres utilisées

Dans mon manuscrit, chapitre 5, 6 et 7, je vais présenter les expériences de mise en suspension qui ont été effectuées avec trois poudres commerciales : deux poudres de tungstène et une poudre d'hydroxyde d'aluminium. Elles sont répertoriées, ci-dessous, dans le tableau 3.3.

Tableau 3.3 - Poudres de tungstène commerciales utilisées dans les expériences de mise en suspension.

Composition chimique	Nom commercial
Tungstène / W	W 12
	C 20
Oxyde d'aluminium / Al_2O_3	SPM 95

Comme nous l'avons signalé à plusieurs reprises, l'un des paramètres prépondérants entrant dans le mécanisme de mise en suspension est la granulométrie des particules (Reeks & Hall, 2001). Ainsi, muni de bonnes hypothèses sur la granulométrie des particules produites en tokamak (Rondeau *et al.*, 2015a) — à savoir des particules microniques — j'ai utilisé, dans mes expériences de mise en suspension, des particules présentant un diamètre de cet ordre de grandeur.

Le divertor d'*ITER* sera constitué de tuiles de tungstène, induisant fort logiquement une production de particules de tungstène éventuellement converties en oxyde de tungstène au cours du *LOVA*. Des particules de tungstène ont donc été utilisées dans mes expériences de mise en suspension. Mais, ayant eu la possibilité de réaliser des expériences de mise en suspension en début de thèse sans encore disposer de particules de tungstène, la mobilisation de particules d'alumine a aussi été étudiée (voir chapitre 6 et 7). Le choix d'utiliser des particules d'alumine est lié au fait qu'elles étaient disponibles en grande quantité au laboratoire et que des études de mise en suspension avaient déjà été effectuées avec ce type de particules (*cf.* Alloul-Marmor, 2002 ; Peillon *et al.*, 2014). Avantage subsidiaire : l'alumine est électriquement isolante, ce qui contraste avec le caractère conducteur des poudres métalliques, et offre donc une toute première approche de l'effet éventuel des forces électrostatiques.

La caractérisation granulométrique des poudres est effectuée en mettant l'accent sur les diamètres équivalents qui seront utilisés dans les modèles de mise en suspension. En effet, dans ces modèles des particules sphériques avec des dimensions géométriques bien définies sont considérées. Expérimentalement, pour accéder à la granulométrie de particules de l'ordre du micromètre, différentes méthodes permettent d'obtenir des diamètres équivalents (Renoux et Boulaud, 1998) pouvant présenter des écarts relativement important. Rappelons que la question du choix du « bon » diamètre équivalent est par conséquent primordiale !

J'ai mesuré la granulométrie des poudres utilisées dans mes expériences de mise en suspension à l'aide de trois appareils commerciaux — *Morphologi G3 Malvern*, *LS™ 13 320 BECKMAN* et *Multiziser 4 BECKMAN Coulter Counter* — donnant quatre diamètres équivalents distincts.

- L'appareil *Morphologi G3 Malvern* est un microscope optique couplé à un système d'acquisition d'image. A partir d'un traitement d'image, l'appareil mesure la surface projetée de la particule et en déduit le diamètre équivalent au diamètre d'une sphère ayant la même surface projetée.

- L'appareil *LS™ 13 320 BECKMAN* est un diffractomètre. La granulométrie des particules est déduite de l'angle de diffusion d'un faisceau laser par les particules. Le diamètre mesuré est équivalent au diamètre d'une sphère, de même matériau, possédant les mêmes propriétés optiques de diffusion que les particules mesurées.

- L'appareil *Multiziser 4 BECKMAN Coulter Counter* mesure, en phase liquide, le déplacement de charges électriques autour d'une particule qui est fonction du volume de la particule. Le diamètre mesuré correspond au diamètre d'une sphère, de même matériau, ayant le même volume que la particule mesurée.

Les distributions granulométriques ainsi mesurées, en nombre et en volume, sont présentées sous forme d'histogrammes représentant le pourcentage de particules en fonction de la largeur des classes granulométriques propres à chacun des appareils de mesure. Les mesures de distribution granulométriques étant généralement présentées avec un axe des abscisses en échelle logarithmique (Bricard, 1977), nous avons fait de même dans ce manuscrit. Les paramètres statistiques — à savoir la moyenne géométrique, l'écart-type géométrique et la médiane — caractérisant une distribution (Hinds, 1999) ont été calculés et utilisés afin de tracer la loi log-normale qui est la loi que l'on rencontre le plus souvent dans la granulométrie d'aérosols (Renoux et Boulaud, 1998).

3.3.1.1 Caractérisation de la poudre W 12

Sur la figure 3.33, des photographies MEB de la poudre de tungstène W 12 sont reproduites. Comme précédemment, cette poudre de tungstène est difficile à disperser. Des agglomérats de particules, en relation avec les fortes forces d'adhésion s'exerçant entre les particules de tungstène, ont été observés.

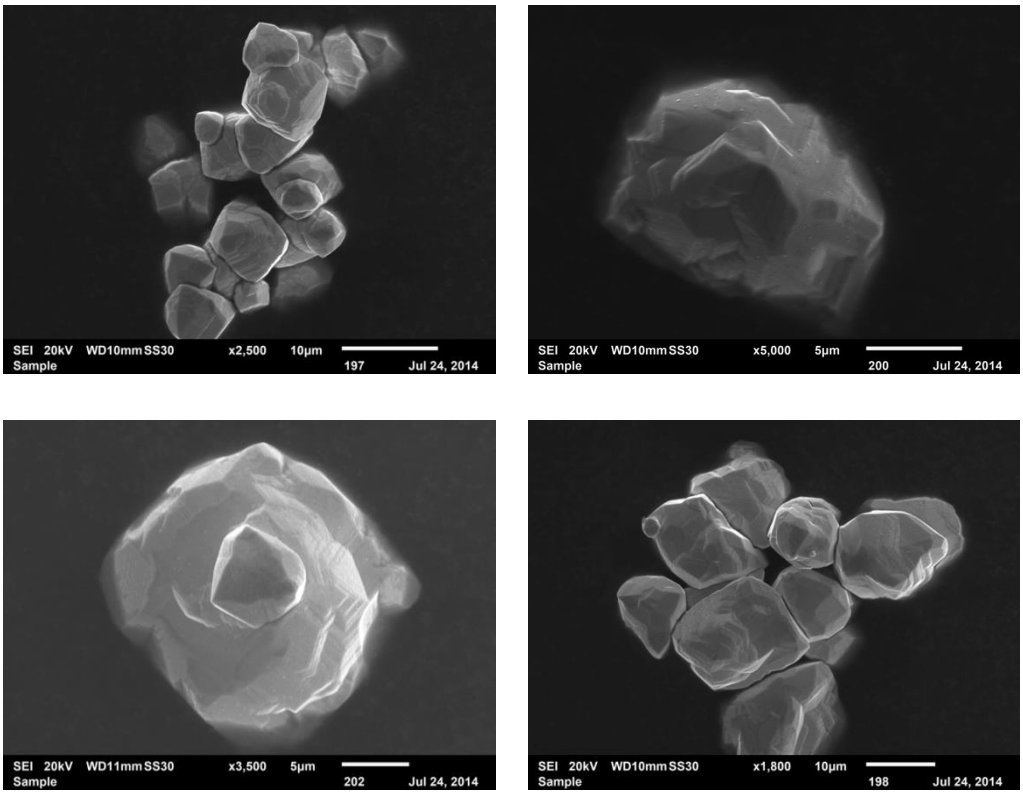


Figure 3.33 – Photographies MEB de particules de tungstène isolées de la poudre W 12.

Les mesures granulométriques de la poudre de tungstène W 12 sont présentées sur les figures 3.34 et 3.35. Supposant que le premier pic de la distribution granulométrique en nombre obtenue avec l'appareil de mesure *LS™ 13 320 BECKMAN* est un artefact, je ne l'ai pas pris en compte dans la mesure des paramètres statistiques.

Il est compliqué d'obtenir des mesures granulométriques de poudre de tungstène avec l'appareil de mesure *Multiziser 4 BECKMAN Coulter Counter*. En effet, pour la mesure, les particules sont en suspension dans une solution : les fortes forces d'adhésion s'exerçant entre les particules ont alors tendance à boucher l'orifice où est faite la mesure. De plus, le tungstène est difficilement mis en suspension compte tenu de sa très grande masse volumique (19,3 $g.cm^{-3}$). De ce fait, la mesure granulométrique des deux autres poudres de tungstène (W 12 et C 20) n'a pas été effectuée avec cet appareil.

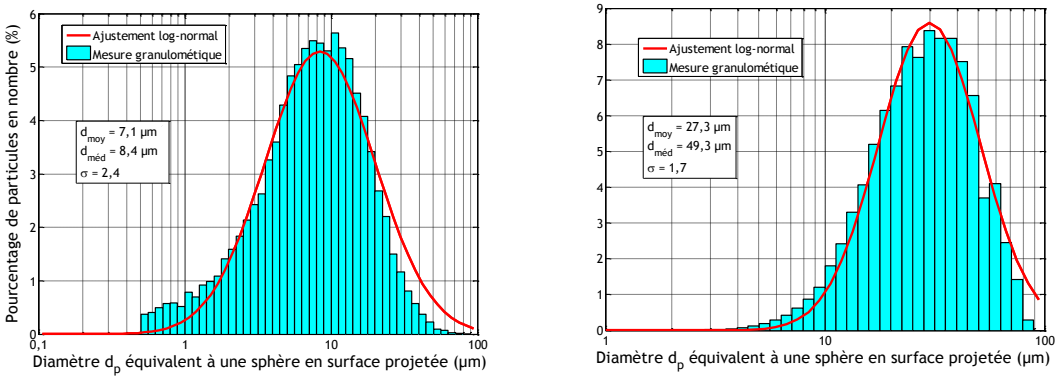


Figure 3.34 - Distribution granulométrique en nombre (à gauche) et en volume (à droite) de la poudre W 12 obtenue expérimentalement par microscopie optique à l'aide de l'appareil de mesure *Morphologi G3 Malvern*.

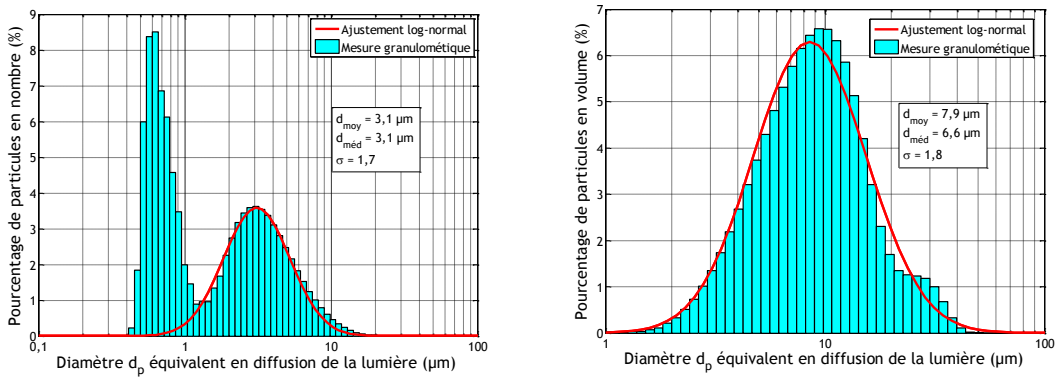


Figure 3.35 - Distribution granulométrique en nombre (à gauche) et en volume (à droite) de la poudre W 12 obtenue par diffusion de la lumière avec l'appareil de mesure *LS™ 13 320 BECKMAN*.

Dans le tableau 3.4, il est aisé de comparer les paramètres granulométriques de la poudre W 12. On observe que les diamètres équivalents en surface projetée sont systématiquement supérieurs aux diamètres équivalents en diffusion. Cela est probablement lié à une dispersion qui n'est pas parfaitement monocouche (comme le serait un dépôt de particules sans interaction les unes avec les autres), comptabilisant ainsi les agglomérats de particules comme une unique particule.

Tableau 3.4 – Paramètres granulométriques de la poudre de tungstène W 12.

	Paramètres statistiques en nombre			Paramètres statistiques en volume		
	Moyenne géométrique (µm)	Ecart-type géométrique	Médiane (µm)	Moyenne géométrique (µm)	Ecart-type géométrique	Médiane (µm)
Morphologi G3 Malvern	7,1	2,4	8,4	49,3	1,7	27,3
Difractomètre LS™ 13 320 BECKMAN	3,1	1,7	3,1	7,9	1,8	6,6

3.3.1.2 Caractérisation de la poudre C 20

Des photographies MEB des particules composant la poudre de tungstène C 20 sont reproduites sur la figure 3.36. Là encore, on observe des agglomérats de particules.

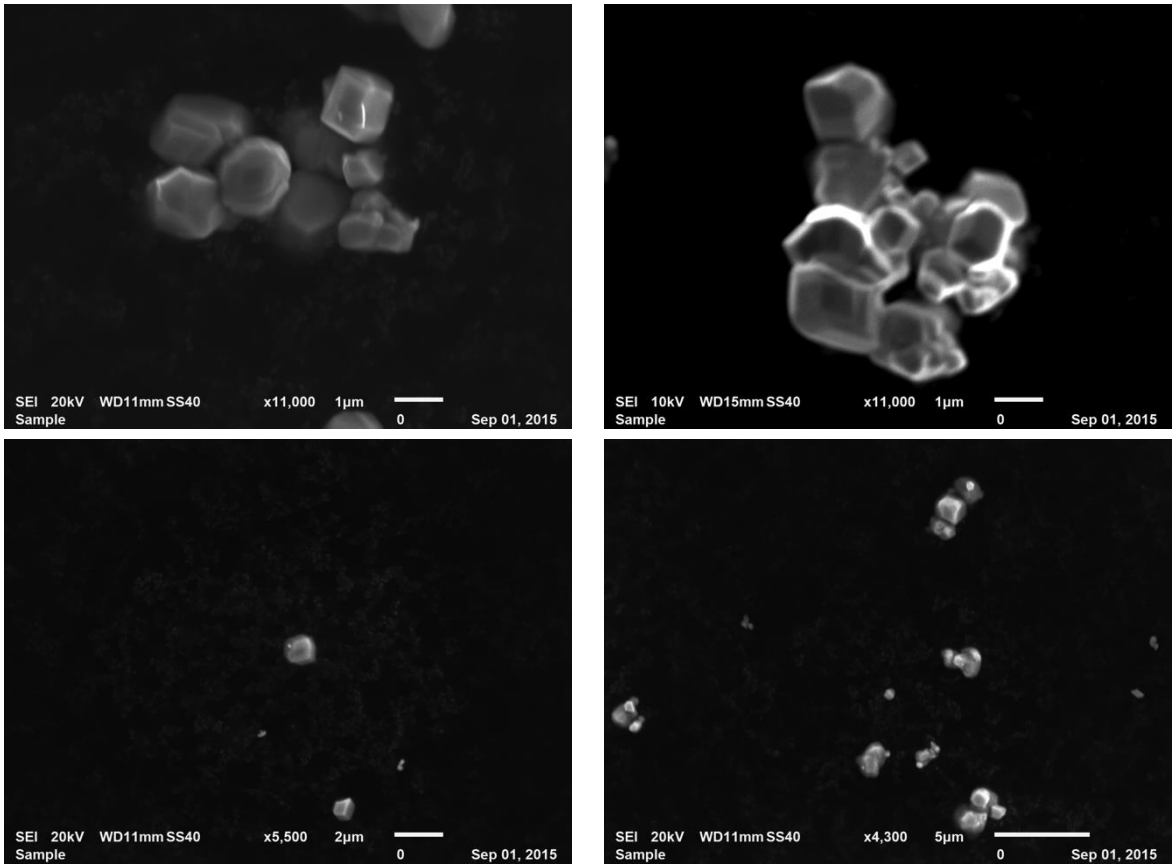


Figure 3.36 – Photographies MEB de particules isolées de la poudre C 20.

Les résultats des mesures granulométriques de la poudre de tungstène C 20, obtenus avec les appareils commerciaux *Morphologi G3 Malvern* et *LS™ 13 320 BECKMAN*, sont présentés figures 3.37 et 3.38. Comme précédemment, la mesure avec l'appareil *Multiziser 4 BECKMAN Coulter Counter* n'a pas été concluante, compte tenu des propriétés granulométrique et adhésive de cette poudre C 20.

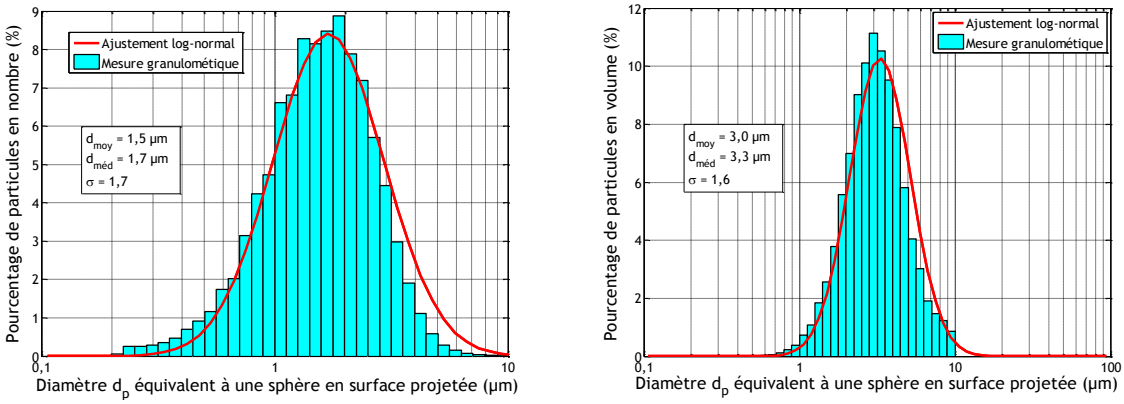


Figure 3.37 - Distribution granulométrique en nombre (à gauche) et en volume (à droite) de la poudre C 20 obtenue expérimentalement par microscopie optique à l'aide de l'appareil de mesure *Morphologi G3 Malvern*.

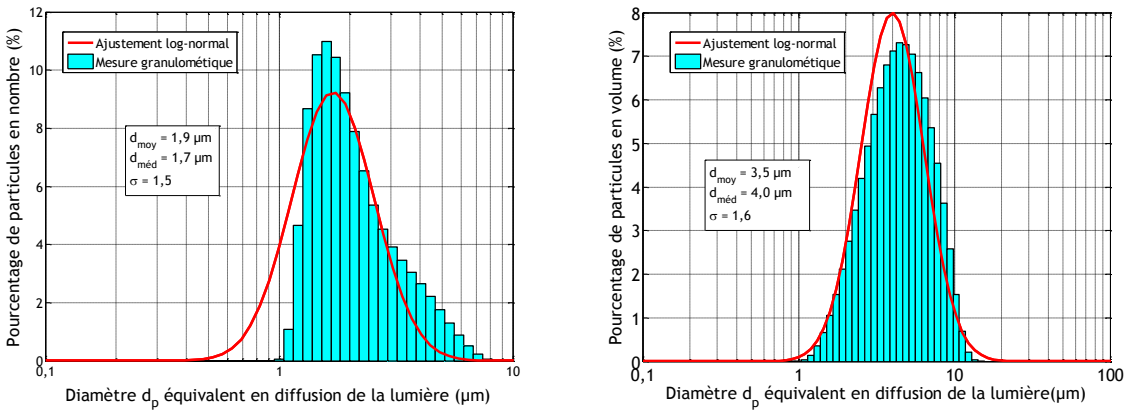


Figure 3.38 - Distribution granulométrique en nombre (à gauche) et en volume (à droite) de la poudre C 20 obtenue par diffusion de la lumière avec l'appareil de mesure *LS™ 13 320 BECKMAN*.

Les paramètres statistiques de la poudre C 20 sont rassemblés dans le tableau 3.5. Les mesures granulométriques sont relativement proches, indiquant une dispersion satisfaisante avec le disperseur du *Morphologi G3 Malvern*.

Tableau 3.5 – Paramètres granulométriques de la poudre de tungstène C 20.

	Paramètres statistiques en nombre			Paramètres statistiques en volume		
	Moyenne géométrique (µm)	Ecart-type géométrique	Médiane (µm)	Moyenne géométrique (µm)	Ecart-type géométrique	Médiane (µm)
Morphologi G3 Malvern	1,5	1,7	1,7	3,0	1,6	3,3
Difractomètre LS™ 13 320 BECKMAN	1,9	1,5	1,7	3,5	1,6	4,0

Après avoir caractérisé les poudres de tungstène (W 12, C 20) utilisées dans mes expériences de mise en suspension, nous en venons, dans ce qui suit, aux poudres d'alumine (SPM 95, SPM 91 et SG 31).

3.3.1.3 Caractérisation de la poudre SPM 95

Les photographies MEB des particules de la poudre d'oxyde d'aluminium SPM 95 sont rassemblées figure 3.39. Le niveau de gris est moins important que pour les particules de tungstène du fait du numéro atomique moins élevé de l'aluminium, comparé à celui du tungstène. Ces particules isolantes n'ont pas été métallisées au préalable.

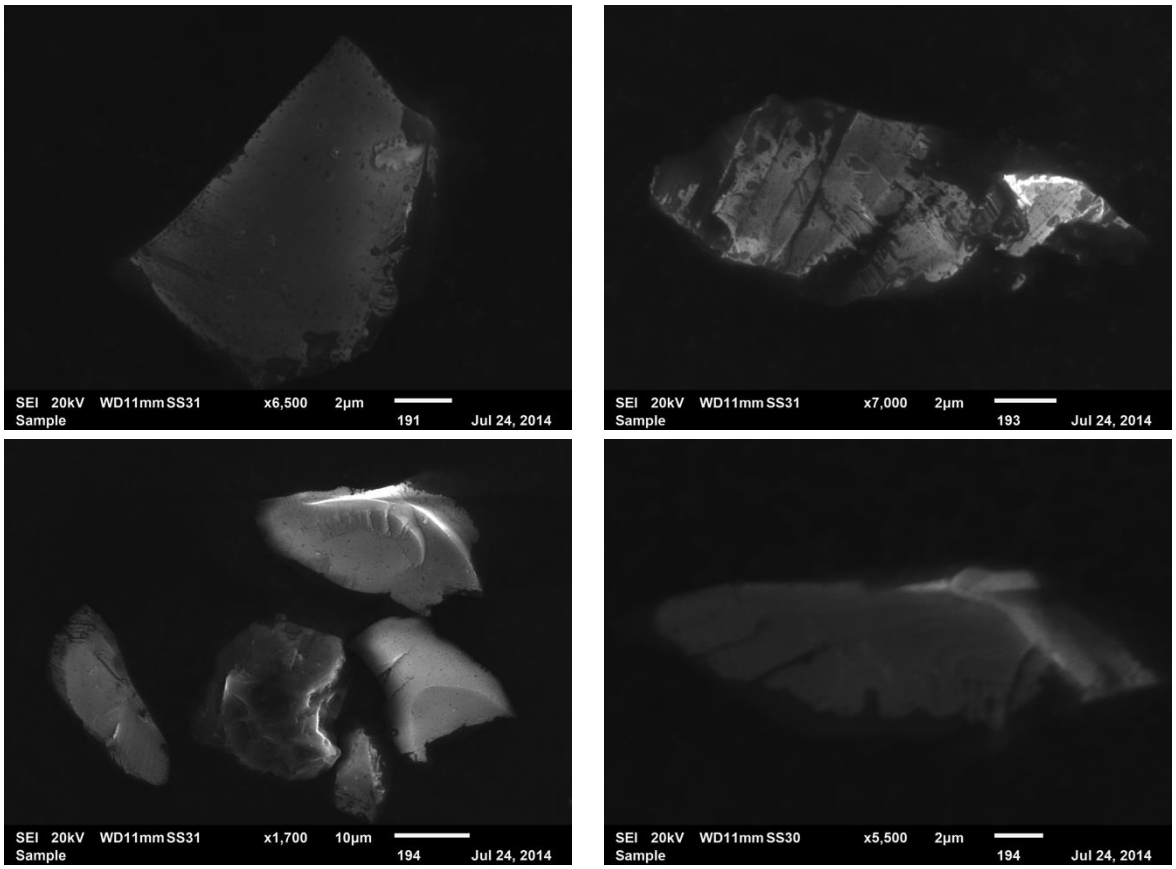


Figure 3.39 – Photographies MEB de particules isolées de la poudre SPM 95.

Les résultats granulométriques sont présentés figures 3.40, 3.41 et 3.42 ; le tableau 3.6 rassemble ces résultats, obtenus avec les trois appareils d'analyse.

La mesure granulométrique en nombre réalisée avec le diffractomètre *LS™ 13 320 BECKMAN* aboutit à une distribution granulométrique considérablement décalée vers les petits diamètres, si on la compare aux distributions obtenues avec les deux autres appareils de mesure. Le diffractomètre effectue sa mesure sur un ensemble de particules contenues dans un certain volume. Sa mesure en volume est donc pertinente, mais sa mesure en nombre est à considérer avec précaution puisqu'il ne s'agit pas d'une mesure par comptage particulaire.

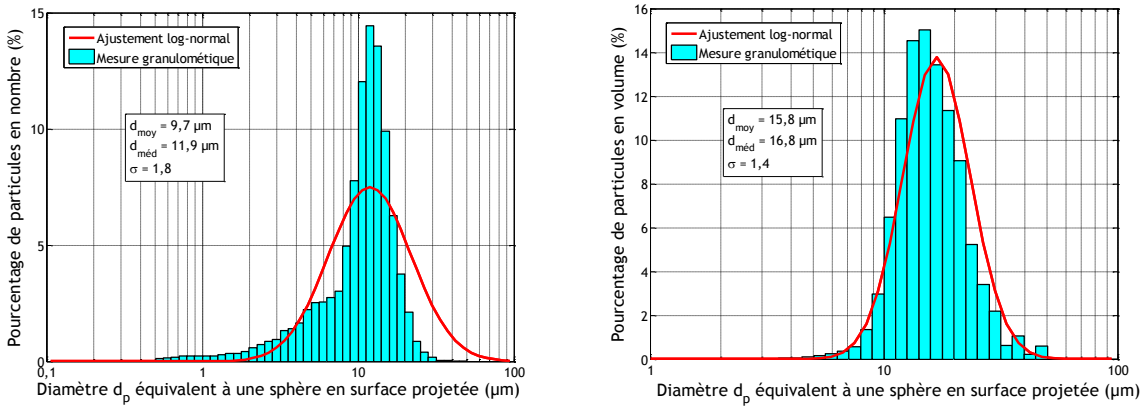


Figure 3.40 - Distribution granulométrique en nombre (à gauche) et en volume (à droite) de la poudre SPM 95 obtenue expérimentalement par microscopie optique à l'aide de l'appareil de mesure *Morphologi G3 Malvern*.

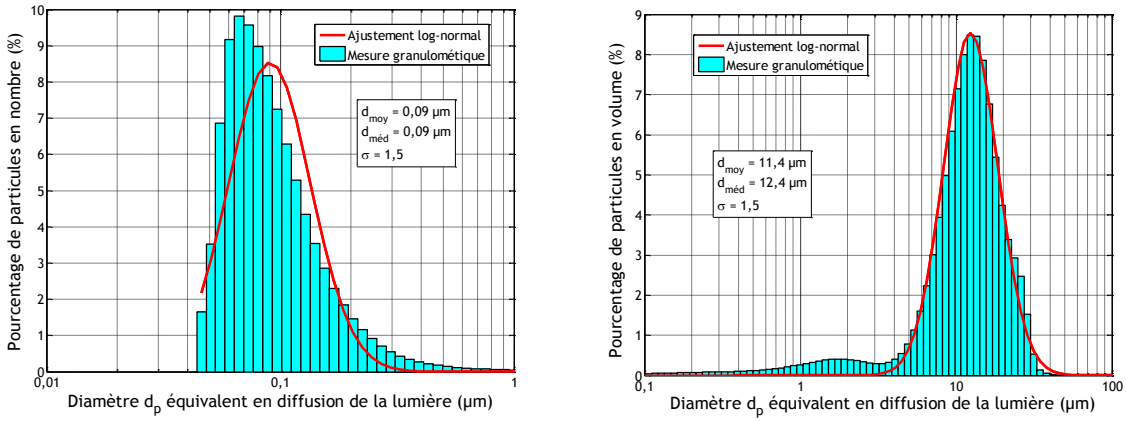


Figure 3.41 - Distribution granulométrique en nombre (à gauche) et en volume (à droite) de la poudre SPM 95 obtenue par diffusion de la lumière avec l'appareil de mesure *LS™ 13 320 BECKMAN*.

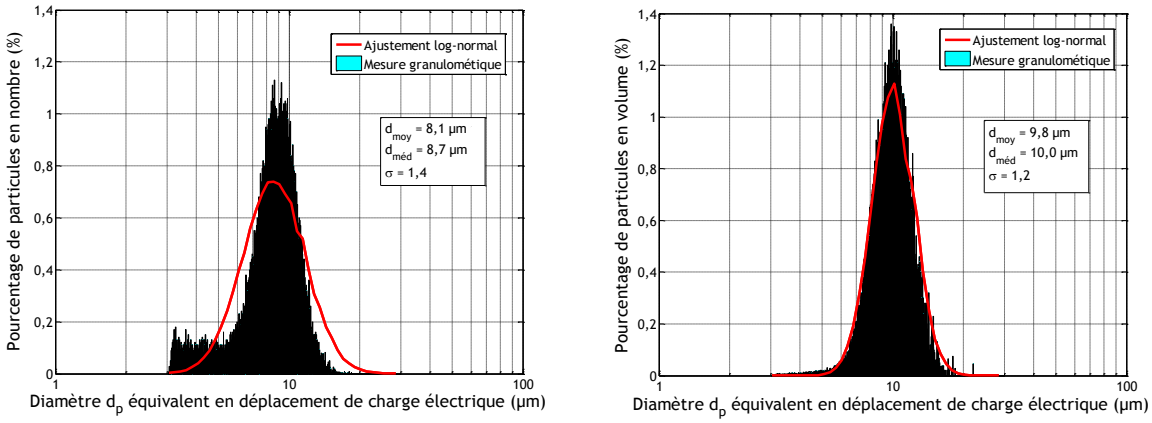


Figure 3.42 - Distribution granulométrique en nombre (à gauche) et en volume (à droite) de la poudre SPM 95 obtenue expérimentalement avec l'appareil de mesure *Multiziser 4 BECKMAN Coulter Counter*.

Tableau 3.6 – Paramètres granulométriques de la poudre d'oxyde d'aluminium SPM 95.

	Paramètres statistiques en nombre			Paramètres statistiques en volume		
	Moyenne géométrique (µm)	Ecart-type géométrique	Médiane (µm)	Moyenne géométrique (µm)	Ecart-type géométrique	Médiane (µm)
Morphologi G3 Malvern	9,7	1,8	11,9	15,8	1,4	10,0
Difractomètre LS™ 13 320 BECKMAN	0,1	1,5	0,1	11,4	1,5	12,4
Multiziser 4 BECKMAN Coulter	8,1	1,4	8,7	9,8	1,2	10,0

Des variations importantes entre diamètres équivalents pour une même poudre de particules, obtenus par différents appareils, ont été mises en évidence. Cela montre tout l'intérêt qu'il y a de posséder un parc d'appareils fonctionnant sur des principes physiques différents, et l'importance qu'il convient d'attacher à un examen critique des résultats. L'utilisation du paramètre « diamètre équivalent » dans un modèle de mise en suspension devra donc faire l'objet d'une réflexion approfondie, tenant compte de la méthode mise en œuvre pour quantifier la mise en suspension, mais aussi de l'approche théorique adoptée.

3.3.2 Les dépôts de particules monocouche

Pour effectuer des dépôts monocouche, j'ai utilisé le disperseur de l'appareil *Morphologi G3 Malvern*, dont un schéma de principe est présenté figure 3.43.

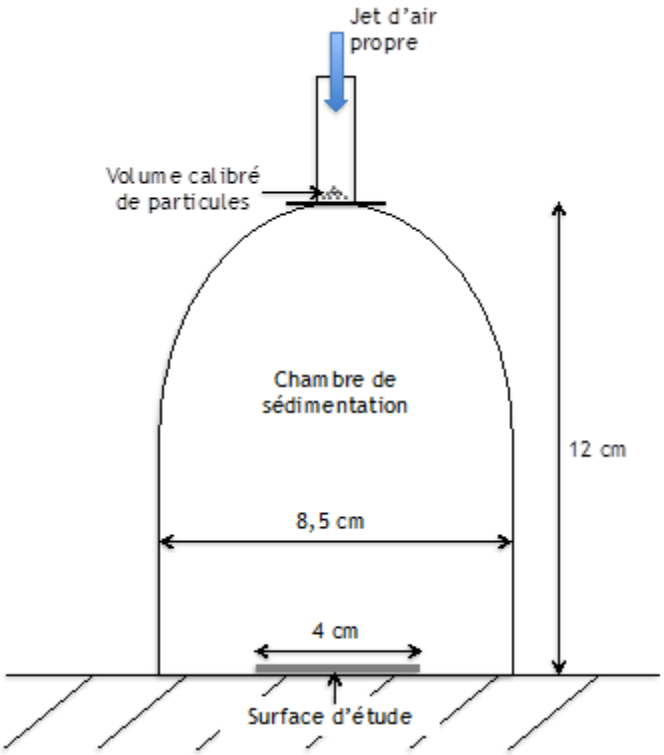


Figure 3.43 - Schéma de principe du disperseur utilisé pour la fabrication des dépôts monocouche.

Ce disperseur est constitué d'une cloche métallique qui vient se plaquer sur une surface. L'herméticité est réalisée à l'aide d'un joint se trouvant sous les lèvres de la cloche. Un volume calibré (fixé à 3 mm^3 dans nos expériences) de particules est déposé sur le haut de la cloche. Un jet d'air d'une pression de 4 bar et d'une durée de 10 ms permet d'injecter les particules dans la cloche. Les particules se déposent alors sur la surface se trouvant sous la cloche. Le volume de particules et le jet d'air choisis ont été optimisés dans le but d'obtenir des dépôts monocouche, homogènes et sans contacts entre les particules. Dans les expériences de mise en suspension de dépôts de particules monocouche, j'ai utilisé la poudre de tungstène W 12 et une surface de tungstène (appelée surface d'analyse MES dans la partie précédente). Le choix de la poudre W 12 est lié au fait que cette poudre est relativement bien dispersée avec un écart-type géométrique en nombre de 2,4 (en relation avec le diamètre équivalent en surface projetée). Des photographies d'un dépôt de particules de tungstène (poudre W 12) sur une surface de tungstène — système type à l'étude qui sera exposé à un écoulement et fera l'objet des expériences présentées dans le chapitre 5 — sont rassemblées figure 3.44.

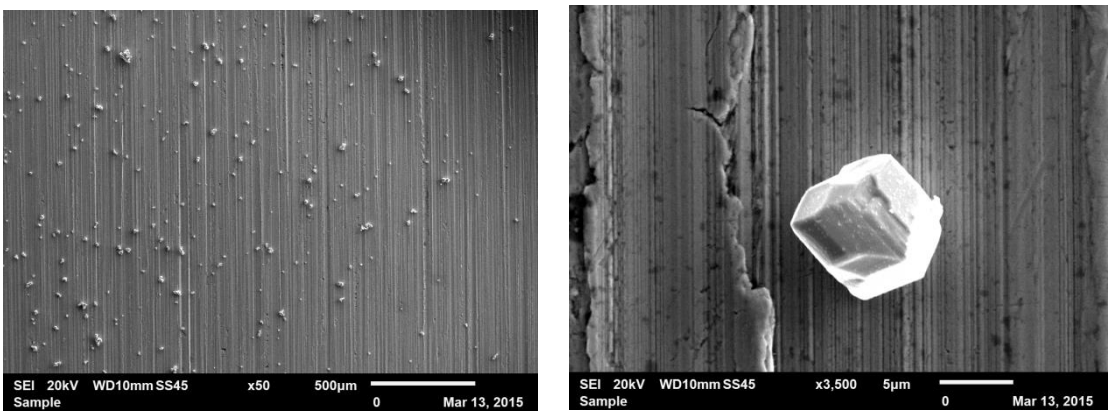


Figure 3.44 – Photographies MEB d'un dépôt monocouche de particules de tungstène W 12 sur une surface de tungstène. Le dépôt a été réalisé avec le disperseur de l'appareil *Morphologi G3 Malvern*.

Ce procédé de dépôt n'est cependant pas parfait et des agglomérats de particules ne peuvent être évités. La photographie MEB présentée figure 3.45 montre ainsi deux agglomérats de particules de tungstène après dispersion de la poudre W 12 sur une surface de tungstène. Ces agglomérats de particules sont dus aux grandes forces d'adhésion s'exerçant entre les particules de tungstène. Dans mon étude, ces agglomérats de particules seront considérés comme une particule unique.

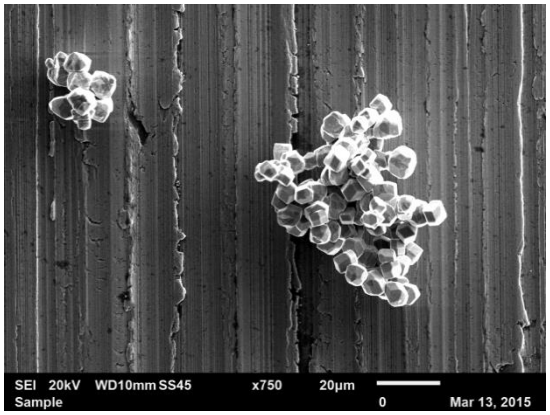


Figure 3.45 – Photographie MEB d'agglomérats de particules de tungstène après dispersion avec l'appareil *Morphologi G3 Malvern*.

Après avoir présenté le procédé qui a permis de réaliser les dépôts de particules monocouche, je consacre la partie qui suit aux procédés mis en œuvre afin d'effectuer des dépôts de particules multicouches.

3.3.3 Les dépôts de particules multicouches

Dans cette partie, les procédés qui m'ont permis de fabriquer des dépôts de particules multicouches sont présentés. De plus, la caractérisation des dépôts multicouches ainsi élaborés, au moyen d'une technique issue du domaine de la filtration, est détaillée.

3.3.3.1 La réalisation de dépôts multicouches

L'étude l'expérimentale du mécanisme de mise en suspension de dépôts de particules multicouches nécessite, en prérequis, la réalisation des dépôts homogènes et répétables en termes de structure

(épaisseur et porosité). Pour ce faire, deux installations ont été mises en œuvre. La première, située à Saclay (France), est dédiée à la préparation des échantillons introduits dans la soufflerie BISE-II. La deuxième, situé à l'Université d'Aarhus (Danemark), a été conçue afin de fabriquer les dépôts multicouches qui ont été introduits dans la soufflerie AWTS-II. Ces deux souffleries, dans lesquelles j'ai effectué les expériences de mise en suspension exposées dans les chapitres 5 et 6 de ce manuscrit, sont présentées dans le chapitre 4.

Le schéma du dispositif située à Saclay permettant la réalisation de dépôts de particules multicouches est présenté figure 3.46. Le principe consiste à effectuer un dépôt de particules par sédimentation dans une enceinte à basse pression. Après avoir placé dans l'enceinte la surface d'essai sur laquelle seront déposées les particules, l'enceinte est mise sous vide à l'aide d'une pompe. Le vide est primaire avec une pression résiduelle, variant de 15 à 50 mbar, qui est ajustée en fonction de la granulométrie des particules et de leur masse volumique. Une fois la basse pression établie, des volumes calibrés de particules (et d'air) sont injectés *via* une différence de pression générée par l'ouverture d'une vanne. Le nombre de volumes calibrés est choisi en fonction de l'épaisseur souhaitée du dépôt à l'étude.

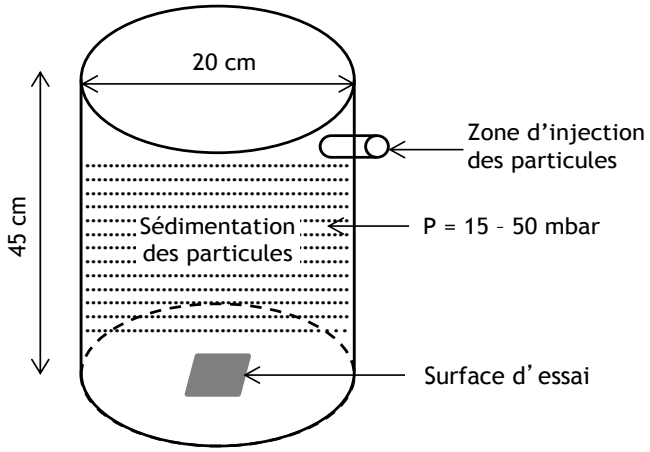


Figure 3.46 – Chambre de sédimentation à basse pression dans laquelle sont réalisés les dépôts de particules multicouches.

Le deuxième dispositif, situé à l'Université d'Aarhus, est une ancienne soufflerie nommé AWTS-I convertie en chambre de sédimentation. Une photographie de l'installation (ouverte) est donnée figure 3.47 et le schéma de principe permettant la réalisation des dépôts de particules est présenté figure 3.48. Après avoir placé la surface d'essai dans l'installation, celle-ci est fermée et mise sous vide. Comme précédemment, il s'agit d'un vide primaire, de 15 à 150 mbar, suivant la granulométrie et la masse volumique des particules utilisées. Une fois la basse pression établie, des volumes de particules calibrés sont injectés *via* un système de vannes. A l'intérieur de l'enceinte, un ventilateur permet d'homogénéiser les particules en cours de sédimentation.

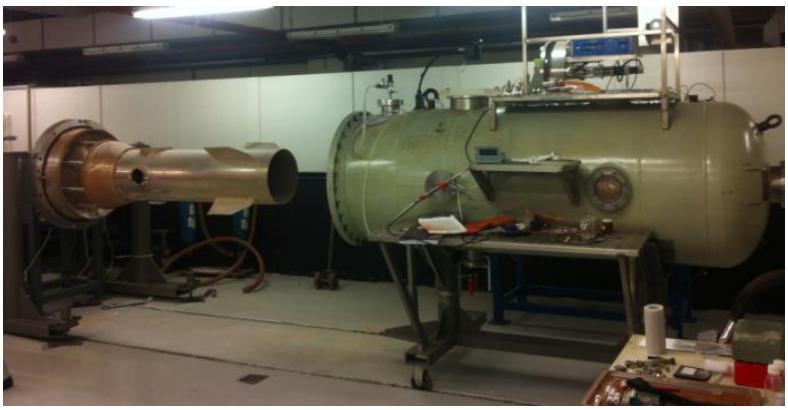


Figure 3.47 – Photographie de la soufflerie AWTS-I convertie en chambre de sédimentation.

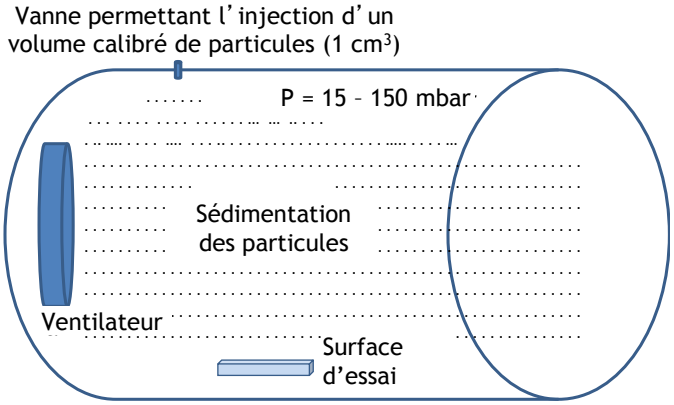


Figure 3.48 – Schéma de principe de la réalisation de dépôts de particules dans la soufflerie AWTS-I.

Après avoir présenté les procédés permettant la réalisation de dépôts de particules multicouches, tels que mis en œuvre et utilisés dans mes travaux de thèse, je détaille, dans la partie qui suit, la caractérisation de ces dépôts particulaire.

3.3.3.2 Caractérisation des dépôts de particules multicouches

Les dépôts multicouches étudiés au cours de ma thèse ne sont pas des tas de particules, dont la mise en suspension a été étudiée par Alloul-Marmor (2002), mais de fin dépôts allant de quelques micromètres à la centaine de micromètres. Ces dépôts ont été caractérisés afin de relier mes expériences de mise en suspension de dépôts multicouches à des paramètres physiques, paramètres qui pourront être réutilisés dans l'établissement d'un modèle de mise en suspension multicouches.

La caractérisation détaillée n'a pu être effectuée qu'avec les dépôts multicouches réalisés dans l'installation (figure 3.46) située dans notre laboratoire à Saclay. Pour analyser finement la structure des dépôts de particules, une méthode originale consistant à enrober le dépôt dans une résine spécifique de matérialographie a été utilisée. Les dépôts sont préalablement figés par vaporisation de colle cyanoacrylique, afin de ne pas perturber le dépôt au cours de l'enrobage. Cette technique, issue du domaine de la filtration (Bourrous *et al.*, 2014), est présentée schématiquement sur la figure 3.49. Le principe consiste à condenser des vapeurs de colle sur l'échantillon à analyser. Pour ce faire, de l'air sec chauffé à 80°C est chargé de vapeurs de cyanoacrylate en passant dans un erlenmeyer, puis est envoyé dans l'enceinte où se trouve l'échantillon. Les dépôts de particules stabilisés sont ensuite enrobés dans de la résine de type époxy (Specifix© 20), puis poncés et polis lors d'étapes successives se terminant par un polissage aux particules de diamant. Le but est d'obtenir une surface lisse et plane des dépôts particulaires pour acquérir des clichés MEB permettant la détermination, par traitement d'image, des paramètres caractéristiques : épaisseur et porosité.

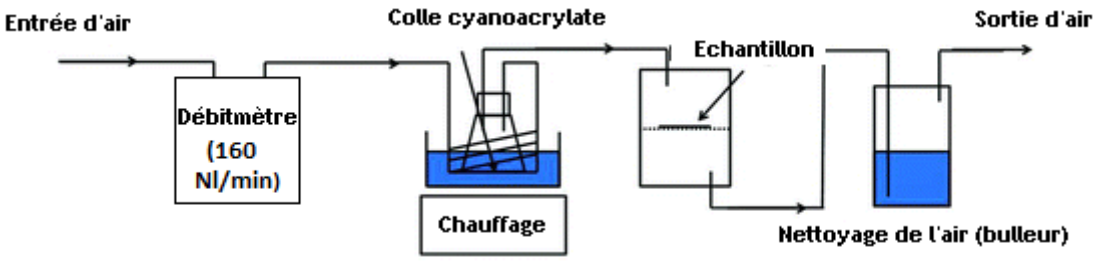


Figure 3.49 – Schéma de principe du procédé du figeage des dépôts de particules.

Sur la figure 3.50, on présente deux photographies MEB de deux dépôts de particules. Les dépôts ont été réalisés avec une poudre de tungstène.

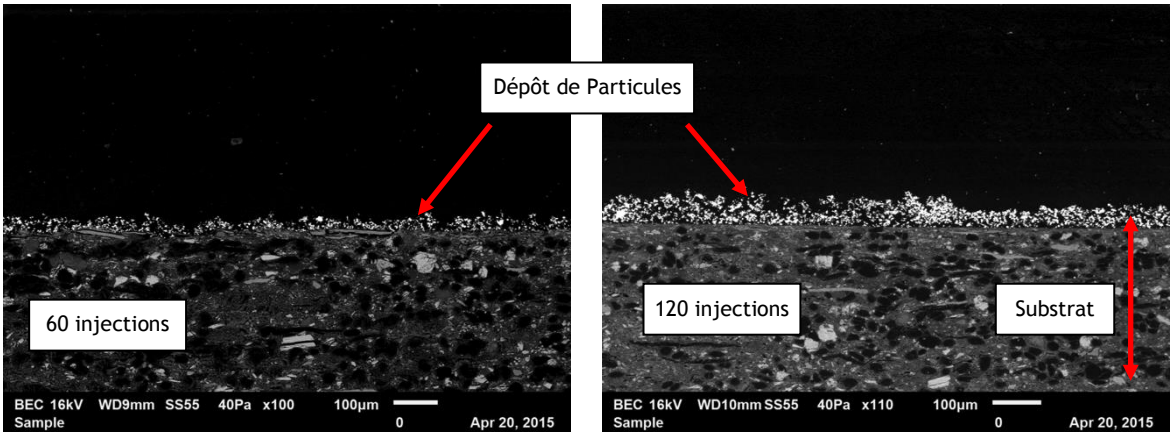


Figure 3.50 – Clichés MEB de deux dépôts de particules multicouches réalisés avec 60 et 120 injections de volumes calibrés de particules.

La figure 3.51 montre comment évolue la porosité des dépôts de particules en fonction de l'épaisseur du dépôt en question.

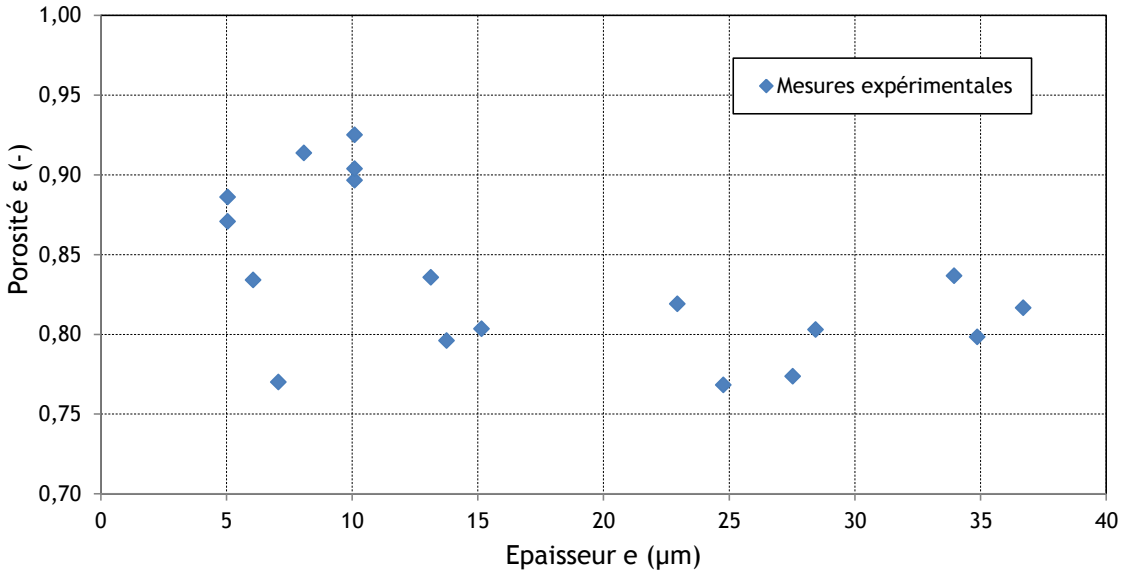


Figure 3.51 – Mesures expérimentales de la porosité en fonction de l'épaisseur du dépôt de particules de tungstène.

Figure 3.51, on constate que la porosité des dépôts de particules de tungstène se situe autour de 0,80. Les porosités supérieures à 0,85, qui se localisent à de faible épaisseurs, indiquent des lacunes relativement importantes dans les dépôts et est relation directe avec la concentration surfacique de particules déposées.

L'analyse des dépôts multicouches de tungstène a aussi mis en évidence la présence de dendrites, comme celles que l'on distingue figure 3.52.

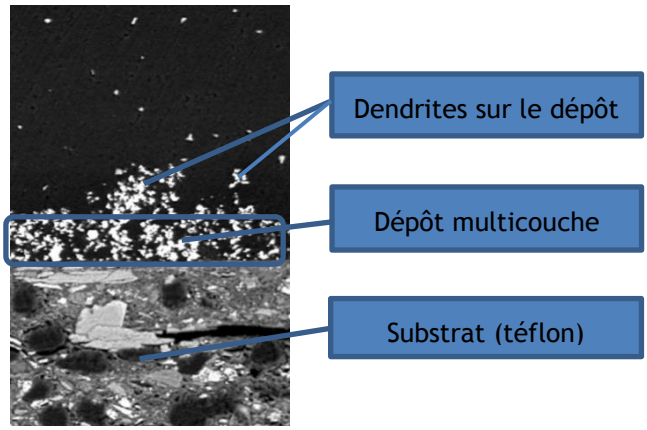


Figure 3.52 – Présence de denterites dans les dépôts de particules.

Faute de temps, la caractérisation des dépôts de particules réalisées avec les autres poudres à ma disposition n'a pas pu être effectuée. Par la suite, nous ferons donc systématiquement l'hypothèse d'une porosité de dépôts de particules de 0,80. L'épaisseur du dépôt sera, quant à elle, déterminée à l'aide de la masse volumique des particules constituant le dépôt, de la concentration surfacique du dépôt à l'étude, et donc avec l'hypothèse d'une porosité de 0,80. Cette forte porosité induit un passage monocouche — multicouches à des concentrations surfaciques relativement faibles.

Dans ce chapitre qui s'achève, j'ai déterminé quelques caractéristiques des systèmes qui seront potentiellement présents dans *ITER* : des particules de tungstène microniques, ayant une granulométrie comprise entre 0,1 et 10 µm, déposées sur des surfaces de tungstène d'une rugosité moyenne R_a avoisinant 200 nm. Les forces d'adhésion entre des particules de tungstène et des surfaces de tungstène ont aussi été mesurées expérimentalement par *AFM*. J'y ai détaillé la réalisation et la caractérisation des dépôts particulaires qui seront exposés à un écoulement d'air, expériences faisant l'objet des chapitres suivants.

Cette page est volontairement laissée blanche pour une impression recto-verso

CHAPITRE 4

LES ECOULEMENTS AERAULIQUES A L'ETUDE

4.1 La veine aéraulique BISE-II 129
4.1.1 Présentation de la soufflerie BISE-II 129
4.1.2 Caractérisation aéraulique de la soufflerie BISE-II 130
4.1.2.1 Mesures de la vitesse de l'écoulement d'air par PIV 130
4.1.2.2 Détermination théorique de la vitesse de l'écoulement d'air 136
4.1.2.3 Détermination de la vitesse de frottement u* 138
4.1.2.4 Détermination des distributions de fluctuations des force aérauliques 139
4.2 La soufflerie danoise AWTS-II 141
4.2.1 Présentation de la soufflerie AWTS-II 141
4.2.2 Caractérisation aéraulique de la soufflerie AWTS-II 143
4.2.2.1 Mesures de la vitesse d'écoulement par LDV 143
4.2.2.2 Détermination de la vitesse de frottement u* 147
4.2.2.3 Détermination de f_{rms} 148
4.3 Les performances des souffleries BISE-II et AWTS-II comparées aux scénarios LOVA envisagés dans ITER 150

Cette page est volontairement laissée blanche pour une impression recto-verso

Pour étudier expérimentalement le phénomène de mise en suspension de particules à basse pression, deux souffleries ont été à ma disposition : la veine aéraulique BISE-II, située sur le Centre IRSN de Saclay, et le *wind tunnel AWTS-II*, situé à l'Université d'Aarhus au Danemark. Dans ce chapitre, ces deux souffleries seront présentées avec les moyens métrologiques associés permettant de mesurer les paramètres aérauliques entrant dans le mécanisme de mise en suspension, à savoir, pour les plus importants : la vitesse de frottement u^* et la pression environnante P. De plus, une analyse des distributions de forces aérauliques, spécifiques aux installations, sera réalisée. Enfin, nous insisterons sur la représentativité des souffleries BISE-II et *AWTS-II* vis-à-vis des écoulements qui sont attendus lors d'un événement accidentel de perte de vide (*LOVA*) dans *ITER* (Gelain *et al.*, 2015), et sur la complémentarité de ces deux souffleries, permettant donc de couvrir une large séquence de l'événement accidentel envisagé.

4.1 LA VEINE AÉRAULIQUE BISE-II

4.1.1 Présentation de la soufflerie BISE-II

La soufflerie BISE-II — acronyme de Banc de mIse en Suspension par Ecoulement d'air — est une veine aéraulique permettant d'étudier le mécanisme de mise en suspension à basse pression de particules déposées sur une surface. L'ancienne version (BISE-I) était, quant à elle, dédiée à la mise en suspension de tas de particules, à pression atmosphérique (voir les travaux de thèse de Alloul-Marmor, 2002). La figure 4.1 présente le schéma simplifié de l'installation, dont la longueur totale atteint cinq mètres.

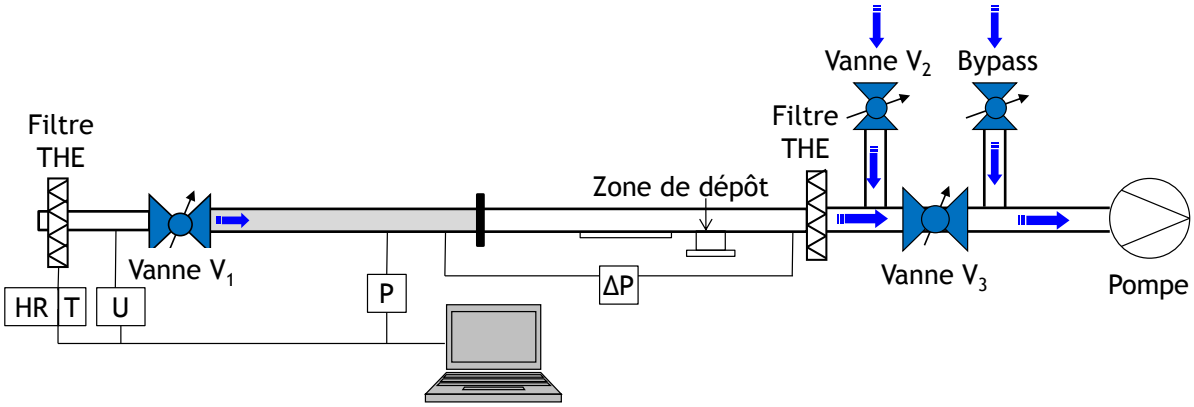


Figure 4.1 – Schéma de l'installation BISE-II.

L'écoulement qui traverse le banc est établi par aspiration à l'aide d'une pompe à vide (Rietschle SMV 500) située en aval et ayant un débit volumique non ajustable de 560 $m^3.h^{-1}$ au voisinage de la pression atmosphérique, lorsque la pompe est alimentée par un courant électrique de fréquence 60 Hz. Les vannes V_1 et V_2 servent à réguler l'écoulement, aussi bien en vitesse qu'en pression. La vanne V_3 permet de basculer l'aspiration, soit par la veine aéraulique, soit par un circuit de bypass lorsque l'on souhaite accéder à la veine pour introduire ou extraire des échantillons. Cela permet également de conserver les réglages des vannes de régulation avec les paramètres (vitesse, pression) choisis pour l'essai. Ainsi, cette installation permet d'atteindre des vitesses d'écoulement comprises entre 0,5 et 40 $m.s^{-1}$ et des pressions environnantes de 200 à 1000 mbar absolus. La vitesse de l'écoulement dans le banc est mesurée par un anémomètre thermique en céramique (transmetteur de vitesse aérodynamique TSI-8455 avec un étalonnage en usine) installé de manière permanente entre le filtre THE (Très Haute Efficacité) et la vanne V_1, en amont de la veine d'essai. La pression absolue est mesurée entre la vanne V_1 et la zone de dépôt. La température et l'humidité de l'air admis dans la soufflerie ne sont pas contrôlées mais mesurées par un capteur (TH300-PNB) installé dans le caisson du filtre THE, à l'entrée du banc. La zone d'essais de BISE-II est à l'intérieur d'un conduit parallélépipédique rectangle ayant comme dimensions 90 cm de longueur pour 7,5 cm de largeur et 5,9 cm de hauteur. Ce conduit est divisé en deux parties : une partie entièrement composée d'acier inoxydable (en gris sur la figure 4.1), et l'autre composée de

plexiglas, de verre et d'acier inoxydable (conduit en blanc prolongeant le conduit gris sur la figure 4.1). En effet, afin d'observer le phénomène de mise en suspension, verre et plexiglas, matériaux transparents, ont été respectivement installés sur les côtés et la partie haute (« plafond ») de cette section. La partie basse (« plancher ») de la zone d'essais est en acier inoxydable.

Pour chaque expérience présentée dans ce manuscrit, les paramètres ayant une influence sur le mécanisme de mise en suspension (Henry et Miner, 2014a) — pression absolue (*P*), vitesse de l'écoulement d'air (*U*), vitesse de frottement (u^*) à partir d'une mesure de ΔP, humidité relative (*HR*) et température (*T*) — seront indiqués.

4.1.2 Caractérisation aéraulique de la soufflerie BISE-II

Peillon et Roynette (2013) ont effectué une qualification aéraulique à pression atmosphérique de l'installation BISE-II à l'aide d'une chaîne d'anémométrie à fil chaud Dantec. Il ressort de leurs mesures des distributions de fluctuations de vitesse qui suivent des lois normales, comme l'avait admis Reeks et Hall (2001). Ainsi, nos résultats expérimentaux de mise en suspension seront comparés, en premier lieu, aux prédictions du modèle *Rock'n Roll* corrélé par Biasi *et al.* (2001), en utilisant des distributions normales pour les fluctuations des forces aérauliques. Pour mémoire, à partir de calculs *DNS* (*Direct Numerical Simulation*), Zhang *et al.* (2013a) ont supposé des distributions de forces aérauliques fluctuantes non gaussiennes. Cette hypothèse ne s'applique pas aux écoulements d'air, non transitoires et bien maitrisés en termes de pression et de vitesse, s'établissant dans la veine aéraulique BISE-II. Cependant, cela reste à définir et à étudier pour des écoulements transitoires subissant de fortes accélérations : conditions qui prévaudront dans *ITER* lors d'un accident potentiel de perte de vide (*LOVA*), mais qui se situent hors du cadre d'étude de cette thèse, et qui ne seront donc pas traitées dans le manuscrit.

La mesure par chaîne d'anémométrie à fil chaud Dantec permettant de mesurer localement la vitesse de l'écoulement d'air est basée sur l'échange de chaleur par convection entre le fil chaud et l'écoulement, qui est par conséquent aussi fonction de la pression environnante. Or, l'étalonnage ne se faisant qu'à pression atmosphérique, la qualification aéraulique à basse pression de BISE-II n'a pu être effectuée avec ce dispositif.

Dans l'installation BISE-II, la mesure de la vitesse de l'écoulement est réalisée dans le volume se trouvant entre la vanne V_1 et le filtre THE d'entrée (voir figure 4.1). Cette mesure est donc faite, approximativement à pression atmosphérique, tandis que la pression absolue dans le volume se trouvant entre les vannes V_1 et V_2 peut être très en dessous de la pression atmosphérique (selon la régulation par les vannes V_1 et V_2 choisie). Ainsi, lorsque la pression absolue dans le volume entre V_1 et V_2 est plus basse que la pression atmosphérique, la vitesse mesurée dans le volume à pression atmosphérique n'est pas celle établie dans le volume se situant entre les vannes V_1 et V_2. Rappelons que la mesure de vitesse est réalisée avec un anémomètre en céramique étalonné en usine à pression atmosphérique : la pression environnante influençant la mesure, ce dispositif ne pouvait pas être installé dans le volume où s'établit une pression inférieure.

Afin de mesurer expérimentalement les vitesses de l'écoulement d'air à basse pression dans la veine aéraulique de BISE-II, j'ai effectué des mesures *PIV* (*Particle Image Velocimetry*) qui sont présentées dans la partie qui suit.

4.1.2.1 Mesures de la vitesse de l'écoulement d'air par PIV

La *PIV* est une technique de mesure optique désormais couramment utilisée et appréciée, du fait que l'écoulement n'est pas influencé par un quelconque dispositif intrusif. Elle permet d'obtenir des informations *in situ* et relativement globales sur les vitesses d'un écoulement. Pour mesurer la vitesse d'un écoulement par *PIV*, on ensemence le fluide avec des particules qui suivent

l'écoulement étudié. Dans notre cas, nous avons utilisé de petites gouttes d'huile, di-(2-ethylhexyl) sebacate, d'une granulométrie d'environ 0,4 µm et de masse volumique 0,91 g.mL^{-1}. Une nappe laser monochromatique pulsée, couplée à une caméra *CCD* (*charge coupled device*) préalablement calibrée, est alors projetée dans la zone de l'écoulement ensemencé que l'on souhaite analyser. La figure 4.2 présente le dispositif *PIV* qui a permis de réaliser les mesures de vitesse d'écoulement d'air dans l'installation BISE-II. Pour plus de détails sur la mesure par *PIV*, on se référer à Jouan De Kervenoel (2009) qui consacre son mémoire de thèse à cette technique de mesure dans une conduite rectangulaire.

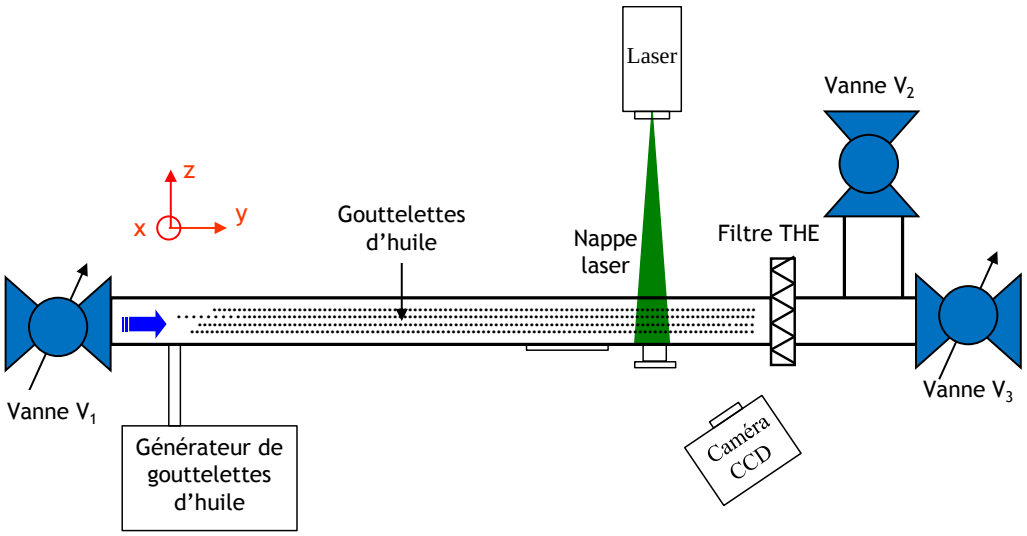


Figure 4.2 – Schéma présentant les mesures PIV dans la veine aéraulique BISE-II.

La nappe laser pulsée permet de visualiser les positions y et z des particules à deux instants donnés. Ainsi, à partir des couples d'image enregistrées par la caméra CCD, les champs de vitesse de l'écoulement sont calculés à partir des mesures du déplacement des particules entre deux impulsions laser. Pour faire ces mesures, les images sont découpées en zones d'interrogation, contenant suffisamment de particules, afin d'effectuer un calcul d'inter-corrélation dont la détermination de la position du maximum par rapport au centre de la maille d'analyse est une mesure du déplacement du groupe de particules pour cette région d'interrogation.

Les mesures présentées correspondent à une moyenne de 50 couples d'images successives. Les images obtenues donnent une information globale sur le champ de vitesse dans la veine aéraulique BISE-II suivant les axes y et z indiqués figure 4.2. Comme présenté sur la figure 4.3, j'ai analysé une zone rectangulaire de 52,8 mm × 79,2 mm.

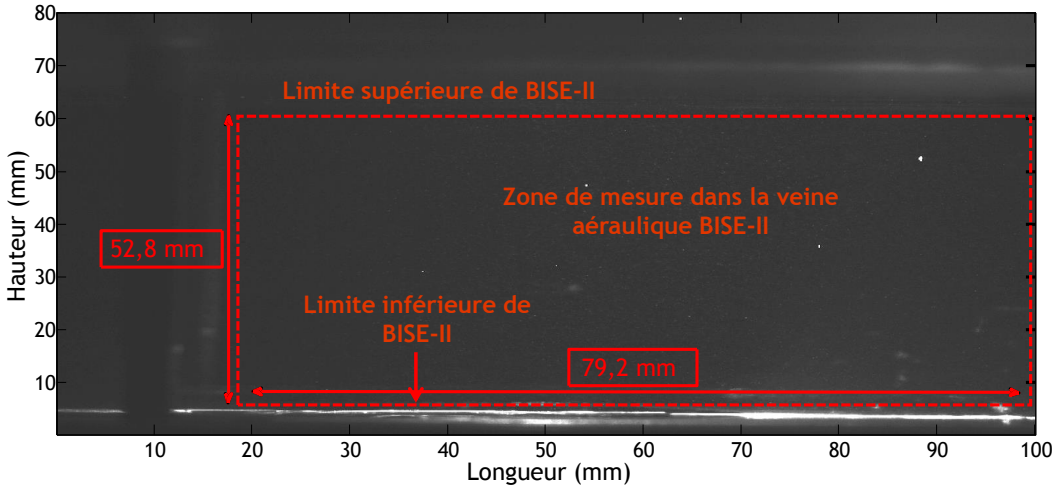


Figure 4.3 – Photographie visualisant la zone où ont été réalisées les mesures *PIV* dans BISE-II.

Compte tenu des réflexions du faisceau lumineux par la paroi inférieure de la veine aéraulique, les mesures *PIV* n'ont pu être effectuées qu'à partir d'une hauteur z de 2,3 mm de la paroi inférieure correspondant à la région d'intérêt : zone où seront déposées les particules. La résolution spatiale des mesures est de 1,26 mm suivant l'axe z représentant la hauteur de la veine aéraulique. Après un traitement des données expérimentales sous Matlab, j'ai obtenu les champs de vitesse calculés dans chaque zone d'interrogation (d'une surface suivant z et y de 1,26 mm × 1,26 mm). Afin d'obtenir des profils de vitesses suivant l'axe z, et par conséquent de visualiser l'influence de la paroi sur l'écoulement d'air dans BISE-II, les vitesses obtenues suivant l'axe y ont été moyennées. De plus, avec ces mesures *PIV*, j'ai déterminé la vitesse au centre de la conduite et la vitesse maximale de l'écoulement.

Ainsi, sont présentées respectivement sur les figures 4.4, 4.5, 4.6 et 4.7, les mesures *PIV* réalisées à 1000, 700, 500 et 300 mbar. Sur les champs *PIV*, les quelques zones présentant des vitesses relativement faibles ne sont pas représentatives de l'écoulement et correspondent à des pixels défaillants. Néanmoins, ceci a été pris en compte dans le calcul de la vitesse au centre de la veine U_{centre} comme dans le calcul de la vitesse maximale U_{max}.

Comme constaté sur les champs de vitesse *PIV*, la vitesse maximale U_{max} ne correspond pas forcément à la vitesse de l'écoulement se trouvant au centre de la veine aéraulique. L'explication vient du fait que les surfaces limitant le conduit, suivant l'axe z, ne sont pas toutes constituées du même matériau : la partie inférieure est constituée d'acier inoxydable tandis que la partie supérieure est constituée de plexiglass. Par conséquent, le frottement de l'air sur la paroi diffère, provoquant une différence dans le cisaillement.

Pour les vitesses d'écoulement les plus importantes, les mesures *PIV* montrent des perturbations dans la partie supérieure de la zone analysée qui sont dues à un mauvais ensemencement. En effet, comme le montre la figure 4.2, les particules sont injectées en amont et par la partie inférieure du conduit. Ainsi, n'ayant pas une vitesse d'injection verticale suffisante pour des vitesses d'écoulement horizontales relativement importantes, les particules injectées dans l'installation n'ensemencent pas correctement la partie supérieure de la zone d'analyse. Cette observation est au cœur de la problématique de la longueur de bon mélange, qui a récemment été étudiée par Alengry (2014) dans sa thèse IRSN. Mais, l'ensemencement est valable jusqu'au centre du conduit, ce qui a permis de déterminer la vitesse d'écoulement s'établissant à ce niveau et tout particulièrement dans la zone d'intérêt où sont disposés les dépôts de particules, en partie basse de la zone analysée.

Les particules doivent suivre l'écoulement. Cependant, lorsque la pression environnante diminue, il y a une compétition entre la vitesse de sédimentation des particules, qui augmente, et la vitesse de l'écoulement. Avec une vitesse d'écoulement faible, l'ensemencement d'un fluide à basse pression n'est pas parfait. Ainsi, comme observé sur la figure 4.7, à environ 300 mbar et une vitesse d'écoulement central de 17 $m.s^{-1}$, l'ensemencement n'est pas optimal et le champ de vitesse mesuré se voit perturbé par l'insuffisance du nombre de particules traceuses. Là encore, les mesures de vitesses donnent tout de même des résultats satisfaisants.

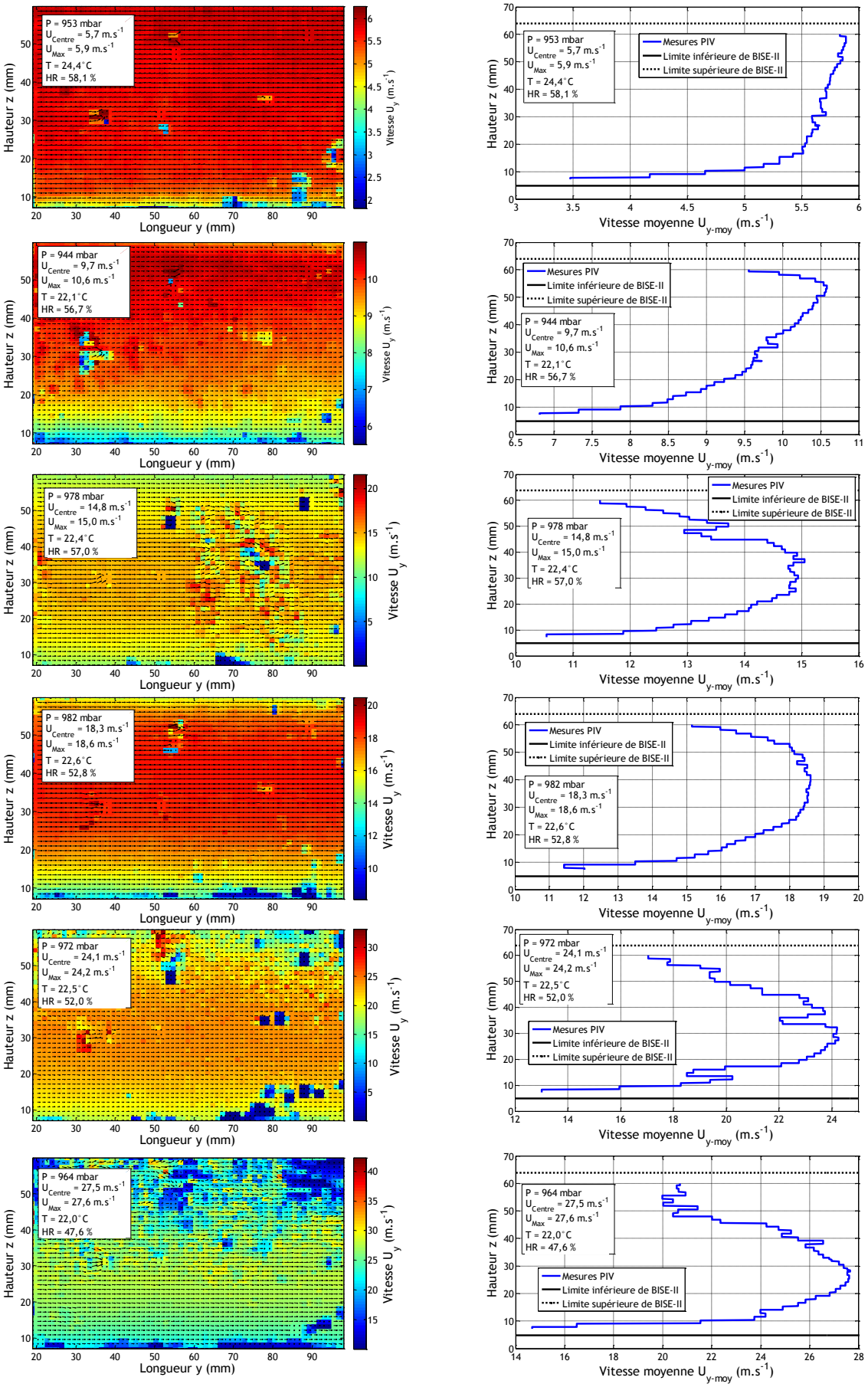


Figure 4.4 – Champs de vitesses obtenus par *PIV* dans BISE-II autour de 1000 mbar.

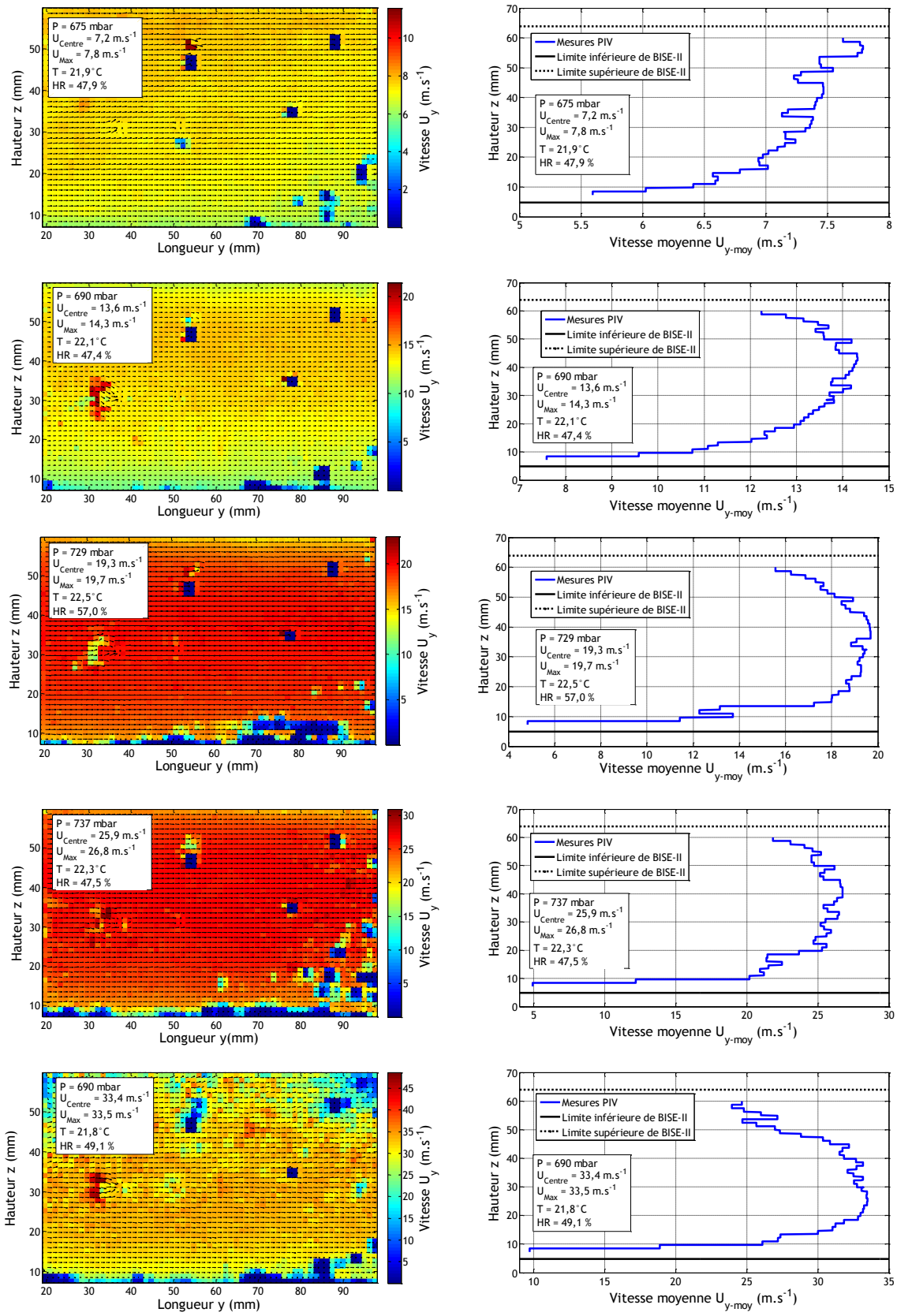


Figure 4.5 – Champs de vitesses obtenus par *PIV* dans BISE-II autour de 700 mbar.

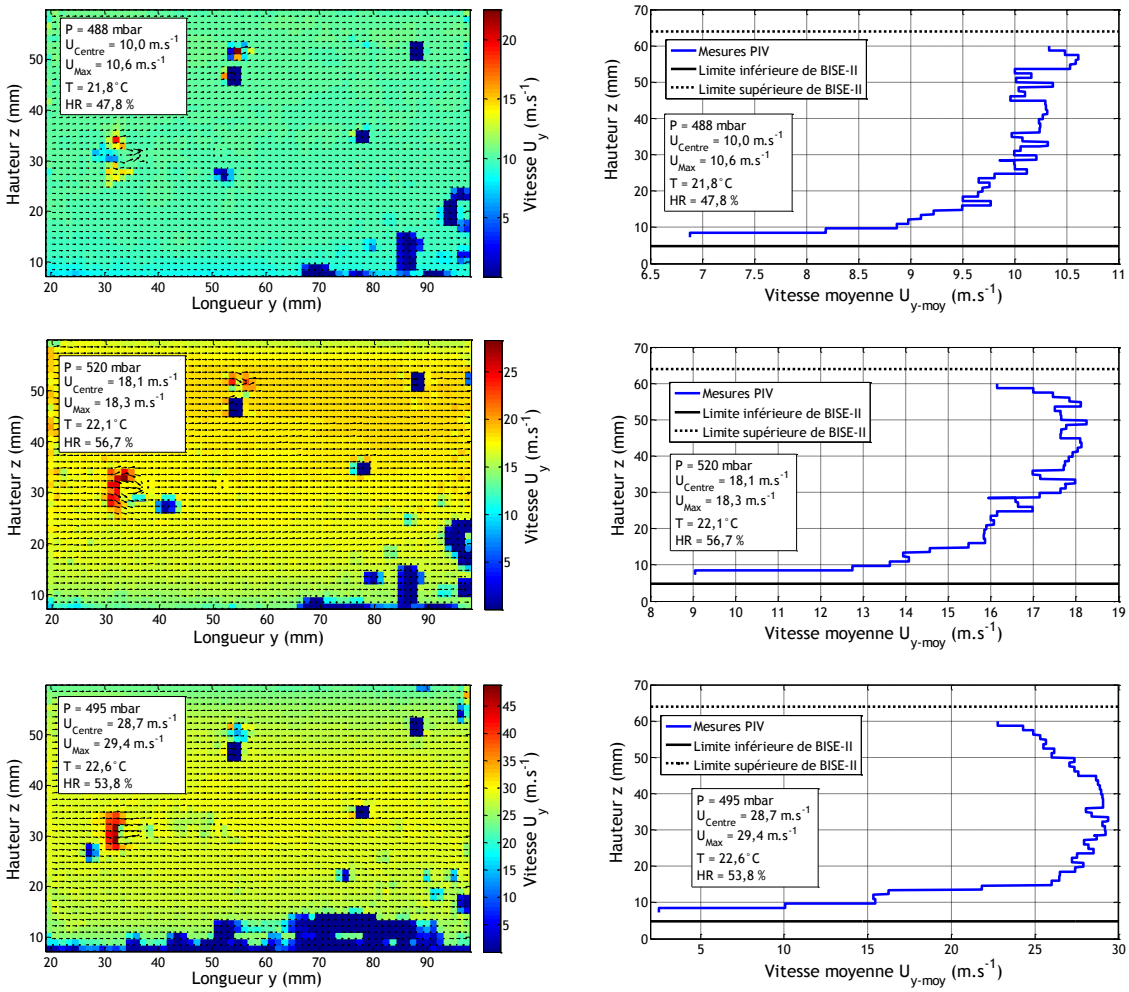


Figure 4.6 – Champs de vitesses obtenus par *PIV* dans BISE-II autour de 500 mbar.

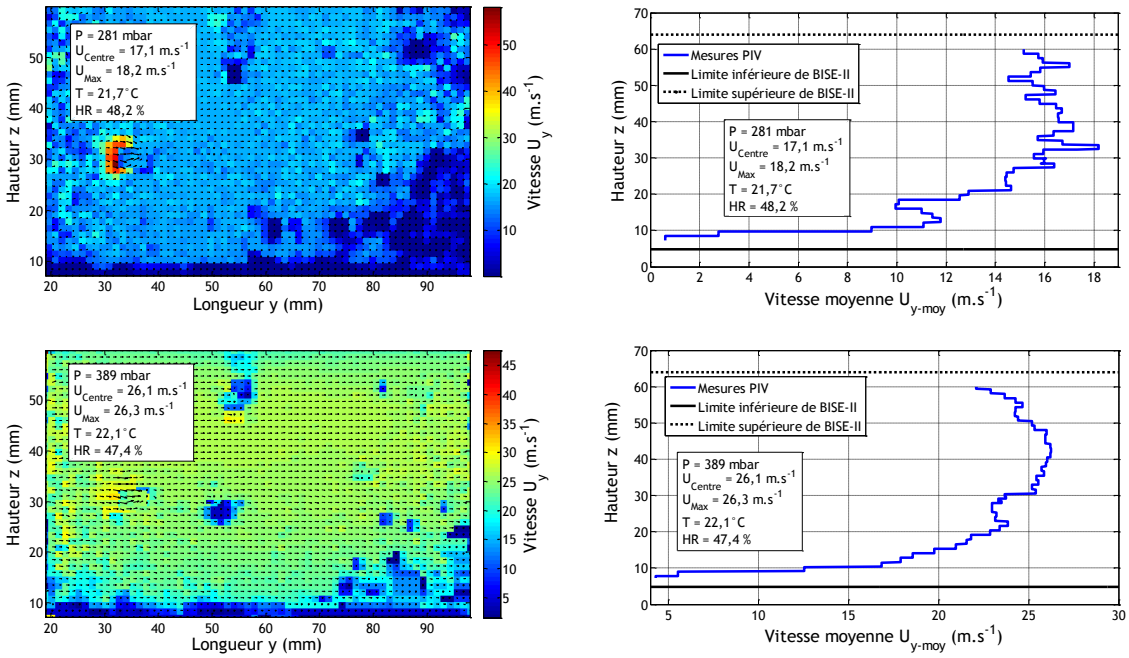


Figure 4.7 – Champs de vitesses obtenus par *PIV* dans BISE-II autour de 300 mbar.

L'expression de la vitesse *U* entre le filtre THE et la vanne V_1 (voir figure 4.2) est le résultat d'une mesure réalisée au centre de la conduite. Par conséquent, c'est la vitesse mesurée au centre de la veine aéraulique U_{centre} qui est comparée à la vitesse *U* mesurée par l'anémomètre. Afin de montrer que les mesures de vitesses données par ce dispositif ne sont pas utilisables à basse pression, nous comparons, figure 4.8, les mesures de vitesses obtenues par *PIV* et des mesures de vitesses obtenues avec l'anémomètre.

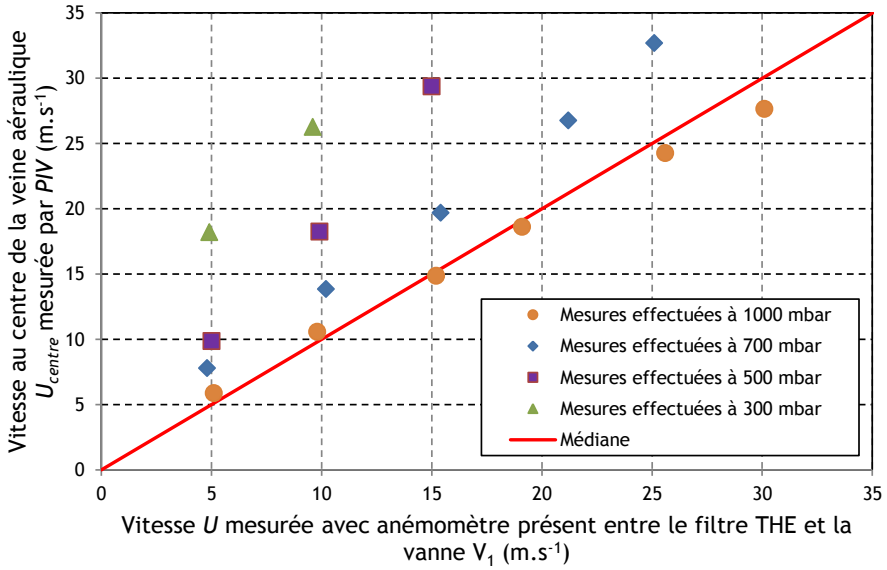


Figure 4.8 – Comparaison des mesures de vitesses d'écoulement d'air réalisées au centre de la veine aéraulique, obtenues par *PIV* ou par l'anémomètre en céramique.

Sur la figure 4.8, on constate qu'à pression atmosphérique les deux dispositifs de mesure donnent des résultats relativement similaires. Cependant, lorsque la pression absolue diminue, les valeurs données par l'anémomètre s'écartent de celles obtenues par *PIV*, et d'autant plus que la vitesse de l'écoulement augmente.

Disposant maintenant de mesures d'écoulement fiables, qui sont celles obtenues par *PIV*, nous pouvons valider une méthode de calcul que nous utiliserons par la suite afin de déterminer les vitesses d'écoulement d'air s'établissant dans la soufflerie BISE-II au cours de nos expériences de mise en suspension.

4.1.2.2 Détermination théorique de la vitesse de l'écoulement d'air

De manière théorique, pour déterminer la vitesse de l'écoulement dans la section d'essais de BISE-II, nous considérons deux volumes élémentaires V_{ext} et V_{int} (voir figure 4.9).

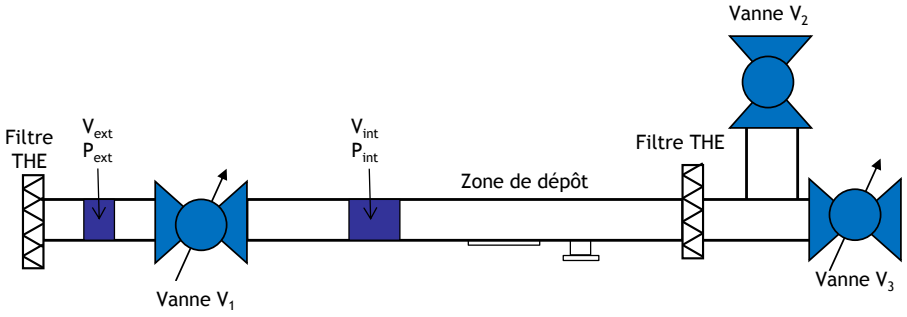


Figure 4.9 – Visualisation des deux volumes V_{ext} et V_{int}.

La loi de conservation des débits massiques donne :

$$Q_{ext} = Q_{int}\,, \tag{4.1}$$

où Q représente le débit massique et les indices « ext » et « int » correspondent respectivement à la zone extérieure et intérieure.

Ainsi, nous obtenons l'égalité :

$$\rho_{ext} U_{ext} S_{ext} = \rho_{int} U_{int} S_{int}\,, \tag{4.2}$$

où U représente la vitesse de l'écoulement au centre de la veine aéraulique, et ρ la masse volumique du fluide.

De plus, la loi des gaz parfaits donne :

$$\rho = \frac{PM}{RT}\,, \tag{4.3}$$

où P est la pression, M la masse molaire, R la constante des gaz parfaits et T la température.

Ainsi, sachant que dans BISE-II les sections S_{ext} et S_{int} sont égales, et en combinant l'équation (4.3) et l'équation (4.2), nous obtenons en faisant l'hypothèse d'un écoulement isotherme (détente de Joule-Thomson d'un gaz supposé parfait) :

$$U_{int} = \frac{P_{ext}}{P_{int}} U_{ext}\,. \tag{4.4}$$

Figure 4.10, nous comparons les mesures obtenues par *PIV* et celles obtenues théoriquement à partir de l'équation (1.1). On constate que les mesures *PIV* sont en bon accord avec cette équation (1.1) que nous utiliserons ainsi validée afin de déterminer la vitesse de l'écoulement lors de nos essais de mise en suspension de particules.

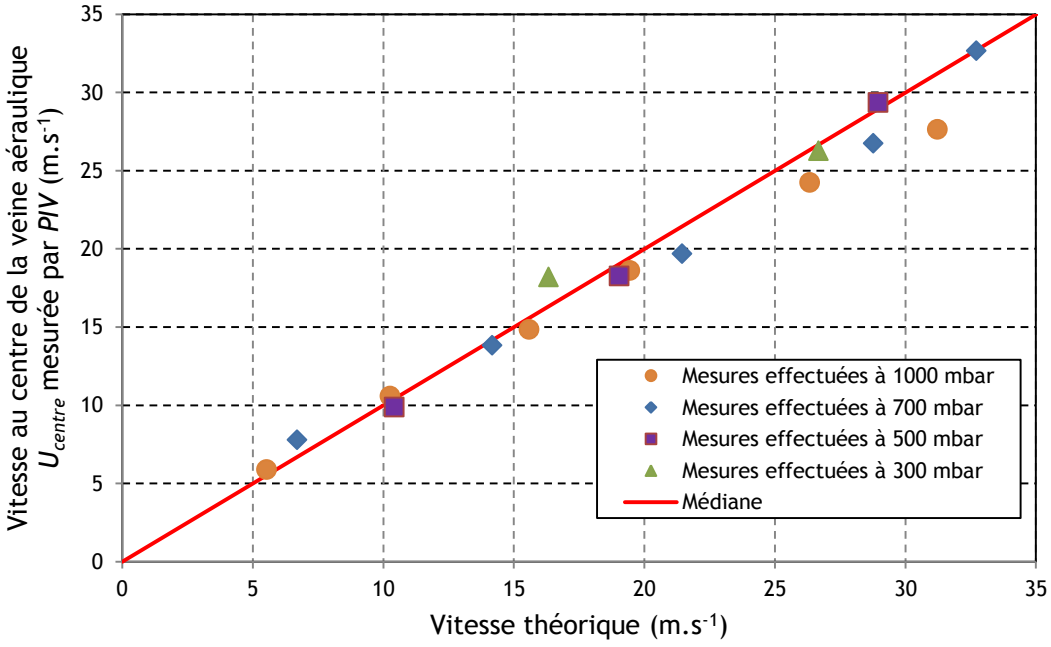


Figure 4.10 – Comparaison entre les vitesses mesurées par PIV et celles obtenues par le calcul (1.1).

*4.1.2.3 Détermination de la vitesse de frottement u**

Dans les modèles de mise en suspension, un des paramètres prépondérants est la vitesse de frottement — voir notamment les travaux d'Henry et Miner (2014a) exposant clairement les modèles de mise en suspension monocouche. Ainsi, pour déterminer expérimentalement la vitesse de frottement dans BISE-II, nous avons mesuré la perte de charge entre deux points de la veine. La vitesse de frottement peut être définie comme :

$$u^{*2} = \frac{1}{2} C_f U_q^2 , \tag{4.5}$$

où C_f est le coefficient de frottement et U_q la vitesse débitante (m.s^{-1}).

La perte de charge ΔP entre deux points dans le conduit de diamètre hydraulique D_H séparés par une distance L s'exprime par :

$$\Delta P = \Lambda \frac{L}{D_H} \rho_f \frac{U_q^{\,2}}{2} , \tag{4.6}$$

où Λ est le coefficient de perte de charge linéaire, qui peut également s'écrire, d'après Comolet (1994) :

$$\Lambda = 4.C_f . \tag{4.7}$$

Ainsi, les équations (4.5), (4.6) et (4.7) conduisent à :

$$u^* = \sqrt{\frac{\Delta P D_H}{4 \rho_f L}} . \tag{4.8}$$

Le diamètre hydraulique dans BISE-II équivaut à D_H = 6,66 10^{-2} m, et les deux piquages, permettant la mesure de perte de charge ΔP, sont situés à une distance L = 0,96 m l'un de l'autre. L'instrument utilisé pour mesurer la perte de charge linéaire entre ces deux piquages est un transmetteur de pression différentielle. Ainsi, compte tenu de la distance L entre les deux points de mesure, la vitesse de frottement u^* calculée correspond à une moyenne sur toute la longueur L, et non à une vitesse locale au niveau de la zone de dépôt.

Les vitesses de frottement déterminées expérimentalement ont été comparées à la corrélation de Schlichting (1979), valable pour un écoulement turbulent, donnée par :

$$u^{*\,2} = 0{,}0225 . U_{centre}^{\,7/4} . \left(\frac{\nu_f}{R_H} \right)^{1/4} , \tag{4.9}$$

où ν_f est la viscosité cinématique du fluide (m^2.s^{-1}), U_{centre} la vitesse maximale située généralement au centre du conduit (m.s^{-1}) et R_H le rayon hydraulique (m).

L'intérêt de la relation de Schlichting se justifie par le fait qu'elle prend en compte la pression environnante par l'intermédiaire de la viscosité cinématique du fluide ν_f.

Sur la figure 4.11, nous comparons les vitesses de frottement u^* calculées à partir de la mesure de perte charge (4.8) et celles calculées avec la relation de Schlichting (4.9).

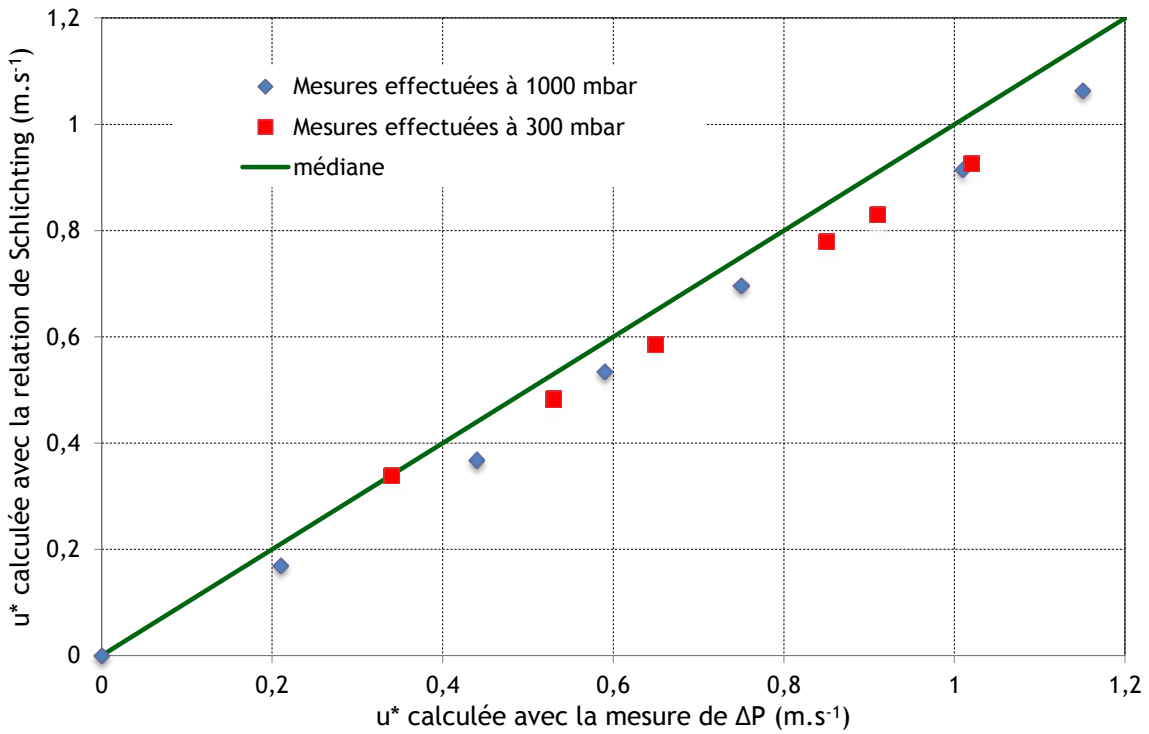


Figure 4.11 – Comparaison de la vitesse de frottement u* calculée à partir de la mesure des pertes charge dans BISE-II et de celle calculée avec la relation de Schlichting (1979).

Les vitesses de frottement présentées sur la figure 4.11 sont valables pour un conduit sans particules sur la paroi. On constate sur la figure 4.11 que les vitesses de frottement calculées à partir de la mesure de la différence de pression ΔP sont légèrement inférieures à celles calculées avec la relation de Schlichting (1979), que ce soit à pression atmosphérique ou à 300 mbar. Cela peut s'expliquer par le fait que les vitesses de frottement calculées à partir de la mesure de la perte de charge correspondent à des vitesses de frottement moyennes sur la longueur L (distance entre les deux piquages) où l'écoulement n'est pas encore totalement établi. Malgré cette légère différence, les deux calculs de la vitesse de frottement sont en bon accord et prennent en compte la pression à l'intérieur de la veine aéraulique de BISE-II, ici fixée à 1000 et 300 mbar. Ceci permet d'être confiants dans la validité de la corrélation de Schlichting (1979), que nous utiliserons désormais pour calculer les vitesses de frottement u^*. Le coefficient de l'équation de Schlichting (1979) étant dépendant de l'installation, il peut être affiné afin de se rapprocher des mesures expérimentales.

4.1.2.4 Détermination des distributions de fluctuations des force aérauliques

Comme indiqué précédemment, Peillon et Roynette (2013) ont réalisé des mesures de fluctuations de vitesse au centre de la veine aéraulique, à l'aide d'une chaîne d'anémométrie à fil chaud Dantec. Trois vitesses d'écoulement d'air (5, 15 et 30 m.s^{-1}) ont été mesurées au centre de la veine aéraulique. Il en ressort des distributions normales de fluctuations de vitesses (voir Peillon et Roynette, 2013) dont les distributions gaussiennes normalisées sont présentées figures 4.12, 4.13 et 4.14. Avec l'hypothèse que la fluctuation de vitesse est la même en proche paroi qu'au centre de la veine, j'ai calculé les distributions de fluctuations des forces aérauliques s'exerçant sur une particule d'un micromètre (voir figures 4.12, 4.13 et 4.14) déposée sur une surface plane. Pour cela, j'ai utilisé l'équation des forces aérauliques donnée par Reeks et Hall (2001) :

$$F_{aéraulique} = 2{,}1.\rho_f v_f^2 \left(d_p^+\right)^{2{,}31} + 801.\rho_f v_f^2 \left(d_p^+\right)^2 \qquad (4.10)$$

où ρ_f = 1,17 kg.m^{-3} est la masse volumique de l'air à 23°C et 1000 mbar, v_f = 1,56 m^2.s^{-1} la viscosité cinématique de l'air à 23 °C et 1000 mbar, $d_P^+ = \frac{d_P u^*}{v_f}$ le diamètre adimensionné de la particule (-), d_p le diamètre de la particule (m), et u^* la vitesse de frottement (m.s^{-1}).

Le fait de modifier le diamètre de la particule (dans la plage granulométrique à l'étude, allant de 0,1 à 50 µm), n'a pas d'effet notable sur le résultat des calculs de fluctuations de vitesses, dont l'écart-type ne varie pas. Pour ces calculs, les vitesses de frottement ont été calculées avec la corrélation de Schlichting (4.9).

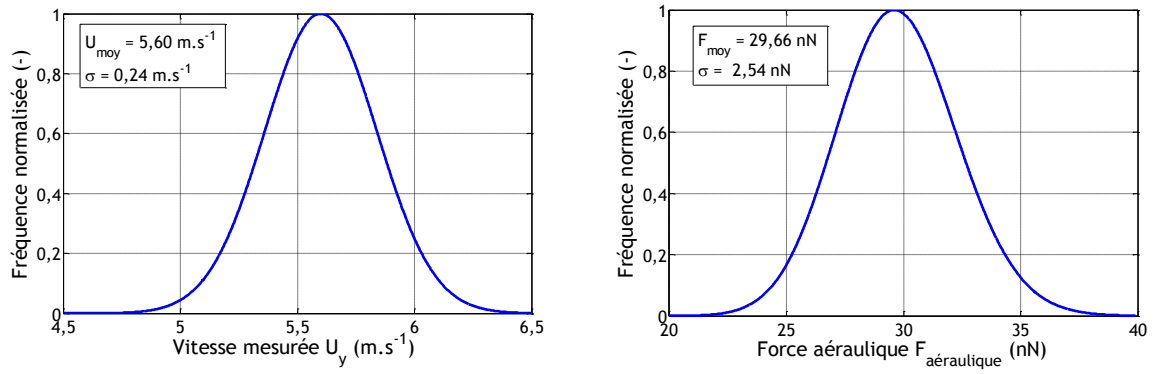


Figure 4.12 – Distribution de vitesses U_y (à gauche) et des forces aérauliques $F_{aéraulique}$ (à droite) obtenues à pression atmosphérique et pour une vitesse d'écoulement d'air paramétrée à 5 m.s^{-1}.

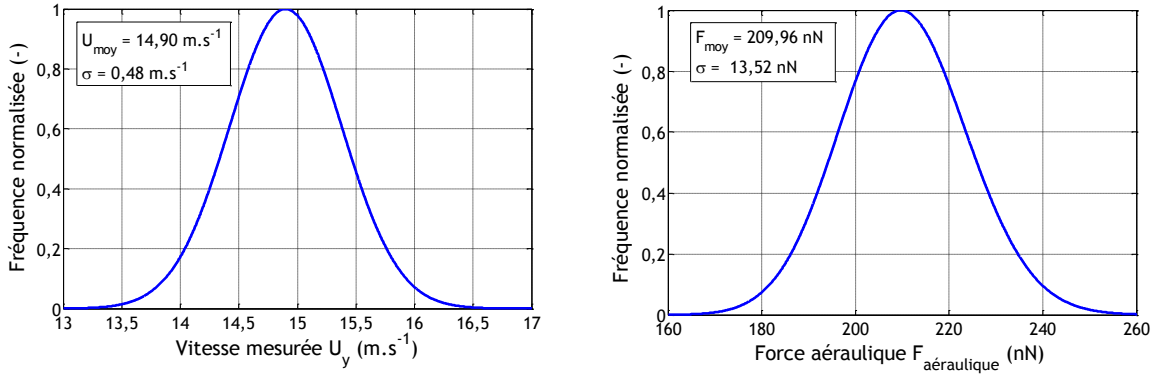


Figure 4.13 – *Idem* figure 4.12, mais pour une vitesse d'écoulement d'air paramétrée à 15 m.s^{-1}.

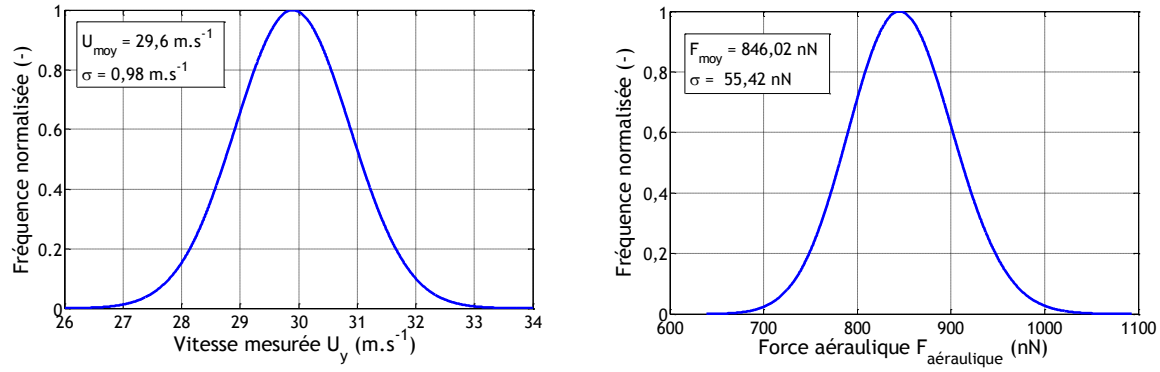


Figure 4.14 – *Idem* figure 4.12, mais pour une vitesse d'écoulement d'air paramétrée à 30 m.s^{-1}.

Comme signalé par Biasi *et al.* (2001) pour des écoulements établis, les fluctuations de forces aérauliques suivent des lois normales dont l'écart-type augmente avec la vitesse de l'écoulement. En effet, à partir des données expérimentales de Hall (1988), Biasi *et al.* (2001) ont supposé que le rapport, nommé f_{rms}, entre l'écart type arithmétique σ et la moyenne des forces aérauliques F_{moy} était de 0,2. Pourtant, dans la soufflerie BISE-II, les mesures expérimentales, présentées figures 4.12, 4.13 et 4.14, montrent que ce rapport f_{rms} est d'environ 0,07.

$$f_{rms} = \frac{\sigma}{F_{moy}} = 0{,}07\,. \tag{4.11}$$

Les trois mesures ont été faites à pression atmosphérique (1000 mbar) et ce rapport est supposé valable pour les distributions de vitesses s'établissant à basse pression.

Après avoir détaillé l'installation BISE-II ainsi que sa qualification aéraulique, permettant de maîtriser les vitesses d'écoulement au centre de la veine aéraulique et les vitesses de frottement en fonction de la pression du milieu environnant, nous présentons dans la partie qui suit la deuxième installation à notre disposition, la soufflerie AWTS-II, située au Danemark dans l'Université d'Aarhus, qui a aussi fait l'objet d'une qualification aéraulique.

4.2 LA SOUFFLERIE DANOISE AWTS-II

La configuration de l'installation BISE-II ne permet pas d'étudier le mécanisme de mise en suspension en dessous d'une pression environnante de 200 mbar. Sachant qu'au cours de son fonctionnement, la pression absolue dans *ITER* sera de 10^{-7} Pa, et voulant étudier une plage plus large de l'événement accidentel *LOVA* envisagé, nous nous sommes orientés vers la soufflerie *AWTS-II* — seule soufflerie existante permettant de générer des écoulements à très basse pression, la limite inférieure se situant autour de 0,5 mbar.

4.2.1 Présentation de la soufflerie AWTS-II

Pour étudier l'atmosphère martienne et en particulier les tempêtes de poussière, l'Agence Européenne de l'Espace (ESA) a construit et exploite actuellement une soufflerie environnementale (*AWTS-II*) à l'Université d'Aarhus au Danemark. Présentée figures 4.15 et 4.16, cette installation de forme cylindrique possède un volume interne de 35 m^3 et présentant l'intérêt d'atteindre rapidement la pression absolue de 0,5 mbar, grâce au dimensionnement de la pompe à vide à laquelle elle est reliée.

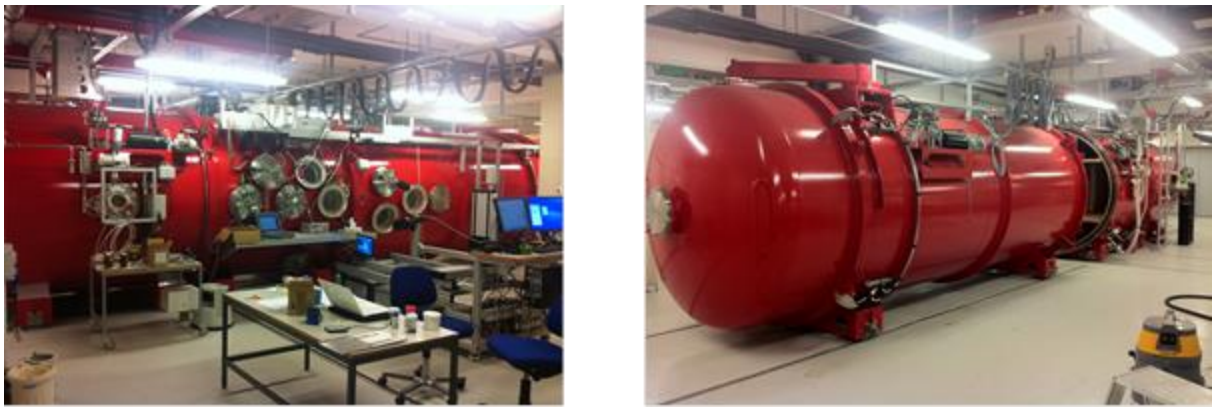


Figure 4.15 – Photographies de la soufflerie environnementale AWTS-II de l'Université d'Aarhus (Danemark).

Une fois la pression environnante désirée atteinte, la pompe à vide est arrêtée et un système de ventilateurs à couplage magnétique, dont la vitesse de rotation (*rpm*) est parfaitement contrôlée, est activé afin de générer un écoulement d'air.

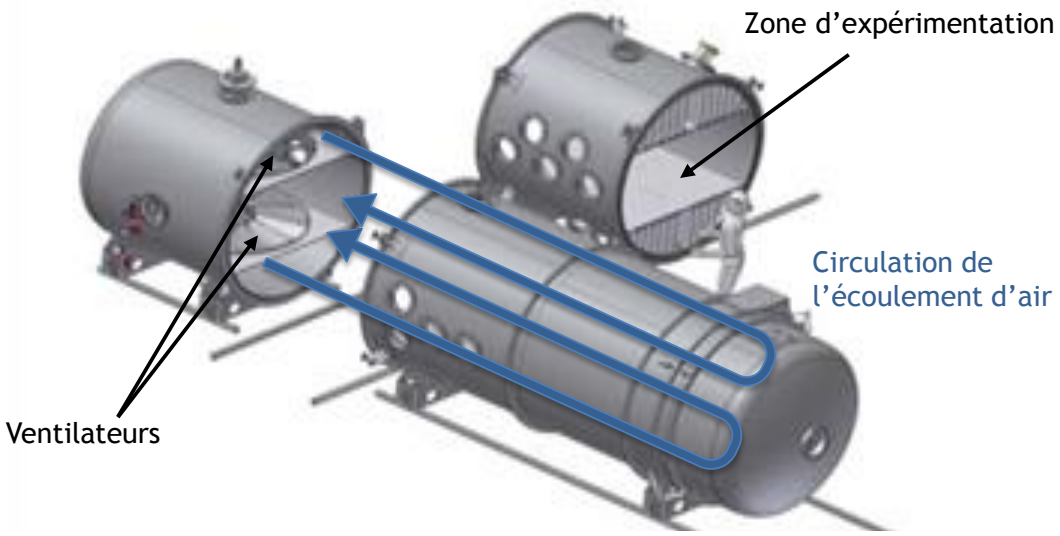


Figure 4.16 – Schéma montrant la disposition des écoulements d'air dans l'installation AWTS-II.

La figure 4.16 décrit schématiquement la circulation, ou plutôt la recirculation, de l'écoulement d'air. En effet, contrairement à l'installation BISE-II qui fonctionne en circuit ouvert, la soufflerie *AWTS-II* fonctionne en circuit fermé. L'air n'est donc pas renouvelé et il y a une recirculation de l'air dans l'enceinte. La vitesse de l'écoulement d'air est fonction de la vitesse de rotation des ventilateurs U_{fans} (rpm) qui est, quant à elle, dépendante de la pression environnante initialement configurée. En effet, lorsque la pression absolue diminue, le frottement de l'air sur les pales des ventilateurs diminue aussi et permet ainsi d'augmenter la vitesse maximale de rotation des ventilateurs comme le montrent les mesures présentées figure 4.17.

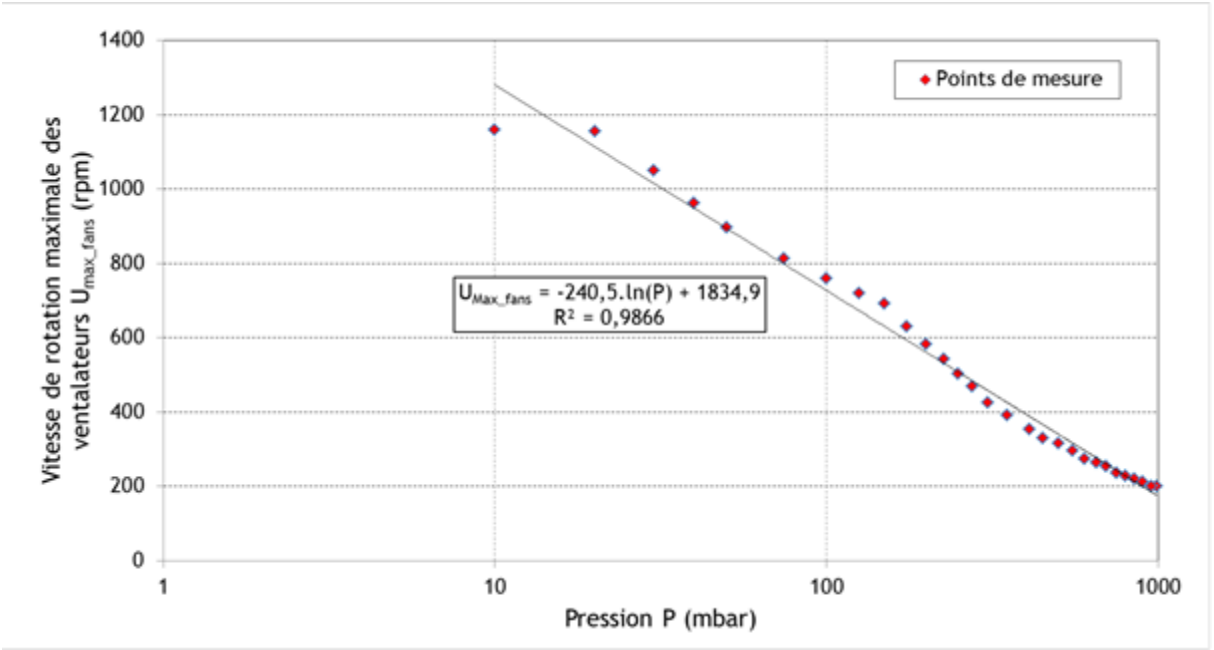


Figure 4.17 – Mesures de la vitesse de rotation maximale atteinte par les ventilateurs à différentes pressions environnantes et à température ambiante.

Afin d'obtenir des vitesses d'écoulement d'air suffisamment élevées pour mettre en suspension des particules de tungstène, l'architecture interne de l'installation a été modifiée. Pour cela, une

structure en plexiglas schématisée figure 4.18 a été installée dans la soufflerie. Comme on le constate sur cette figure, la surface d'essai, et donc le volume de particules déposées, dont l'épaisseur n'excédera pas le millimètre, est négligeable vis-à-vis du volume total de l'installation. Ainsi, le fait d'avoir une recirculation de l'air avec potentiellement des particules en suspension, et non pas de l'air filtré comme dans BISE-II, ne modifiera pas (ou très peu) le dépôt de particules à l'étude : l'éventuelle sédimentation sur la surface d'essais sera négligeable.

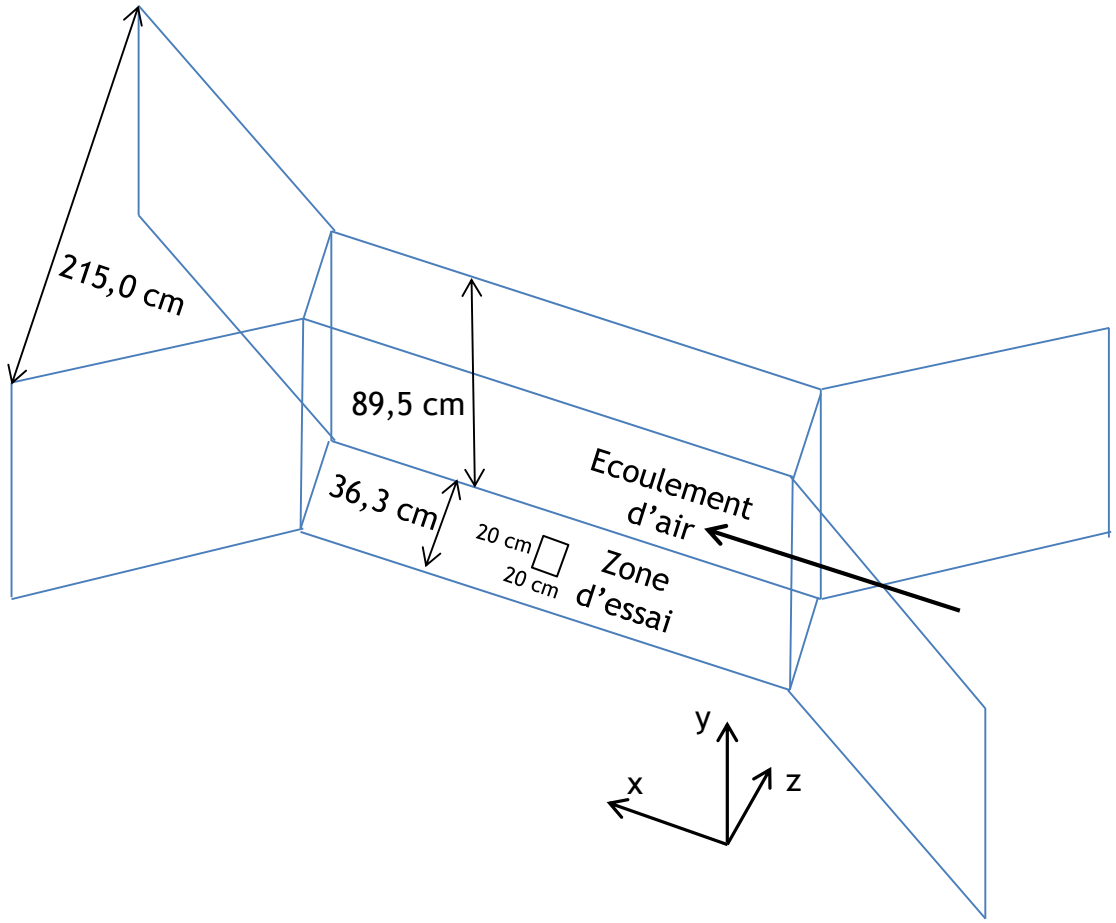


Figure 4.18 – Structure interne amovible de la soufflerie AWTS-II permettant d'augmenter la vitesse de l'écoulement d'air au niveau de la veine d'essais.

4.2.2 Caractérisation aéraulique de la soufflerie AWTS-II

Comme pour l'installation BISE-II, une caractérisation aéraulique de la soufflerie *AWTS-II* a été effectuée afin d'obtenir des informations sur les paramètres aérauliques que sont la pression environnante *P* et la vitesse de frottement *u**. Les fluctuations des forces aérauliques s'exerçant dans l'installation ont aussi été analysées.

4.2.2.1 Mesures de la vitesse d'écoulement par LDV

Afin de relier la vitesse de rotation des ventilateurs à une vitesse d'écoulement d'air généré, j'ai réalisé, avec l'aide de J. Merrison, des mesures de vitesses d'écoulement d'air dans la soufflerie *AWTS-II* à l'aide d'un dispositif optique *LDV* (*Laser Doppler Velocimetry*). Cette technique de mesure permet d'obtenir une mesure locale (et non globale, comme c'est le cas avec une mesure *PIV*) de la vitesse de l'écoulement d'air. Les mesures ont été faites à une hauteur y de 10 cm au-dessus de la surface, à différentes pressions environnantes *P* et différentes vitesses de rotation des

ventilateurs U_{Fans}. A cette distance de la paroi, nous considérons que la mesure de vitesse est réalisée en écoulement libre (non influencé par la paroi). Avec le dispositif *LDV*, deux composantes U_x et U_y (axes présentés figure 4.18) de la vitesse de l'écoulement d'air U ont été mesurées. Dans les figures qui suivent, les vitesses mesurées ont été classées dans un histogramme selon une suite arithmétique de raison r = 0,2 m.s^{-1} et de premier terme U_0 = 0 m.s^{-1}. Les paramètres statistiques — vitesse moyenne arithmétique U_{Moy}, vitesse médiane $U_{Méd}$ et écart-type arithmétique σ — caractéristiques d'une distribution normale ont été calculés. De plus, dans les figures qui suivent, une loi normale, courbe rouge superposée à nos mesures *LDV*, a été déterminée à partir de la médiane et de l'écart-type géométrique déduits de nos mesures expérimentales. Pour cela, j'ai utilisé la fonction de répartition d'une loi normale, appliquée à notre caractérisation de la vitesse de l'écoulement étudié, qui est définie par :

$$f_U(U) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot \int_0^{+\infty} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{U - U_{méd}}{\sigma}\right)^2\right] dU \qquad (4.12)$$

Ainsi, les mesures expérimentales réalisées à une vitesse de rotation des ventilateurs U_{Fans} de 919 *rpm* et une pression environnante *P* de 25,7 mbar, sont présentées figure 4.19. Figure 4.20, la vitesse U_{fans} et la pression *P* étaient respectivement de 773 *rpm* et de 59,0 mbar.

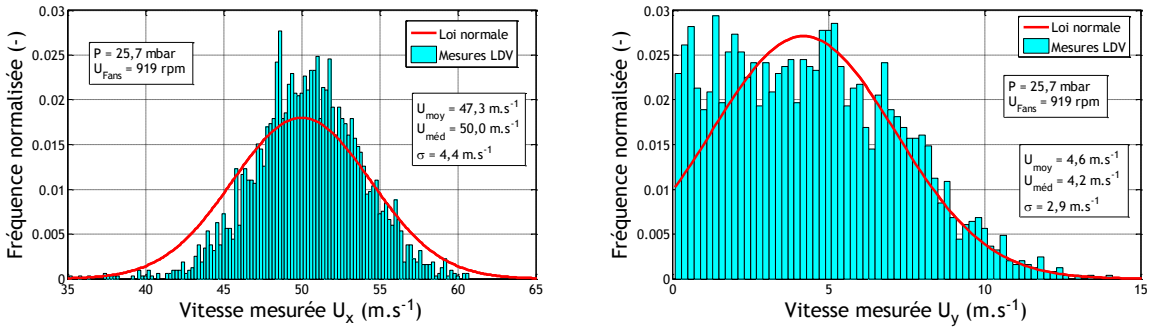


Figure 4.19 – Distributions de vitesses d'écoulement obtenues sur l'axe horizontal (à gauche) et sur l'axe vertical (à droite) par mesure *LDV* dans la soufflerie AWTS-II. Les mesures ont été réalisées à une hauteur y = 10 cm de la surface, avec une vitesse de rotation des ventilateurs de 919 *rpm* et une pression environnante de 25,7 mbar.

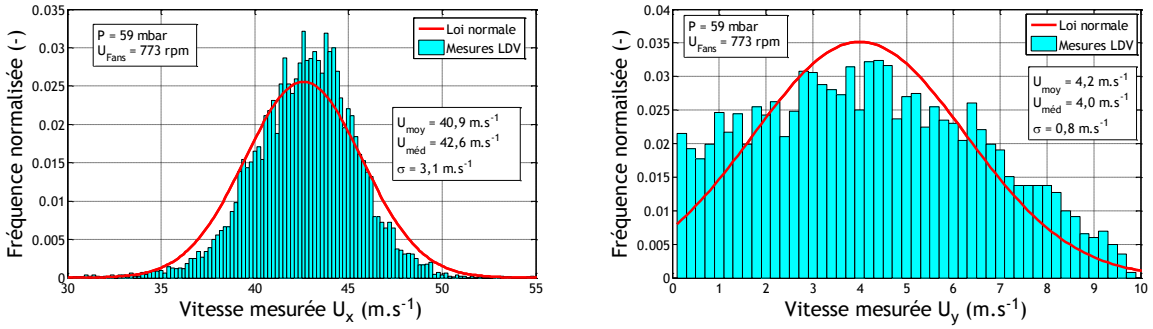


Figure 4.20 – *Idem* figure 4.19, mais avec avec une vitesse de rotation des ventilateurs de 773 *rpm* et une pression environnante de 59 mbar.

Sur la figure 4.21, nous présentons trois mesures expérimentales réalisées avec une même vitesse de rotation des ventilateurs (288 *rpm*) et à trois pressions environnantes : 308,0, 129,4 et 58,8 mbar. De même, pour la figure 4.22, avec U_{fans} = 247 *rpm* et *P* = 621,0 mbar.

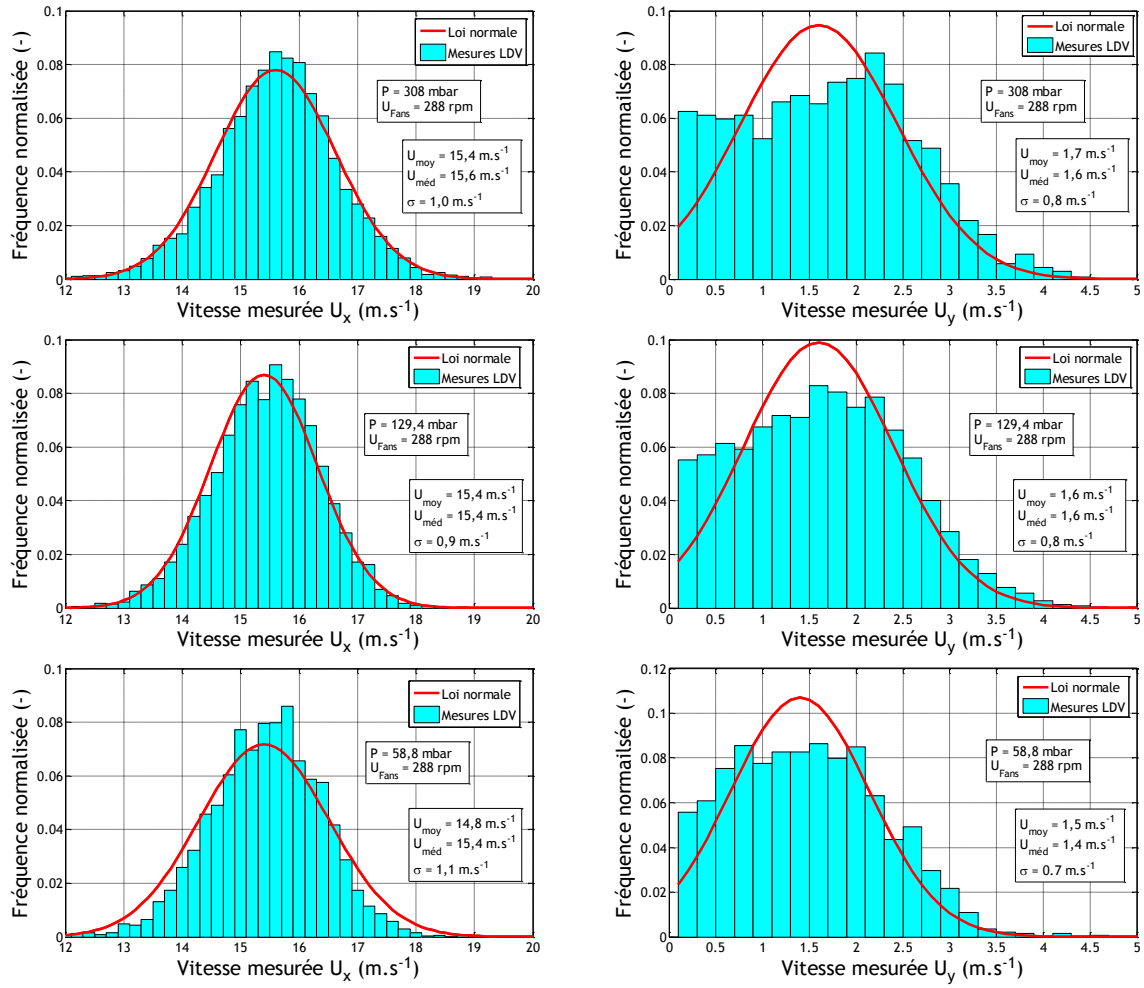


Figure 4.21 – *Idem* figure 4.19, mais avec une vitesse de rotation des ventilateurs de 288 rpm et pour trois pressions environnantes : 308, 129,4 et 58,8 mbar.

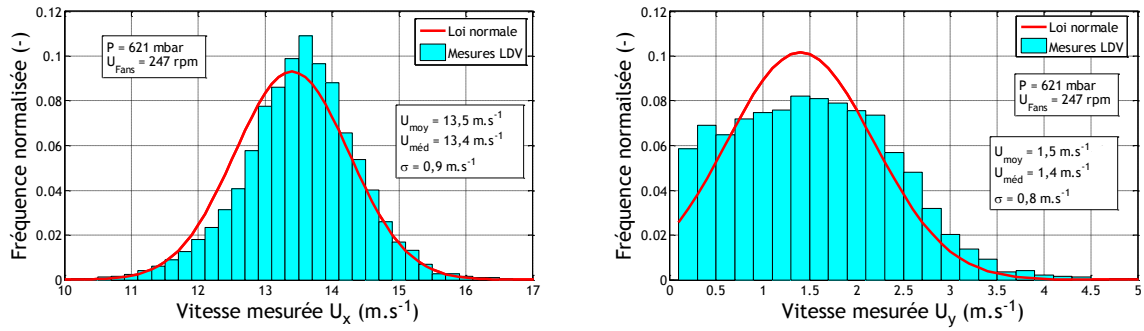


Figure 4.22 – *Idem* figure 4.19, mais avec une vitesse de rotation des ventilateurs de 247 *rpm* et une pression environnante de 621 mbar.

Enfin, figure 4.23, les mesures *LDV* ont été effectuées avec une même vitesse de rotation des ventilateurs, U_{Fans} = 182 *rpm*, et à cinq pressions environnantes : 950, 622, 129, 59 et 25 mbar.

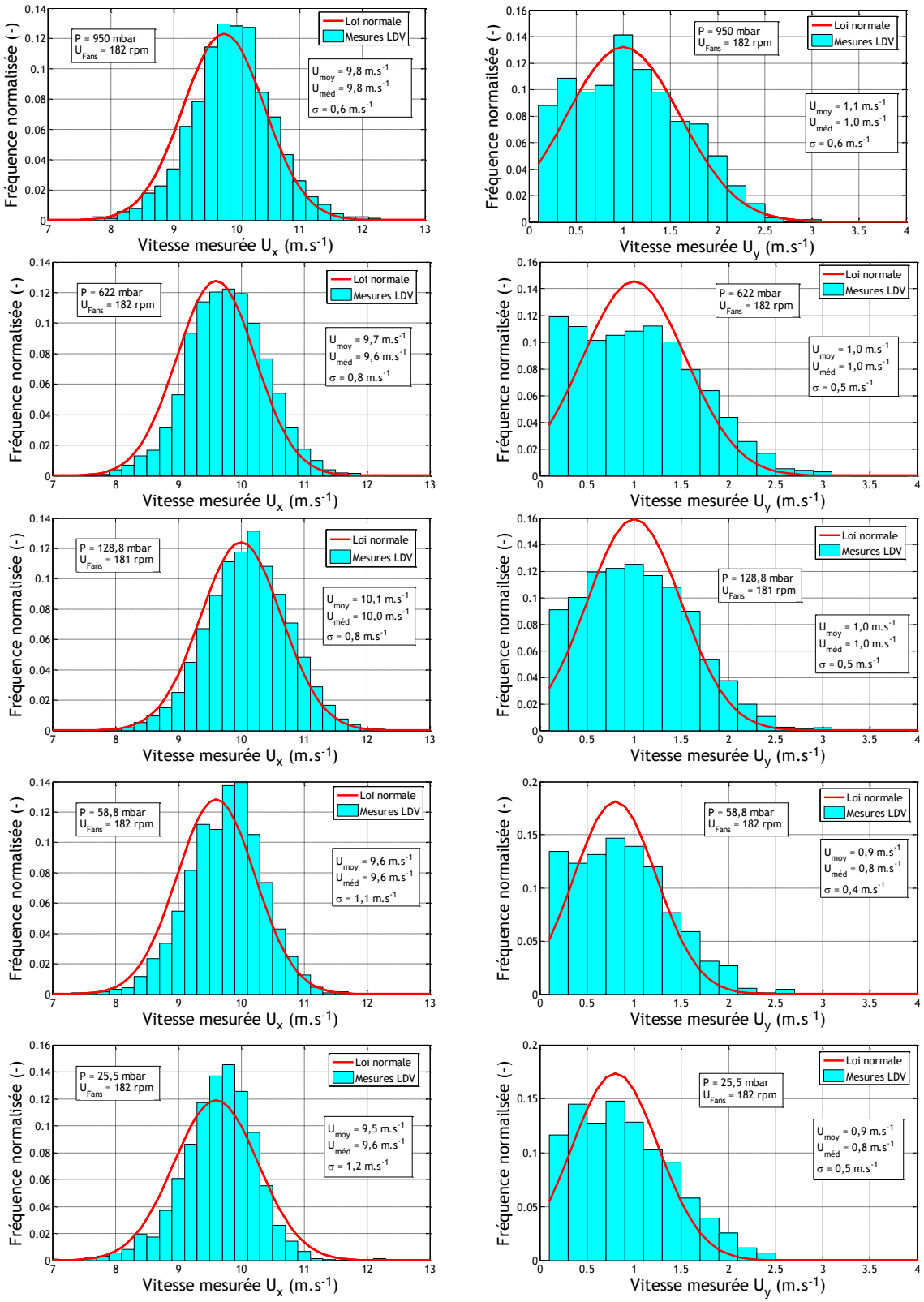


Figure 4.23 – *Idem* figure 4.19, mais avec une vitesse de rotation des ventilateurs de 182 *rpm* et pour cinq pressions environnantes : 950,0, 622,0, 128,8, 58,8 et 25,5 mbar.

En premier lieu, les mesures *LDV* mettent en évidence des distributions de vitesses d'écoulement d'air, suivant la composante x, qui suivent des lois normales — en accord avec Biasi *et al.* (2001) et donc en désaccord avec Zhang *et al.* (2013a).

L'objectif des mesures *LDV* était d'obtenir une relation entre la vitesse de rotation des ventilateurs et la vitesse de l'écoulement d'air suivant l'axe x. C'est cette relation qui est présentée figure 4.24, et qui exprime la vitesse médiane des distributions de vitesses de l'écoulement d'air suivant l'axe x en fonction de la vitesse de rotation des ventilateurs.

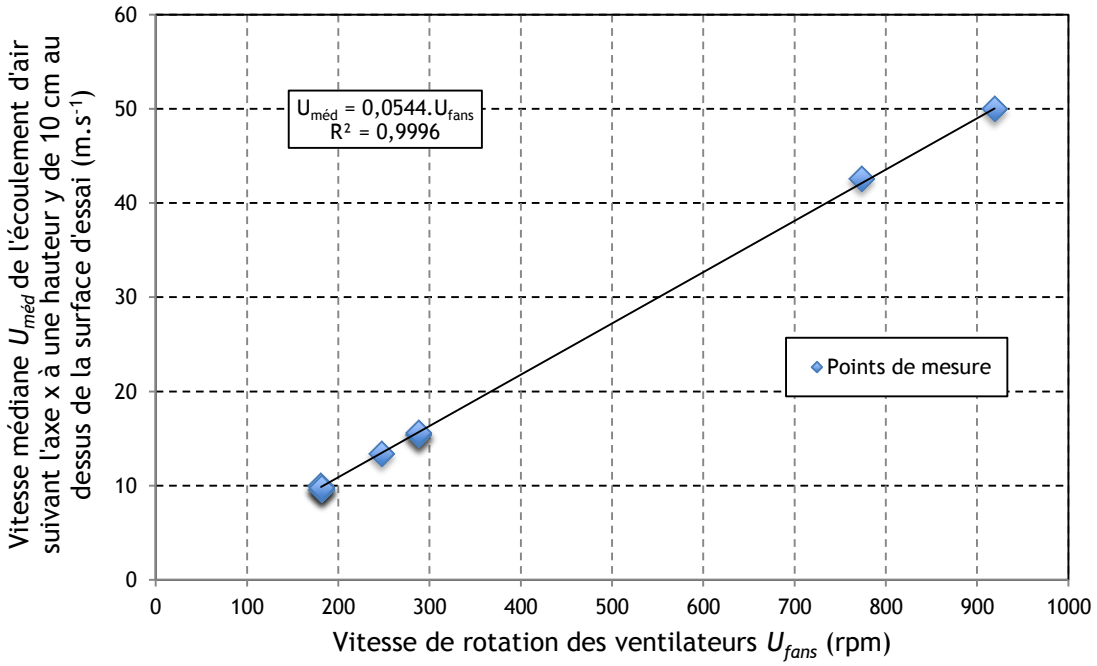


Figure 4.24 – Mesures de la vitesse de l'écoulement d'air dans la soufflerie *AWTS-II* par technique optique LDV en fonction de la vitesse de rotation des ventilateurs.

Comme l'on pouvait s'en douter, la figure 4.24 montre que la vitesse de l'écoulement $U_{méd}$, suivant l'axe x, en fonction de la vitesse de rotation des ventilateurs U_{fans}, obéit à une fonction linéaire. Ainsi, pour déterminer la vitesse de l'écoulement $U_{méd}$ au centre de l'installation *AWTS-II*, dans les expériences de mise en suspension, nous utiliserons l'équation :

$$U_{méd} = 0{,}0544.U_{fans}. \tag{4.13}$$

*4.2.2.2 Détermination de la vitesse de frottement u**

Devant relier nos expériences de mise en suspension à une vitesse frottement *u**, celle-ci a été déterminée à partir de lois universelles extraites de l'ouvrage de référence (page 281) de Monin et Yaglom (2007) :

$$u^* = \frac{1}{2}\left[\left(\overline{\left(U_x - \overline{U_x}\right)^2}\right)^{1/2} \times \left(\overline{\left(U_y - \overline{U_y}\right)^2}\right)^{1/2}\right]^{1/2}, \tag{4.14}$$

où U_x et U_y correspondent respectivement à la vitesse de l'écoulement suivant l'axe x et suivant l'axe y. La barre au-dessus des symboles indique une moyenne arithmétique.

Ainsi, sur la figure 4.25, nous comparons les vitesses de frottement calculées à partir de la relation (4.14) d'après Monin et Yaglom (2007) et celles calculées avec la corrélation de Schlichting (4.9). Pour ce faire, le rayon hydraulique R_h de la soufflerie AWTS-II a été fixé à 0,10 m (puisque les mesures ont été faite à 10 cm de la surface). Le calcul prend en compte la température (25°C) et la pression du milieu environnant (25, 60, 130, 300, 620 et 950 mbar) par l'intermédiaire de la

viscosité cinématique ν_f de l'écoulement d'air. La vitesse utilisée dans la corrélation de Schlichting correspond à la vitesse médiane $U_{méd}$ déterminée à partir des mesures *LDV*.

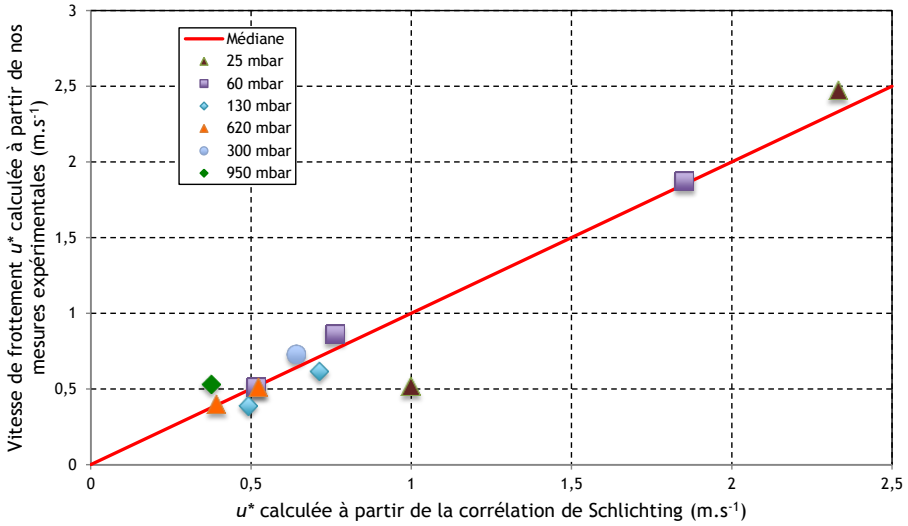


Figure 4.25 – Comparaison entre les vitesses de frottement obtenues à partir de nos points de mesure expérimentaux et celles obtenues avec la corrélation de Schlichting (1979).

La vitesse de frottement obtenue expérimentalement, à une pression de 25 mbar et à une vitesse d'écoulement d'air médiane de 9,6 m.s^{-1}, est relativement éloignée de la valeur donnée par la corrélation de Schlichting. En revanche, les onze autres mesures expérimentales sont en bon accord avec la corrélation de Schlichting. Donc, dans nos expériences de mise en suspension, nous utiliserons la corrélation de Schlichting (4.9) afin de calculer les vitesses de frottement dans l'installation *AWTS-II*.

4.2.2.3 Détermination de f_{rms}

Supposant que la pression environnante à un impact sur la turbulence de l'écoulement étudié, nous présentons figure 4.26 l'écart-type des distributions de vitesses, mesuré suivant l'axe x (axes présentés sur la figure 4.18), en fonction de la pression environnante et pour deux vitesses d'écoulement d'air distinctes (9,7 et 15,5 m.s^{-1}) correspondant aux médianes des distributions de vitesse calculées par *LDV*.

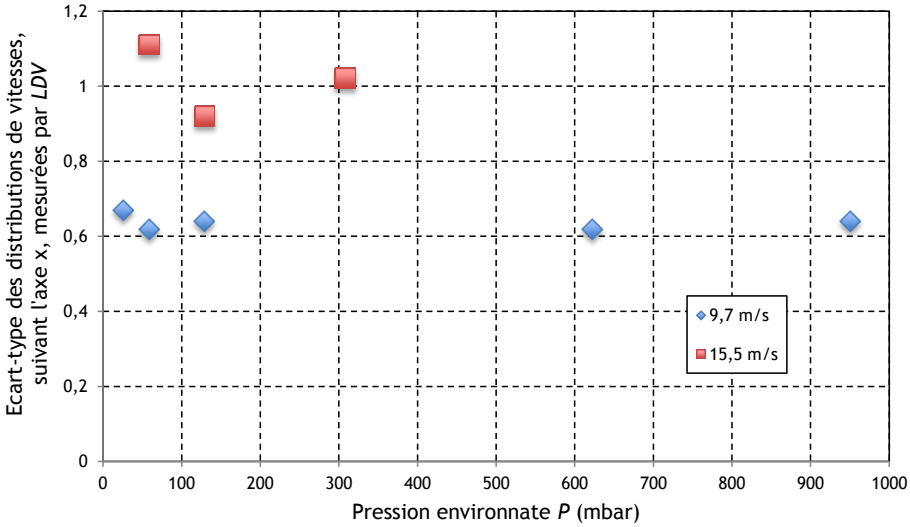


Figure 4.26 – Ecart-type des distributions de vitesses en fonction de la pression environnante.

Cependant, comme on le constate sur la figure 4.26, la pression environnante ne semble pas modifier significativement l'écart-type des distributions de vitesses de l'écoulement.

La figure 4.27 présente l'évolution de l'écart-type en fonction de la vitesse médiane $U_{Méd}$.

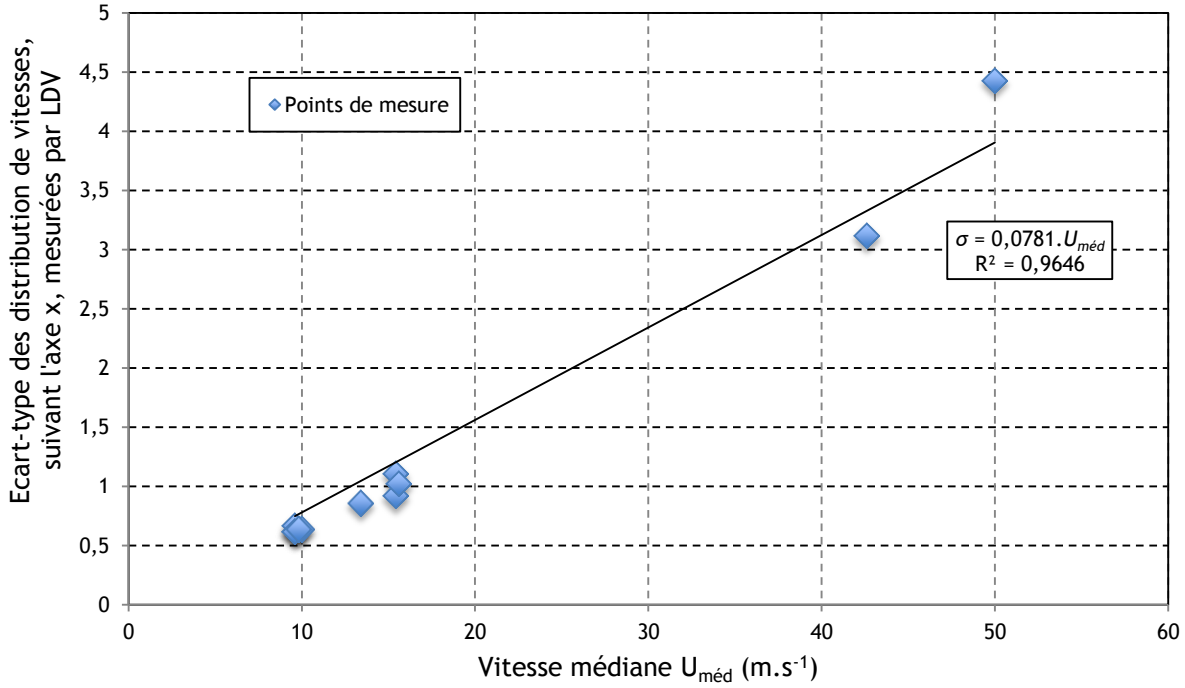


Figure 4.27 – Evolution de l'écart-type des distributions de vitesses en fonction de la vitesse médiane $U_{méd}$ de ces distributions de vitesses.

Comme l'on pouvait s'y attendre (Hall, 1988), nous obtenons une relation linéaire entre l'écart-type et la vitesse médiane des distributions de vitesses de l'écoulement :

$$\sigma = 0{,}0781.U_{méd}\,. \tag{4.15}$$

La valeur de f_{rms} a été déterminée comme dans la veine aéraulique *BISE-II*. Les distributions de fluctuations de vitesses ont été transformées en distributions de fluctuations de forces aérauliques à partir des équations (4.9) et (4.10). Ainsi, les calculs donnent :

$$f_{rms} = 0{,}16\,. \tag{4.16}$$

Cette valeur semble dépendante des installations puisqu'elle s'éloigne de celle déterminée dans l'installation BISE-II mais se rapproche des résultats expérimentaux fournis par Hall (1988).

Après avoir présenté les deux souffleries à notre disposition (BISE-II et *AWTS-II*) et déterminé les paramètres aérauliques entrant dans le mécanisme de mise en suspension, nous présentons, dans la partie qui suit, les écoulements pouvant être générés lors d'un évènement accidentel de perte de vide (*LOVA*) dans *ITER*. La détermination de ces écoulements d'air a été effectuée numériquement par Gelain *et al.* (2015), publication dont je suis co-auteur. Ainsi, à partir de ces calculs numériques, les paramètres aérauliques principaux entrant dans le mécanisme de mise en suspension — vitesse de frottement et pression environnante — ont été déterminés et comparés aux performances des souffleries à disposition.

4.3 LES PERFORMANCES DES SOUFFLERIES BISE-II ET AWTS-II COMPAREES AUX SCENARIOS LOVA ENVISAGES DANS ITER

Ces calculs numériques, amorcés par Lahure *et al.* (2011) et prolongés par Gelain *et al.* (2015), se veulent représentatifs d'un des deux scénarios les plus vraisemblables de perte de vide avec, notamment, une brèche au niveau des voies métrologiques se situant vers la partie centrale du tore (Bellecci *et al.*, 2011), induisant une entrée d'air (*LOVA*). La simulation numérique a été réalisée avec un volume du tore fixé à 1300 m^3 — qui ne correspond probablement pas au volume total sous vide, compte tenu des canalisations également sous vide — et avec une bèche circulaire de diamètre 0,16 m placée dans le centre de la chambre à vide. Une visualisation de la structure modélisée est présentée figure 4.28.

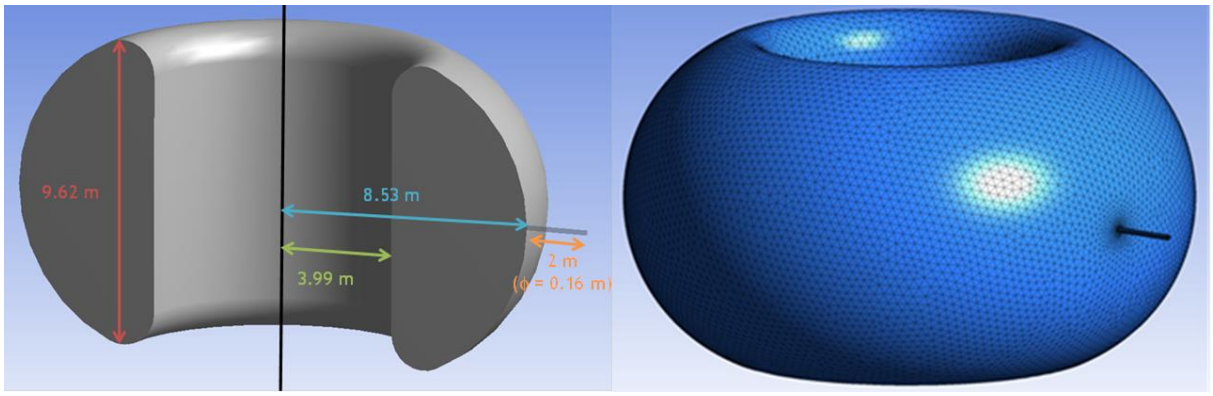


Figure 4.28 – Visualisation de la structure et du maillage du tore Gelain *et al.* (2015).

A partir de ces calculs numériques, nous présentons, figure 4.29, l'évolution des vitesses de frottement dans le bas du tore — zone où sera déposée la plus grande quantité de poussière (Rondeau *et al.*, 2015a) — ainsi que l'évolution de la pression absolue survenant lors d'un tel accident de perte de vide. De plus, les conditions limites de fonctionnement, en termes de vitesse de frottement, des deux souffleries *AWTS-II* et BISE-II sont également reportées sur la figure 4.29.

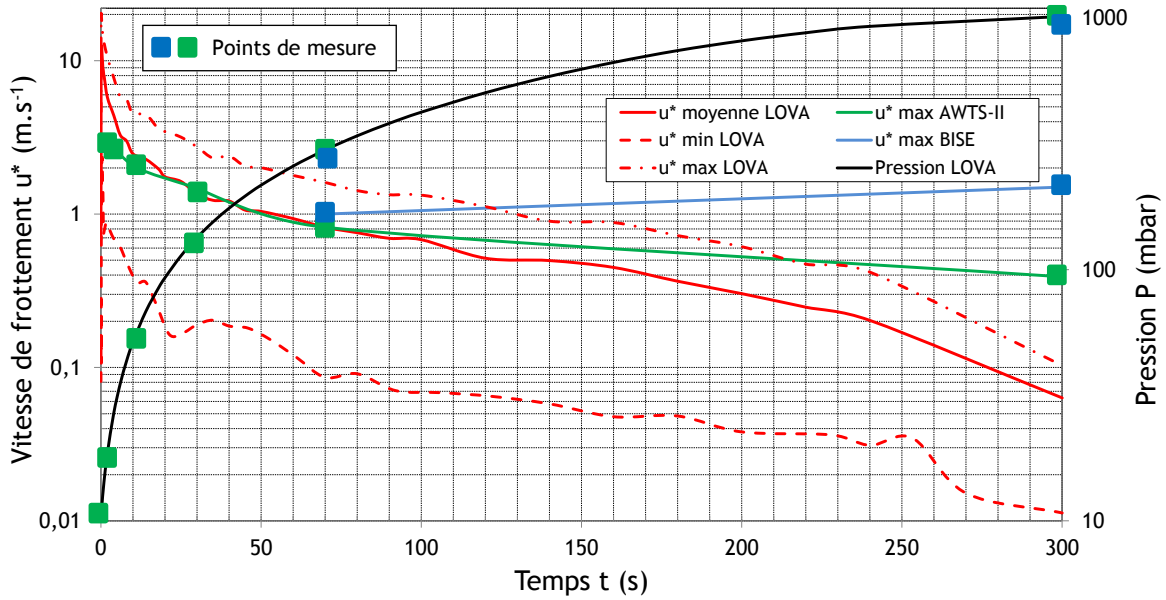


Figure 4.29 – Evolution de la vitesse de frottement en fonction de la pression dans *ITER* lors d'un *LOVA*, dans BISE-II et dans *AWTS-II*. L'évolution de la pression a aussi été tracée et est représentée par l'axe des ordonnés secondaires (à droite). Les points expérimentaux relatifs aux expériences réalisées dans ces deux souffleries sont également reportés sur cette figure.

Sur la figure 4.29, u*_moyenne_LOVA, u*_min_LOVA et u*_max_LOVA représentent respectivement la valeur moyenne, minimale et maximale des vitesses de frottement dans le bas du tore au cours du *LOVA* envisagé : u*_max_AWTS-II correspond à la vitesse de frottement maximale atteinte dans la soufflerie *AWTS-II*, u*_max_BISE-II correspond à la vitesse de frottement maximale atteinte dans la veine aéraulique BISE-II. Les vitesses de frottement maximales dans les installations *AWTS-II* et BISE-II sont représentées, figure 4.29, en fonction du temps et prennent en compte l'évolution de la pression au cours du *LOVA* envisagé dans *ITER*. La dernière courbe, représentée en noir sur cette figure 4.29, correspond à l'évolution de la pression (pressurisation) durant l'accident *LOVA* en question.

Comme nous pouvons l'observer sur la figure 4.29, les deux installations BISE-II et *AWTS-II* sont complémentaires et couvrent, analytiquement, une large plage de l'évènement accidentel *LOVA* envisagé dans *ITER*.

Les écoulements d'air s'établissant dans les souffleries BISE-II et *AWTS-II* ont été caractérisés expérimentalement. Ainsi, la maîtrise des paramètres aérauliques — vitesse de frottement u*, pression environnante P et distribution des forces aérauliques — entrant dans le mécanisme de mise en suspension a été démontrée dans ce chapitre. C'est à partir de ces paramètres aérauliques que j'ai réalisé mes expériences de mise en suspension qui sont représentatives du *LOVA* anticipé dans *ITER*, dont une large plage du scénario est couverte par les souffleries à notre disposition. Dans les deux chapitres qui suivent, les expériences de mise en suspension de particules dans les souffleries BISE-II et AWTS-II sont présentées et analysées en détail.

Cette page est volontairement laissée blanche pour une impression recto-verso

CHAPITRE 5

MISE EN SUSPENSION DE DEPOTS MONOCOUCHE

5.1 Une mesure expérimentale utilisant un microscope optique 155
5.2 Expériences réalisées à 1 000 mbar et avec une vitesse de frottement de 1,4 m.s^{-1} . 157
5.3 Expériences réalisées à 1000 mbar et avec une vitesse de frottement de 1,0 m.s^{-1} .. 162
5.4 Expériences réalisées à 300 mbar et avec une vitesse de frottement de 1,0 m.s^{-1}.... 166
5.5 Ajustement des forces aérauliques..... 169
5.5.1 Prise en compte des fluctuations des forces aérauliques s'exerçant dans BISE-II 169
5.5.2 La réduction du frottement dans les forces aérauliques 171
5.6 Ajustement des forces d'adhésion en fonction des résultats expérimentaux 172

Cette page est volontairement laissée blanche pour une impression recto-verso

Dans mes expériences de mise suspension, une distinction est faite entre les dépôts monocouche et les dépôts multicouches. En effet, bien que dans ces travaux de thèse le paramètre d'étude central soit la pression environnante, le mécanisme de mise en suspension de dépôts multicouches n'est pas parfaitement compris et, comme il sera mis en évidence dans le chapitre 6, obéit à des mécanismes différents de ceux régissant la mise en suspension de dépôts monocouches. Pour preuve, au moment où j'écris ce manuscrit de thèse, aucun modèle de mise en suspension ne prend en compte une mobilisation par agrégation de particules : phénomène pourtant observé au cours de mes expériences. Friess and Yadigaroglu (2001) ont pressenti ce phénomène, mais il n'a pas été modélisé par Zhang *et al.* (2013b), compte tenu de la difficulté d'obtenir des données expérimentales sur la structure du dépôt étudié, et notamment sur sa porosité. Ainsi, Zhang *et al.* (2013b) proposent un modèle « *layer by layer* » aboutissant paradoxalement à une cinétique de mobilisation moins rapide que celle d'un dépôt monocouche.

Outre le fait que les particules d'un dépôt multicouches ne se mettent pas en suspension de la même manière que celles d'un dépôt monocouche, les techniques métrologiques pour mesurer la mise en suspension doivent être adaptées au dépôt étudié. En effet, si l'on peut facilement peser « un tas » de particules — comme l'a fait Alloul-Marmor (2002) dans ses travaux de thèse à l'IRSN — il est plus difficile de peser des dépôts de particules monocouche. Ainsi pour mesurer la mise en suspension de dépôts monocouche, j'ai développé un système de mesure par microscopie optique, permettant d'obtenir des fractions de particules mises en suspension par classes granulométriques.

Ce chapitre est une présentation de mes résultats expérimentaux de mise en suspension de dépôts monocouche dans la veine aéraulique BISE-II. Basées sur les paramètres entrant dans le mécanisme de mise en suspension, les expériences ont été effectuées avec une complète maîtrise des écoulements d'air (voir chapitre 3) et des dépôts particulaires (voir chapitre 2). Ainsi, seront fournies des données expérimentales de mise en suspension de particules par un écoulement d'air, à pression atmosphérique, à basse pression (300 mbar), et pour des dépôts monocouche se voulant représentatifs de ce qui est attendu dans le *tokamak ITER* : essentiellement particules microniques de tungstène déposées sur des surfaces de tungstène.

5.1 UNE MESURE EXPERIMENTALE UTILISANT UN MICROSCOPE OPTIQUE

Dans le futur *tokamak ITER*, le divertor, d'une surface de 150 m^2 et dont les Composants Face aux Plasma (*PFCs*) seront en tungstène, constituera la zone la plus soumise aux interactions plasmiques. Bien que le tungstène soit un matériau très résistant et réfractaire, il y aura production de particules de tungstène, comme observé dans le tokamak *ASDEX Upgrade* (voir chapitre 3 et Rondeau *et al.*, 2015a). Le reste de la chambre à vide, d'une surface de 700 m^2, sera composé de tuiles de béryllium, métal moins résistant que le tungstène et qui constituera la majeure partie des particules produites. Ne pouvant pas étudier la mise en suspension de particules de béryllium, à cause de la toxicité de ce métal (voir la fiche de l'INRS sur le béryllium), j'ai focalisé mon étude sur la mobilisation de particules de tungstène. D'après les travaux de Martin *et al.* (2013) réalisés dans Tore-Supra, c'est sur le divertor que la majeure partie des particules se déposeront. Ainsi, dans l'éventualité d'un accident de perte de vide (*LOVA*), des particules de tungstène seront redéposées sur des surfaces de tungstène. Nos récentes études (Rondeau *et al.*, 2015a) montrent que la granulométrie de ces particules de tungstène sera comprise entre 0,1 et 30 µm. Ainsi, dans nos expériences de mise en suspension, nous avons choisi des surfaces de tungstène et des particules de tungstène se trouvant dans la plage granulométrique identifiée. La surface de tungstène (nommée surface MES), la poudre de tungstène (nommé W12) et le procédé de fabrication des dépôts monocouche sont présentés dans le chapitre 3 de ce manuscrit.

Pour mesurer expérimentalement la fraction de particules mises en suspension issue d'un dépôt monocouche, l'analyse microscopique semble la plus appropriée. Par exemple, j'ai présenté, dans le chapitre 2 de ce manuscrit, les travaux d'Ibrahim et *al.* (2003 ; 2004) et de Barth et *al.* (2014) qui ont utilisé une caméra (avec des objectifs permettant de visualiser des particules d'une dizaine de micromètres) pour mesurer la fraction de particules mises en suspension par un écoulement d'air dans une soufflerie. Néanmoins, compte tenu de leur procédé expérimental — prise d'images en

direct, lorsque le dépôt est exposé à l'écoulement d'air — ils ne pouvaient pas compter et mesurer suffisamment de particules pour obtenir une information par classe granulométrique. Ils ont donc réalisé des mesures globales avec des particules relativement bien monodispersées. Toutefois, ils ont mis en évidence la cinétique du phénomène de mise en suspension. Partant de ce constat, et disposant d'un microscope optique, j'ai décidé d'utiliser une poudre relativement polydispersée (la poudre W 12) et de scanner, avec le microscope, une large zone de la surface d'analyse afin d'obtenir la fraction de particules mises en suspension et discrétisée sur une large plage granulométrique.

Pour mesurer la quantité de particules mises en suspension, j'ai compté le nombre de particules déposées sur la surface d'étude et j'ai mesuré leur granulométrie avant et après exposition à un écoulement d'air de 10 minutes dans la soufflerie BISE-II. Pour ce faire, j'ai utilisé un microscope optique intégré à l'appareil Morphologi G3 Malvern. Le microscope optique est couplé à un système d'acquisition d'image et à un programme permettant un traitement des photographies ainsi prises. En effet, avec un réglage adéquat (focalisation, luminosité et seuillage), toutes les particules détectées ont été photographiées et leurs dimensions mesurées. Le compromis entre la durée de la mesure et la comptabilisation d'un nombre suffisant de particules pour obtenir un résultat statistique fiable, m'a fait opter pour une zone d'analyse circulaire ayant un rayon de 10 mm (soit 314 mm^2, tandis que la surface totale de l'échantillon est de 1 521 mm^2). La mesure avec l'appareil Morphologi G3 Malvern prenant environ huit heures, j'ai placé le microscope sous une hotte à flux d'air propre laminaire (voir figure 5.1) afin d'éliminer la contamination par les aérosols atmosphériques (Rondeau *et al.*, 2014c).

Pour obtenir suffisamment de particules par classe granulométrique, je les ai distribuées selon une suite géométrique de raison 1,26 et de premier terme 1 µm (limite inférieure de la méthode, avec une incertitude encore acceptable). Les valeurs présentées en abscisse, sur les histogrammes qui vont suivre, correspondent à la moyenne géométrique des classes granulométriques.

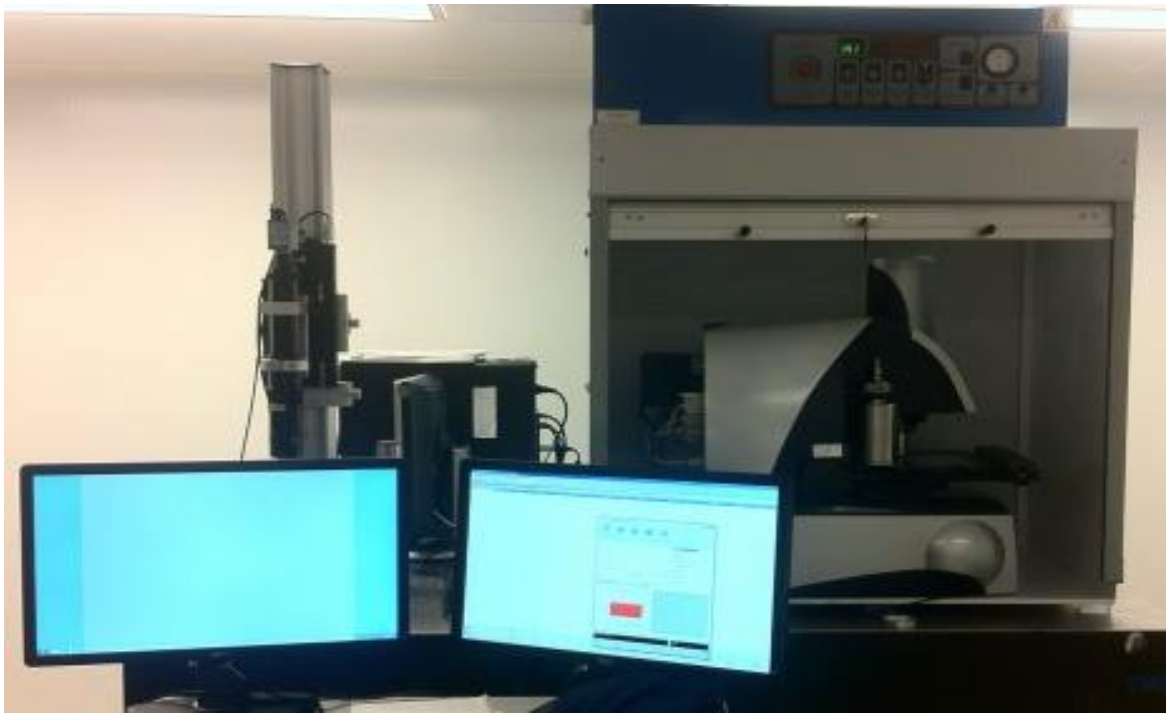


Figure 5.1 – Morphologi G3 Malvern placé sous une hotte à flux laminaire.

Connaissant le nombre de particules par classe granulométrique, avant et après exposition à un écoulement d'air de 10 minutes, j'ai calculé, pour chaque classe granulométrique, la fraction *Kr* de particules mises en suspension à partir de l'équation :

$$Kr = 1 - \frac{N_f}{N_i}, \tag{5.1}$$

où N_f est le nombre de particules restant sur la surface d'étude après écoulement d'air, et N_i le nombre de particules initialement déposées sur la surface d'étude (avant écoulement d'air).

Mes expériences de mise en suspension de particules de tungstène déposées sur une surface de tungstène ont été réalisées à :

- une pression d'environ 1 000 mbar avec une vitesse de frottement de 1,4 et 1,0 $m.s^{-1}$, et à
- une pression d'environ 300 mbar avec une vitesse de frottement de 1,0 $m.s^{-1}$.

Pour chaque couple [pression absolue *P* et vitesse de frottement *u**], trois expériences ont été effectuées, permettant de présenter un résultat moyenné sur ces trois mesures, et de comparer ce résultat aux prédictions du modèle *Rock'n Roll*. Cette comparaison est faite avec la corrélation de Biasi *et al.* (2001) et celle que j'ai établie dans le chapitre 3 de ce manuscrit.

Rappelons ici que les forces d'adhésion de nos systèmes d'études, déduites des mesures *AFM*, suivent des distributions log-normales dont la médiane et l'écart-type sont fonction du diamètre des particules :

$$F_{A_méd} = 3{,}1542.d_p^{0{,}8558}, \tag{5.2}$$

$$\sigma = 1{,}4295.d_p^{0{,}1546}, \tag{5.3}$$

où le diamètre de la particule d_p et la médiane des forces d'adhésion $F_{A_Méd}$ sont respectivement exprimés en micromètres et en nanonewtons.

Pour chaque essai, le nombre de particules avant exposition à un écoulement d'air (histogramme A), le nombre de particules après exposition à un écoulement d'air (histogramme B) et les fractions de particules mises en suspension, par classe granulométrique (histogramme C) calculées à partir de la relation (5.1), sont présentés. Rappelons que la surface analysée correspond à un disque d'un centimètre de rayon.

5.2 EXPERIENCES REALISEES A 1 000 mbar ET AVEC UNE VITESSE DE FROTTEMENT DE 1,4 $m.s^{-1}$

Sur les figures 5.2, 5.3 et 5.4, trois expériences de mise en suspension effectuées à une pression environnante d'environ 1 000 mbar et une vitesse de frottement de 1,4 $m.s^{-1}$ sont successivement présentées avec, sur chaque figure, la distribution granulométrique avant et après exposition à un écoulement d'air, et coefficient de mise en suspension.

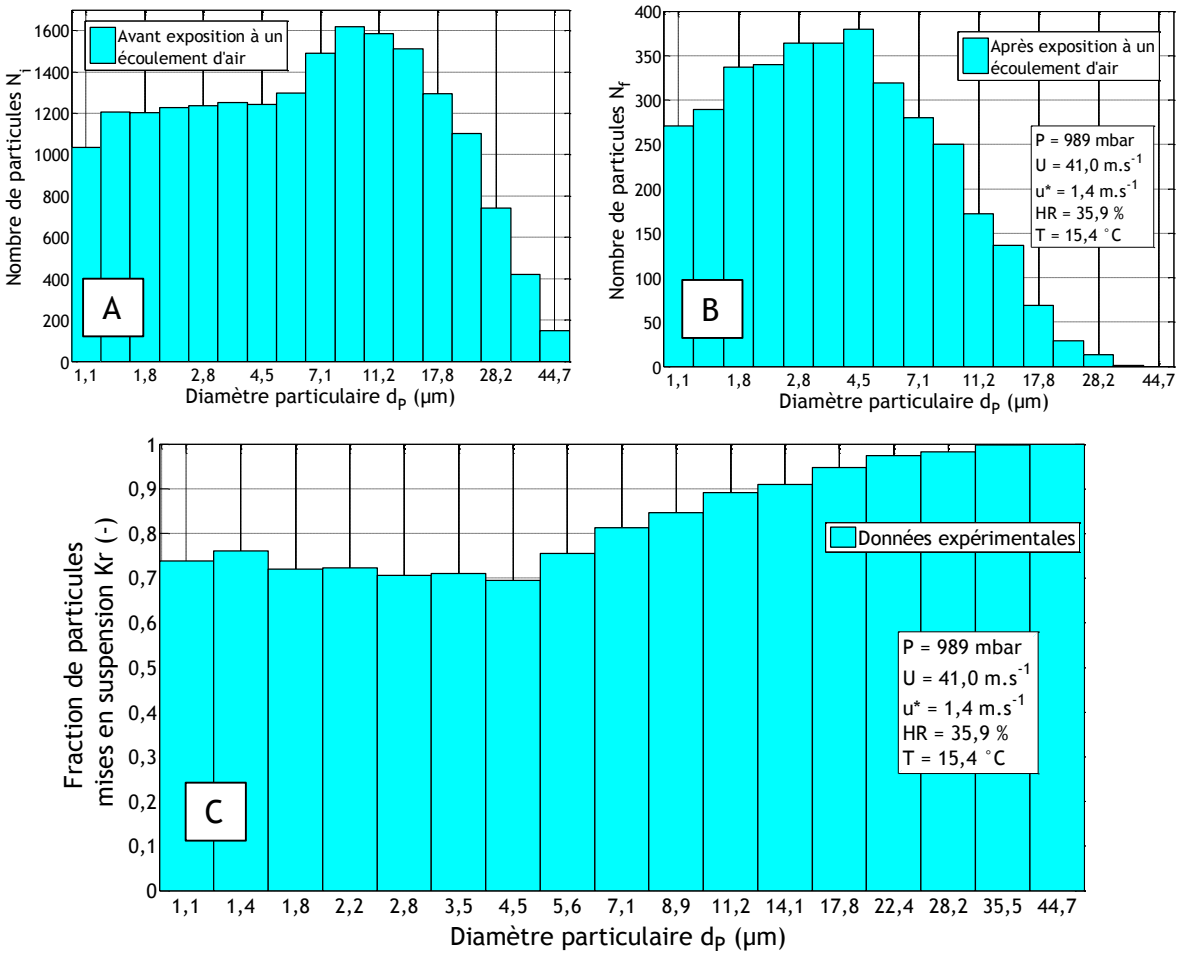


Figure 5.2 – Première expérience : $P \approx 1\,000$ mbar et $u^* = 1{,}4$ m.s^{-1}.

Tout d'abord, on observe, figure 5.2, que le nombre de particules initialement compté est suffisamment élevé (supérieur à 100) par classe granulométrique, ceci afin d'obtenir un résultat statistique fiable.

Pour les classes granulométriques les plus petites — de 1,1 à 4,5 µm — les résultats expérimentaux, présentés figure 5.2 montrent que les fractions de particules mises en suspension *Kr* sont relativement constantes et avoisinent les 0,7 (soit 70 % de particules mises en suspension). Ce résultat est inattendu puisqu'il est largement admis que la mise en suspension est fonction de la granulométrie des particules (Reeks et Hall, 2001) : c'est un paramètre clé entrant dans le mécanisme en question. D'ailleurs, l'influence de la taille des particules — augmentation de la fraction de particules mobilisées lorsque la granulométrie des particules augmente — est bien observée pour les classes granulométriques supérieures, allant de 5,6 à 44,7 µm.

Ce premier résultat laisse à penser qu'il y a une influence de la polydispersion en taille et de la concentration des particules dans le mécanisme de mise en suspension. L'influence de la concentration particulaire sur la surface a déjà été observée expérimentalement par Ibrahim *et al.* (2004) (voir la revue bibliographie présentée dans le chapitre 2 de ce manuscrit). L'hypothèse mise en avant est que l'écoulement d'air, étudié dans cet essai, mobilise les particules les plus « grosses » et les fait interagir avec des particules immobiles — non mobilisées directement par l'écoulement du fait essentiellement de leur petit diamètre. En effet, comme je l'ai présenté dans le chapitre 2, la force de trainée (force aéraulique parallèle à la surface étudiée, et se trouvant dans la même direction que l'écoulement d'air) est la force aéraulique prépondérante entrant dans le mécanisme de mise en suspension. Ainsi, les particules mobilisées commencent par glisser ou rouler sur la surface, et éventuellement rencontrent des particules immobiles, non mobilisées, se

trouvant sur leur trajectoire. Selon moi, trois phénomènes peuvent alors résulter de ces interactions : des particules immobiles sont projetées par les particules en mouvement, des particules immobiles s'agglomèrent à des particules en mouvement (effet « boule de neige ») ou des particules en mouvement sont arrêtées par les particules fixes rencontrées. Dans l'expérience de mise en suspension présentée figure 5.2, il semblerait que les deux premiers phénomènes soient les plus importants (projection et agglomération). Cependant, le dernier phénomène envisagé ne doit pas être écarté et mérite un examen plus détaillé. Toutefois, compte tenu des forces d'adhésion relativement importantes s'établissant entre les particules de tungstène (Israelachvili, 2011), le phénomène d'agglomération semble prédominant.

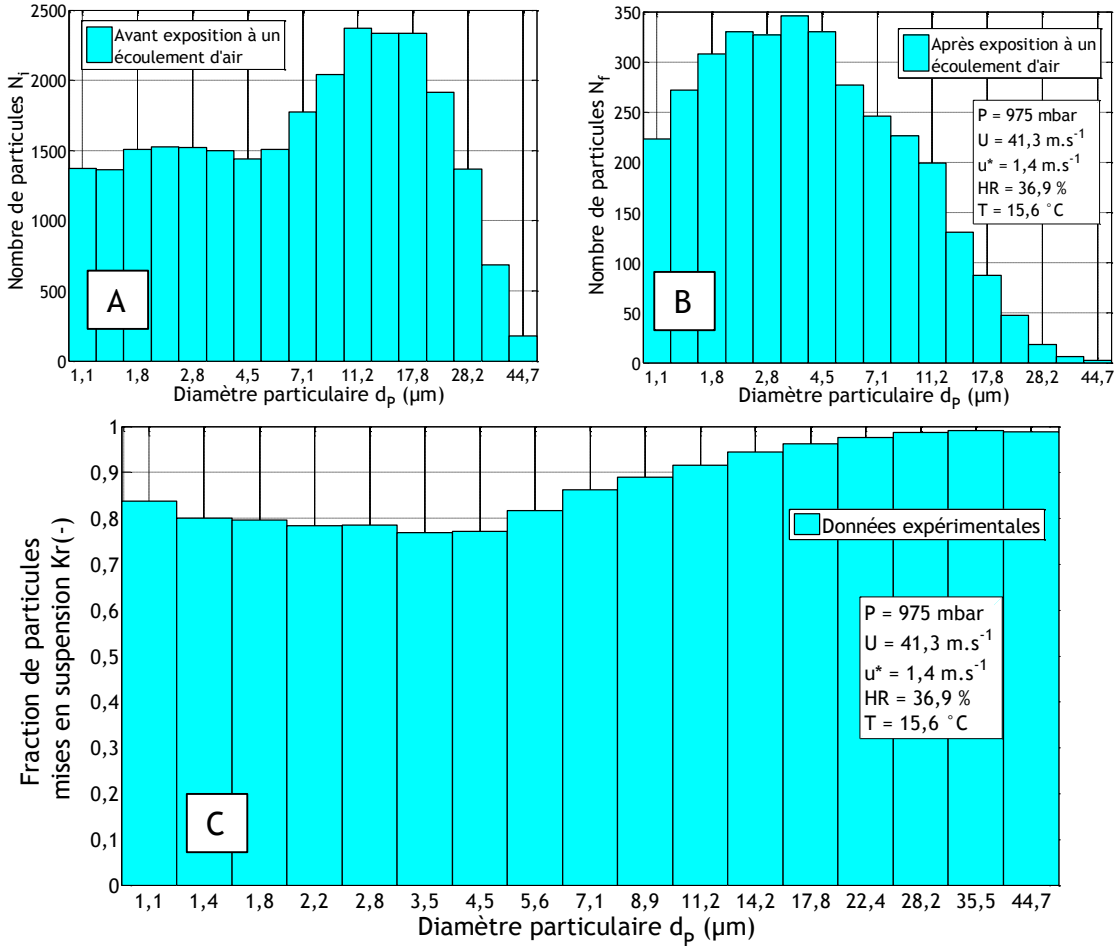


Figure 5.3 – Deuxième expérience : $P \approx 1\,000$ mbar et $u^* = 1{,}4$ m.s^{-1}.

Dans la figure 5.3 on constate le même phénomène que dans la première expérience présentée précédemment (figure 5.2) avec des fractions de particules mises en suspension relativement constantes pour les classes granulométriques les plus petites : entre 1,1 et 4,5 µm. Par rapport à l'expérience précédente, les fractions de particules mises en suspension, dans ces classes granulométriques, sont toutefois un peu plus importantes et avoisinent 0,8. Cela s'explique par le fait que la quantité de particules initialement présentes sur la surface est plus importante (voir l'histogramme A de la figure 5.3), augmentant ainsi les probabilités d'interaction entre particules en mouvement et particules immobiles. De plus, comme précédemment entre 5,6 et 44,7 µm, la fraction de particules mises en suspension augmente avec la granulométrie des particules.

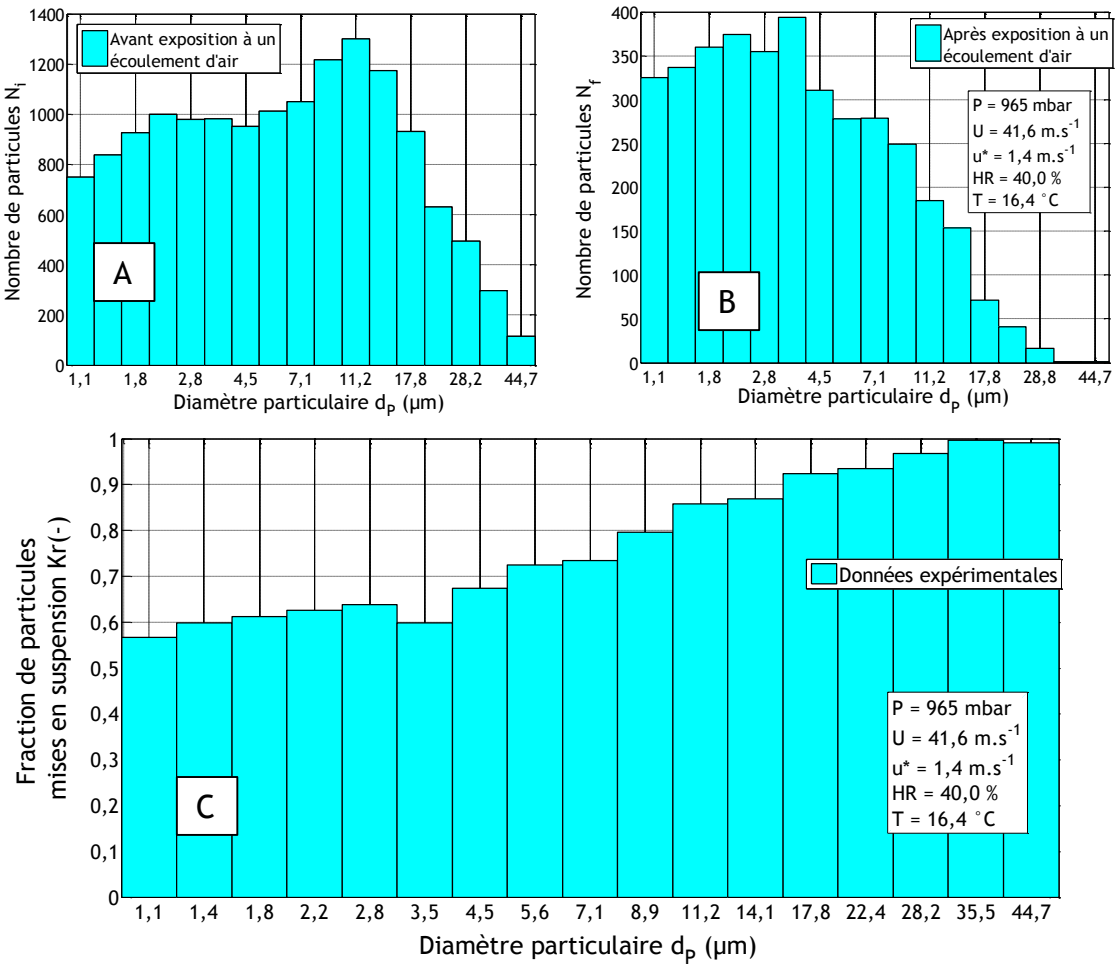


Figure 5.4 – Troisième expérience : $P \approx 1\,000$ mbar et $u^* = 1{,}4$ m.s^{-1}.

Dans la figure 5.4, on observe, pour les classes granulométriques les plus petites de l'histogramme C — entre 1,1 et 3,5 µm — des fractions de particules mises en suspension moins importantes que dans les deux expériences précédentes : elles avoisinent 0,6. Cela est en accord avec notre hypothèse liant la concentration de particules déposées sur la surface, avant exposition à un écoulement d'air, à l'interaction entre particules en mouvement et particules immobiles. En effet, l'histogramme A de la figure 5.4 montre que le nombre de particules initialement déposées sur la surface est plus faible que dans les deux expériences précédentes (figures 5.2 et 5.3). Encore une fois, l'influence de la granulométrie sur le mécanisme de mise en suspension est mieux observée dans les classes granulométriques les plus grandes, ici de 4,5 à 44,7 µm.

Dans la figure 5.5, la moyenne arithmétique des trois résultats expérimentaux obtenus à environ $P \approx 1000$ mbar et $u^* = 1{,}4$ m.s^{-1} est comparée au modèle *Rock'n Roll* avec la corrélation de Biasi *et al.* (2001) (courbe rouge, énergie surfacique de 0,56 J.m^{-2}) et celle déduite des mesures *AFM* (courbe bleue) présentées dans le chapitre 3. Les barres d'incertitudes correspondent à l'écart-type arithmétique des fractions de particules mises en suspension des trois résultats expérimentaux présentés précédemment.

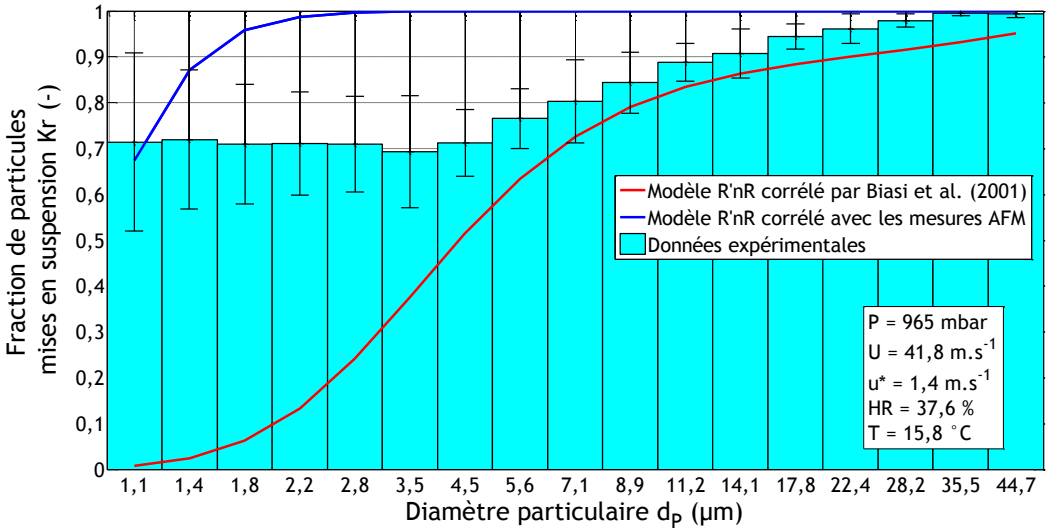


Figure 5.5 – Comparaison entre le modèle *Rock'n Roll* et la fraction moyenne des trois précédentes mesures expérimentales : particules mises en suspension à environ $P \approx 1\,000$ mbar et $u^* = 1{,}4$ m.s^{-1}.

On observe sur la figure 5.5 que l'écart-type arithmétique de nos trois résultats expérimentaux est plus important pour les classes granulométriques les plus petites (de 1,1 à 3,5 µm). Cela est cohérent avec notre hypothèse d'interaction entre les particules en mouvement et les particules immobiles, qui est probabiliste mais surtout dépendante de la concentration de particules initialement déposées sur la surface (avant exposition à un écoulement d'air). En effet, bien que résultant d'un procédé de dépôt de particules monocouche maitrisé, la quantité de particules présentes sur la surface n'est pas parfaitement répétable, expliquant ainsi l'écart entre nos trois résultats expérimentaux pour ces classes granulométriques.

Les écarts entre les fractions de particules mises en suspension, mesurés pour les classes granulométriques les plus grosses (de 4,5 à 44,7 µm), sont moins importants que pour les plus petites particules (de 1,1 à 3,5 µm). Ce phénomène d'interaction a donc un impact plus important sur les particules les plus petites, qui ne sont pas mobilisées directement par l'écoulement d'air. En effet, leur nombre étant plus important, les probabilités d'interaction s'en voient augmentées.

Comme attendu, la figure 5.5 indique aussi que le modèle *Rock'n Roll* ne prend pas en compte l'effet de la polydispersion et de la concentration des particules déposées sur la surface (agglomération des petites particules immobiles sur les particules plus grosses en mouvement).

Il est surprenant de constater que les prévisions du modèle *Rock'n Roll* utilisant la corrélation de Biasi *et al.* (2001) et une énergie surfacique d'adhésion de 0,56 J.m^{-1} correspondent mieux à nos données expérimentales que celles utilisant la corrélation issue de nos mesures *AFM*. Les prévisions du modèles *Rock'n Roll* corrélé par Biasi *et al.* (2001) sous-estiment légèrement les données expérimentales tandis que celles du modèle corrélé avec nos mesures *AFM* surestiment largement les données expérimentales. En effet, la corrélation déterminée à partir de nos mesures *AFM* résulte de forces d'adhésion d'environ un ordre de grandeur inférieur à celles obtenues avec la corrélation de Biasi *et al.* (2001). Ainsi, en diminuant les forces d'adhésion, le modèle *Rock'n Roll* prédit des fractions de particules mises en suspension plus importantes mais qui, dans nos expériences, sont trop élevées. Une explication viendrait du mode de détermination de cette corrélation des forces d'adhésion mesurées par *AFM*, propre à notre système d'étude, qui ne se rapporte qu'à la granulométrie des particules. Un développement de cette corrélation est envisagé afin de prendre en compte le nombre et l'étendue des points de contact entre la particule non sphérique et la surface.

5.3 EXPERIENCES REALISEES A 1 000 mbar ET AVEC UNE VITESSE DE FROTTEMENT DE 1,0 m.s^{-1}

Sur les figures 5.6, 5.7 et 5.8, sont présentées trois expériences de mise en suspension effectuées à une pression environnante d'environ 1 000 mbar et une vitesse de frottement de 1,0 m.s^{-1}. Comme dans les expériences précédentes (même pression mais u^* = 1,4 m.s^{-1}), on constate, pour les plages granulométriques les plus petites (de 1,1 à 5,6 µm), que la fraction de particules mises en suspension n'augmente pas avec la granulométrie des particules mais est dépendante de la concentration de particules initialement présentes sur la surface.

Pour les classes granulométriques les plus grandes (de 7,1 à 44,7 µm), nous observons sans surprise, comme dans les expériences précédentes, une influence de la granulométrie dans le mécanisme de mise en suspension : la fraction de particules mises en suspension augmente avec la granulométrie des particules.

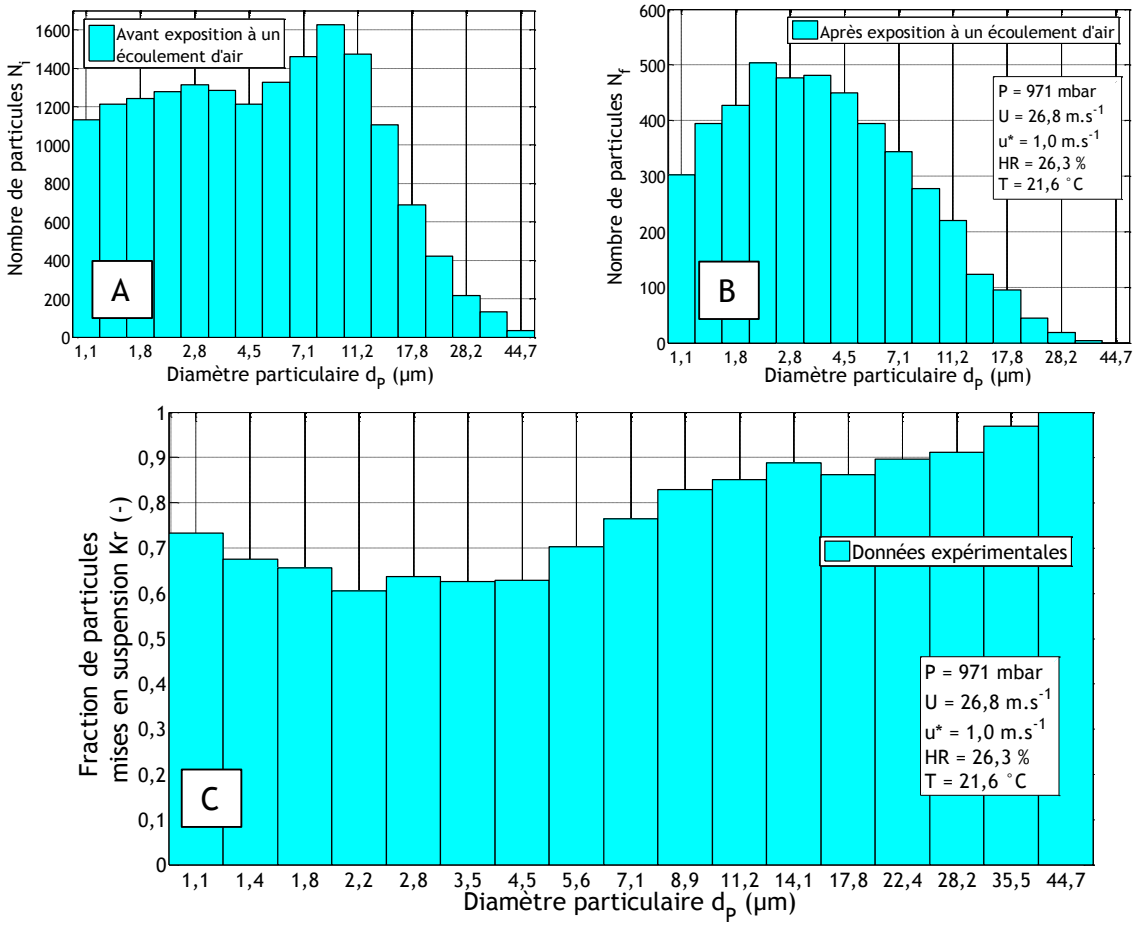


Figure 5.6 – Première expérience : P ≈ 1 000 mbar et u^* = 1,0 m.s^{-1}.

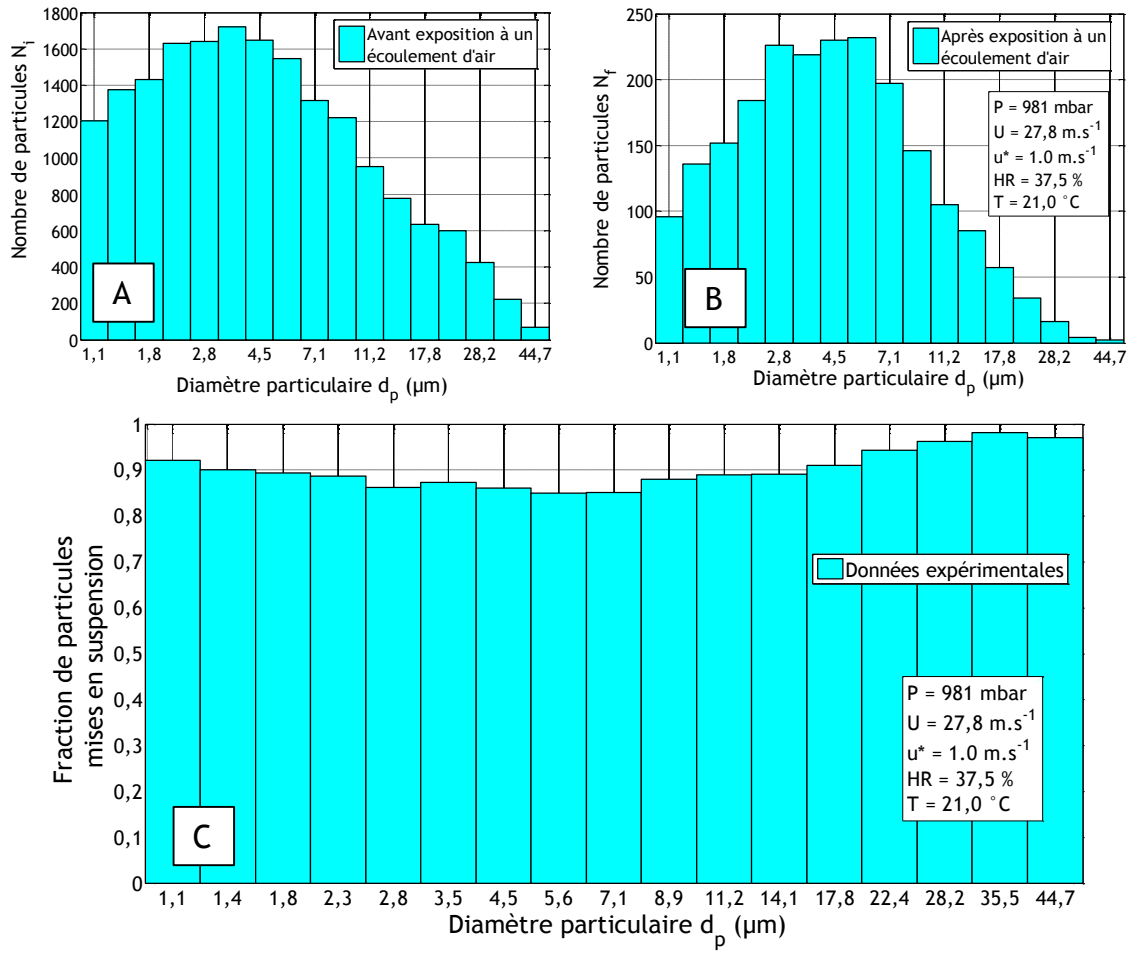


Figure 5.7 – Deuxième expérience : $P \approx 1\,000$ mbar et $u^* = 1{,}0$ m.s^{-1}.

Sur la figure 5.7, l'histogramme A présente, pour les classes granulométriques allant de 1,1 à 5,6 µm, un nombre de particules plus grand que dans l'histogramme A de la figure 5.6. Ainsi le nombre de particules immobiles (dépendant essentiellement de la granulométrie des particules) lors de l'exposition à l'écoulement d'air est augmenté. En conséquence, les interactions avec les particules en mouvement (majoritairement plus grosses) et les particules immobiles se trouvant sur leur trajectoire sont plus importantes que dans l'expérience présentée dans la figure 5.6.

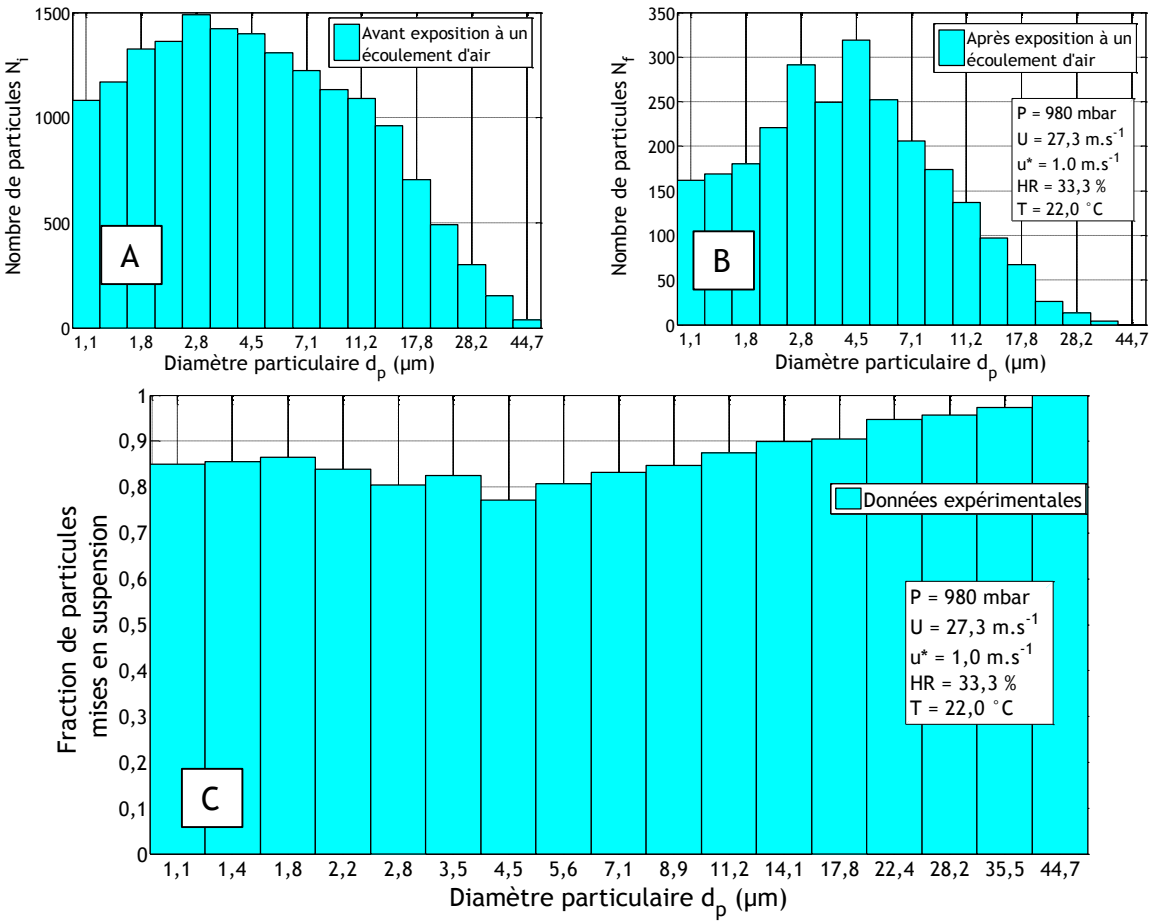


Figure 5.8 – Troisième expérience : $P \approx 1000$ mbar et $u^* = 1{,}0$ m.s^{-1}.

Sur la figure 5.8, le résultat de la troisième expérience montre des fractions de particules mises en suspension moins importantes, pour les classes granulométriques allant de 1,1 à 5,6, que dans l'expérience présentée figure 5.7. A l'inverse, ces fractions de particules mises en suspension sont plus importantes que dans l'expérience présentée figure 5.6. Encore une fois, cela met en évidence l'influence de la concentration et de la polydispersion des particules déposées sur la surface d'analyse dans le mécanisme de mise en suspension.

Sur la figure 5.9, la moyenne arithmétique des trois résultats expérimentaux, obtenus à environ $P \approx 1\,000$ mbar et $u^* = 1{,}0$ m.s^{-1}, est comparée au modèle *Rock'n Roll* avec la corrélation de Biasi *et al.* (2001) (courbe rouge) et celle déduite des mesures *AFM* (courbe bleue) présentées dans le chapitre 3. Les barres d'incertitudes correspondent à l'écart-type arithmétique des fractions de particules mises en suspension issues des trois résultats expérimentaux présentés précédemment.

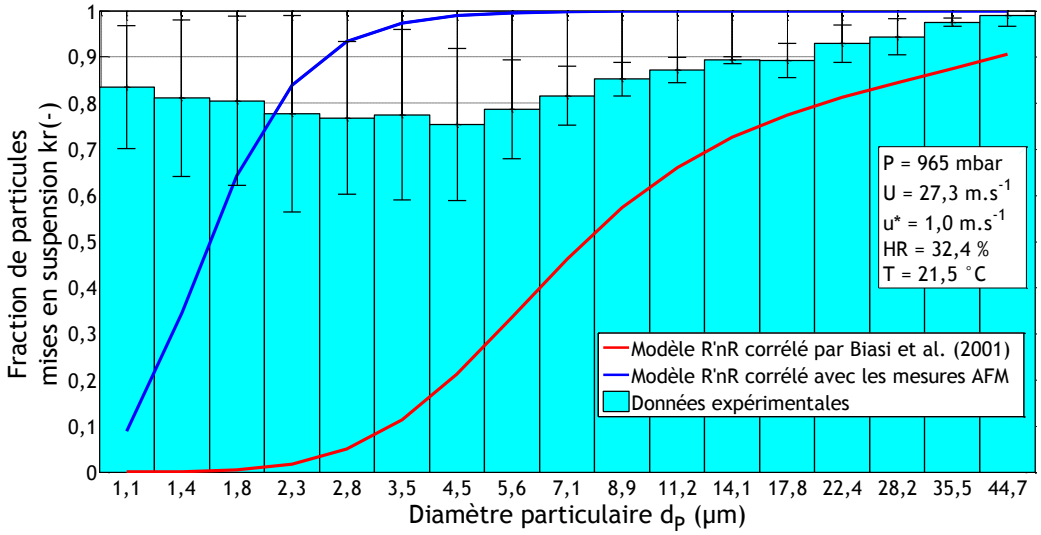


Figure 5.9 – Comparaison entre le modèle *Rock'n Roll* et la fraction moyenne des trois précédentes mesures expérimentales : particules mises en suspension à $P \approx 1\,000$ mbar et $u^* = 1{,}0$ m.s^{-1}.

Sur la figure 5.9, on observe, pour les classes granulométriques les plus grandes (de 7,1 à 44,7 µm), que les écarts avec le modèle *Rock'n Roll* corrélé par Biasi *et al.* (2001) sont plus importants que dans les expériences présentées précédemment à pression environnante identique (environ 1000 mbar) mais à plus forte vitesse de frottement (1,4 m.s^{-1} contre ici 1,0 m.s^{-1}). De plus, les barres d'incertitudes dans cette plage granulométrique (entre 7,1 et 44,7 µm) sont relativement faibles comparées à celles des classes granulométriques les plus petites (entre 1,1 et 5,6 µm). Ces écarts de résultats expérimentaux pour les classes granulométriques les plus petites sont liés à la concentration de particules présentes sur la surface en relation avec les probabilités d'interaction entre les particules en mouvement et les particules immobiles. Ainsi, les écart-type entre nos trois mesures expérimentales traduisent l'importance de ce phénomène qui est amoindri, compte tenu des barres d'incertitudes plus petites, pour les classes granulométriques les plus grandes. Par conséquent, l'écart avec le modèle *Rock'n Roll* corrélé par Biasi *et al.* (2001) n'est pas lié au seul phénomène d'interaction entre les particules en mouvement et les particules immobiles.

Ces résultats conduisent à une réflexion sur le détachement par impaction des particules de la surface. Les forces d'adhésion sont distribuées selon une loi log-normale et les forces aérauliques selon une loi normale. Pour une granulométrie et un écoulement donnés, une certaine quantité de particules ne se mobilisent pas et peuvent être impactées par des particules en mouvement. Ainsi, il y aura compétition entre :

1) les forces d'adhésion s'exerçant entre l'agglomérat de particules et la surface,
2) les forces aérauliques s'exerçant sur l'agglomérat de particules, et
3) les forces d'adhésion entre les particules constituant l'agglomérat.

D'après nos résultats, cette compétition semble ne pas mettre en suspension les particules les plus grosses (compte tenu de la répétabilité des résultats), ou du moins de manière négligeable. Elles sont directement mises en suspension par l'écoulement. Par contre, les particules les plus petites sont pleinement impactées.

Le dernier point à extraire de cette deuxième série d'expériences porte sur le modèle *Rock'n Roll* corrélé avec nos données *AFM* qui, par rapport aux données expérimentales, surestiment aussi la remise en suspension pour les classes granulométriques non impactées par le phénomène de mise en suspension par effet « boule de neige » (les classes granulométriques les plus grandes).

5.4 EXPERIENCES REALISEES A 300 mbar ET AVEC UNE VITESSE DE FROTTEMENT DE 1,0 m.s^{-1}

Sur les figures 5.10, 5.11 et 5.12, trois expériences de mise en suspension de particules effectuées à une pression environnante d'environ 300 mbar et à une vitesse de frottement d'environ 1,0 m.s^{-1} sont présentées.

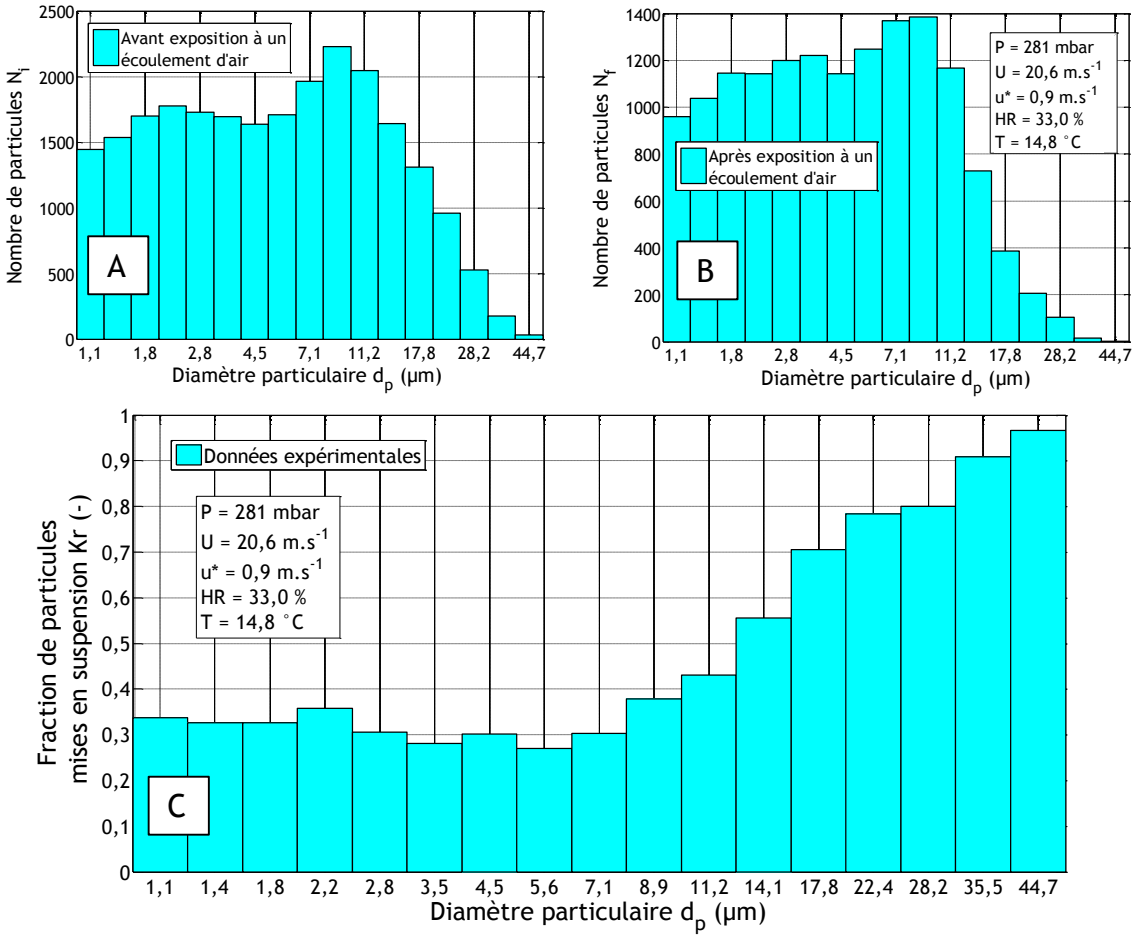


Figure 5.10 – Première expérience : P ≈ 300 mbar et u^* ≈ 1,0 m.s^{-1}.

L'effet de la basse pression, par rapport aux expériences effectuées à une pression d'environ 1 000 mbar, est très visible. En effet, les fractions de particules mises en suspension sont réduites lorsque la pression environnante diminue.

Comme précédement, on observe l'influence de la granulométrie sur les fractions de particules mises en suspension pour les classes granulométriques les plus grandes (de 7,1 à 44,7 µm). La fraction de particules mises en suspension augmente donc avec la granulométrie des particules.

De même, pour les plus petites particules, entre 1,1 et 5,6 µm, la fraction de particules mises en suspension est relativement constante : ici, autour de 0,3. Cette fraction de particules mises en suspension par les plus grosses particules est moindre que dans les expériences précédentes puisque la quantité de « grosses » particules mobilisées est aussi plus faible, réduisant ainsi les interactions entre particules en mouvement et particules immobiles.

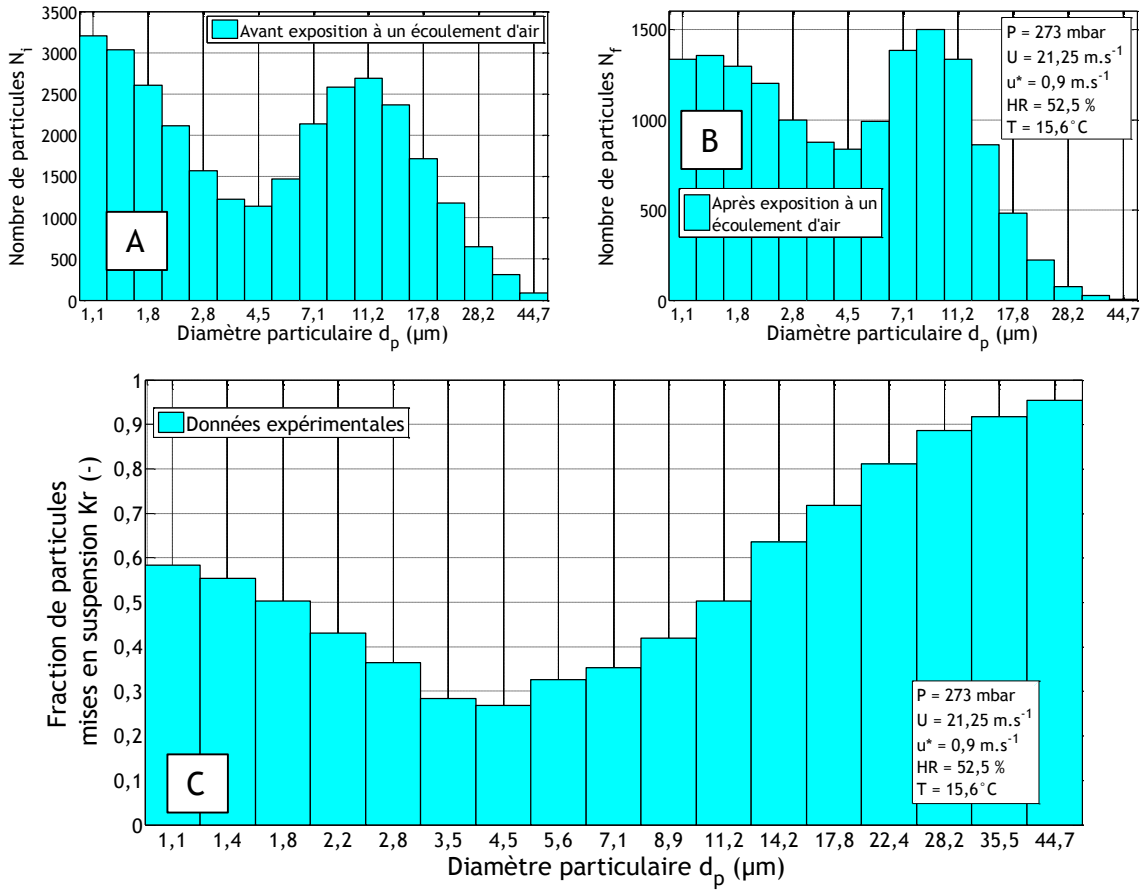


Figure 5.11 – Deuxième expérience : $P \approx 300$ mbar et $u^* \approx 1{,}0$ m.s^{-1}.

Sur la figure 5.11, on observe que la distribution granulométrique des particules déposées sur la surface avant exposition à l'écoulement d'air (histogramme A) est différente de celle présentée dans l'histogramme A de la figure 5.10. Les petites particules sont en nombre plus important, augmentant ainsi l'interaction avec les particules les plus « grosses ». D'ailleurs, c'est ce que l'on constate sur l'histogramme C de la figure 5.11 : une augmentation des fractions de particules mises en suspension en fonction du nombre de particules initialement présentes. Il est donc encore question, dans l'interprétation des données, de concentration et de polydispersion en taille des particules mises en jeu.

L'histogramme C de la figure 5.11 met aussi en évidence l'influence de la granulométrie des particules dans le mécanisme de mise en suspension pour les classes granulométriques allant de 4,5 à 44,7 µm.

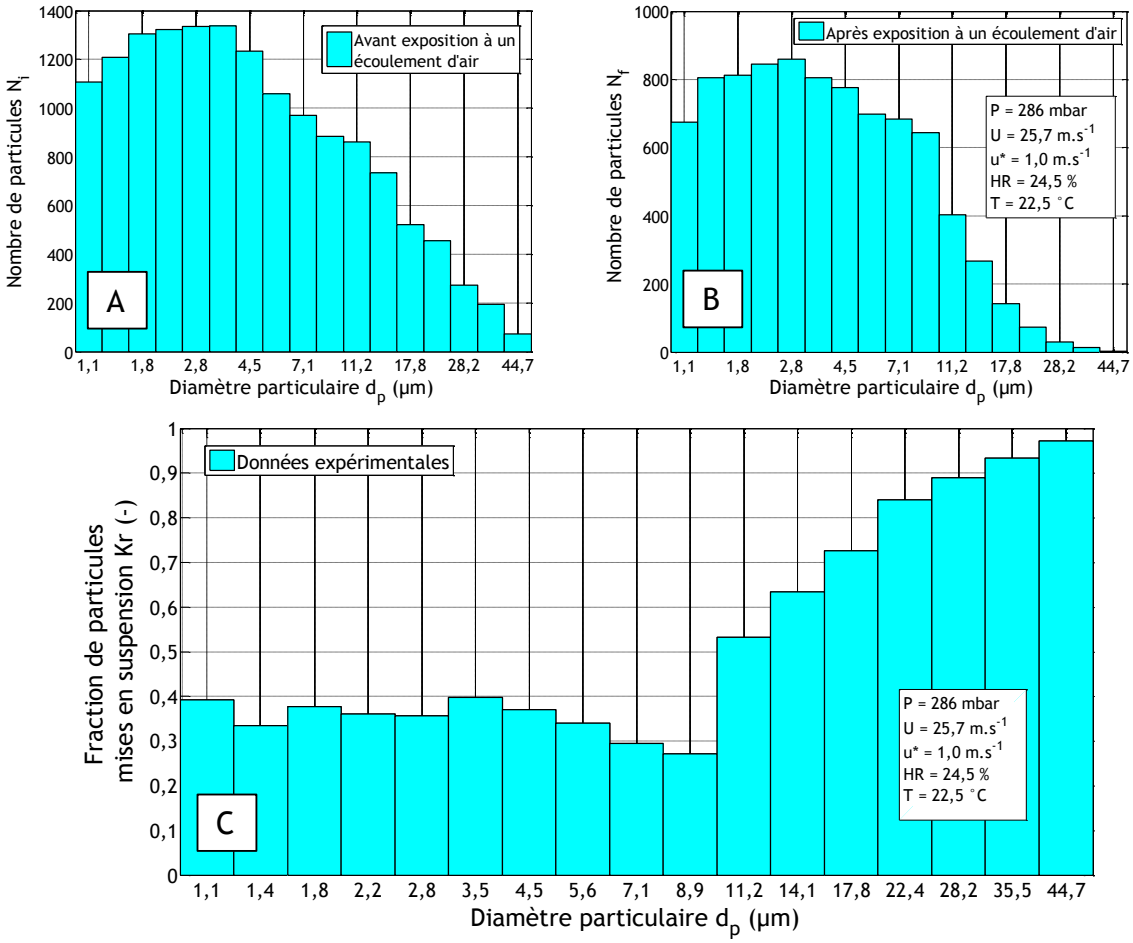


Figure 5.12 – Troisième expérience : $P \approx 300$ mbar et $u^* \approx 1{,}0$ m.s^{-1}.

Sur la figure 5.12, les mêmes phénomènes sont mis en évidence : mobilisation des particules les plus petites par les plus grosses ainsi que, pour les plus grosses particules, effet marqué de la granulométrie dans le mécanisme de mise en suspension.

Sur la figure 5.13, la moyenne arithmétique des trois résultats expérimentaux, obtenus à environ P ≈ 300 mbar et u* = 1,0 m.s^{-1}, est comparée au modèle *Rock'n Roll* avec la corrélation de Biasi *et al.* (2001) (courbe rouge) et celle déduite des mesures *AFM* (courbe bleue) présentées dans le chapitre 3. Les barres d'incertitudes correspondent à l'écart-type arithmétique des fractions de particules mises en suspension résultant des trois résultats expérimentaux présentés précédemment.

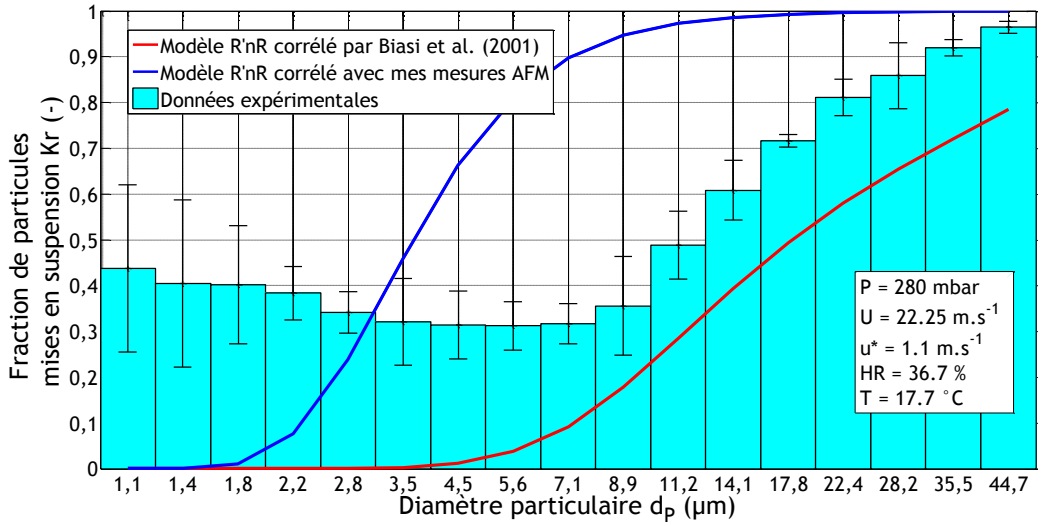


Figure 5.13 – Comparaison entre le modèle *Rock'n Roll* et la fraction moyenne des trois précédentes mesures expérimentales : particules mises en suspension à $P \approx 300$ mbar et $u^* = 1{,}0$ m.s^{-1}.

Sur la figure 5.13, on constate que le modèle *Rock'n Roll* corrélé par Biasi *et al.* (2001) sous-estime, là encore, les fractions de particules mises en suspension. De plus, celui corrélé par les mesures *AFM* surestime, là aussi, les fractions de particules mises en suspension pour les classes granulométriques allant de 7,1 à 44,7 µm.

Pour conclure la présentation de ces essais de mise en suspension de dépôts de particules monocouche, on constate les conséquences du fait que le modèle *Rock'n Roll* ne prend pas en compte les interactions entre particules en mouvement et particules immobiles, interactions liées à la polydispersion et à la concentration plus ou moins grandes des particules sur la surface. Personnellement, je propose un mécanisme de mobilisation par effet « boule de neige ». Les particules les plus grosses roulent ou glissent sur la surface, emportant avec elles, *via* les forces d'adhésion, les particules les plus petites se trouvant sur leur trajectoire. L'autre point important concerne les classes granulométriques les plus importantes, qui sont peu impactées par ce phénomène d'entrainement par interaction : on constate pourtant que le modèle *Rock'n Roll* corrélé par Biasi *et al.* (2001) sous-estime systématiquement les fractions de particules mises en suspension obtenues expérimentalement. Après avoir remplacé les distributions de forces d'adhésion de Biasi *et al.* (2001) par celles obtenues par *AFM*, et par conséquent propre à notre système d'étude, on s'aperçoit que le modèle *Rock'n Roll* surestime nos données expérimentales. Ainsi, deux voies sont à approfondir : l'effet de la réduction du frottement dans les forces aérauliques (lié au diamètre des particules et à la pression environnante) ainsi que le développement d'une corrélation des forces d'adhésion qui prendrait en compte le nombre et la surface des points de contact entre les particules et la surface (et non pas seulement la taille des particules). Dans la partie qui suit, une étude des forces aérauliques est réalisée afin de prendre en compte les fluctuations de ces forces s'exerçant dans la soufflerie BISE-II, ainsi que les éventuels effets de réduction du frottement à basse pression.

5.5 AJUSTEMENT DES FORCES AÉRAULIQUES

5.5.1 Prise en compte des fluctuations des forces aérauliques s'exerçant dans BISE-II

Comme mis en évidence précédemment, la fluctuation des forces aérauliques déterminée dans la soufflerie BISE-II n'est pas la même que celle proposée par Biasi *et al.* (2001). D'après les mesures d'écoulement réalisées dans BISE-II, le rapport f_{rms} (rapport entre l'écart-type et la moyenne arithmétique des forces aérauliques) est de 0,07 tandis que Biasi *et al.* (2001) ont retenu un rapport f_{rms} de 0,2.

Par conséquent, les figures 5.14, 5.15 et 5.16 détaillent les calculs *Rock'n Roll* réalisés avec un f_{rms} de 0,07.

Sur ces figures, on observe que les prévisions du modèle *Rock'n Roll*, corrélé par Biasi *et al.* (2001) et par les mesures *AFM*, donnent des fractions de mise en suspension plus basses lorsque le rapport f_{rms} est abaissé — dans notre cas, de 0,2 à 0,07. Cela s'explique par le fait qu'avec une distribution de forces aérauliques moins dispersée (écart-type plus petit), les forces aérauliques les plus grandes, obtenues avec un f_{rms} de 0,2, ne peuvent plus être atteintes lorsque f_{rms} est de 0,07.

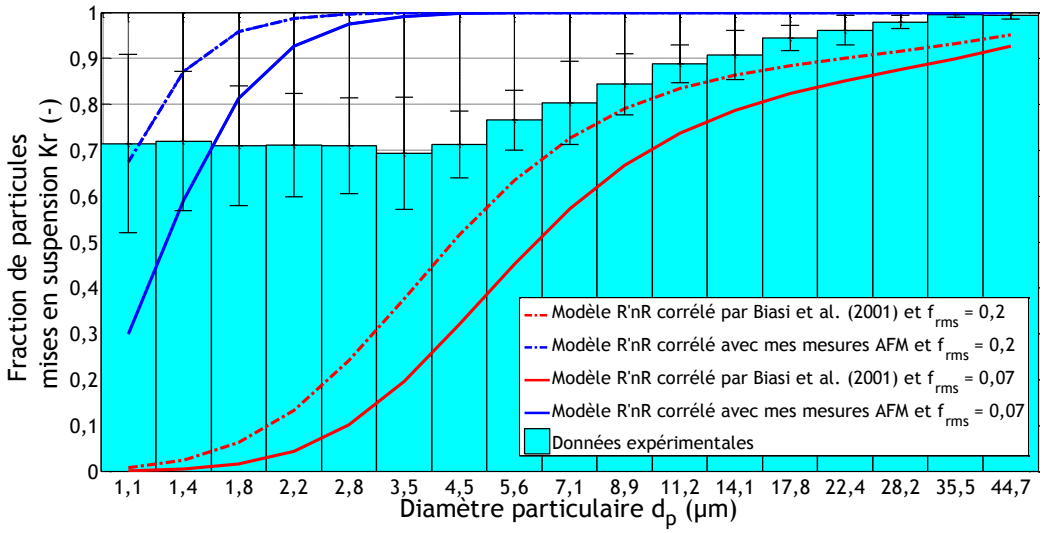


Figure 5.14 – Comparaison entre le modèle *Rock'n Roll* (avec un f_{rms} de 0,2 et de 0,07) et la fraction moyenne de trois mesures expérimentales : particules mises en suspension à $P \approx 1\,000$ mbar et $u^* = 1{,}4$ m.s^{-1}.

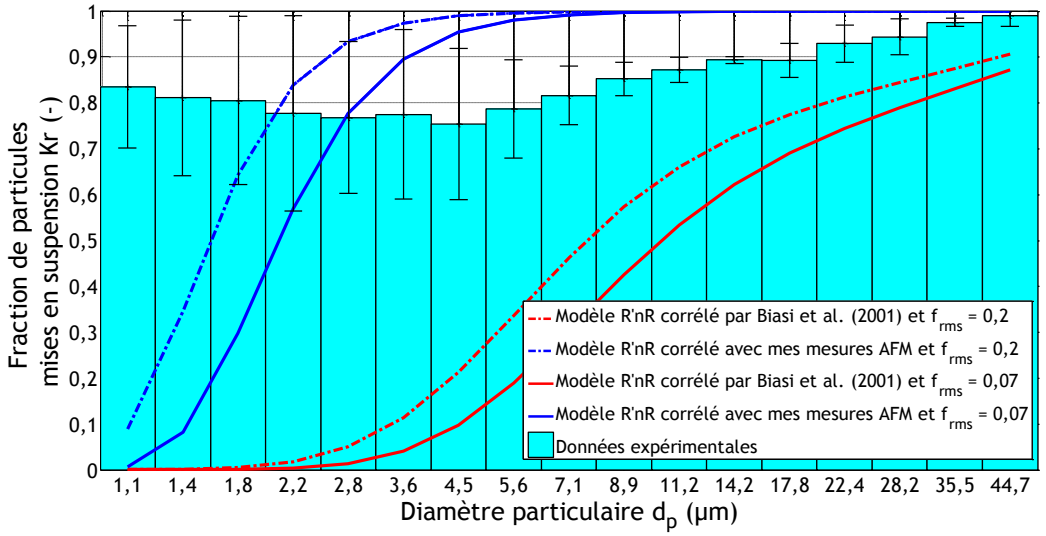


Figure 5.15 – *Idem* figure 5.14 à $P \approx 1\,000$ mbar mais avec $u^* = 1{,}0$ m.s^{-1}.

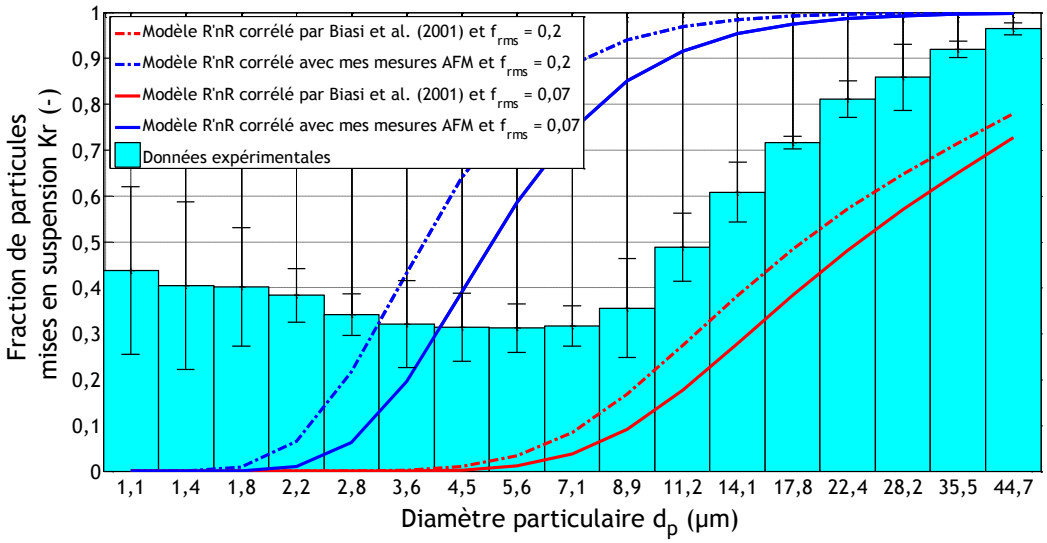


Figure 5.16 – *Idem* figure 5.14 mais à $P \approx 300$ mbar et $u^* = 1{,}0$ m.s^{-1}.

En comparant les données expérimentales de mise en suspension, on observe que la diminution du paramètre f_{rms} a pour effet d'aggraver la sous-estimation du modèle *Rock'n Roll* corrélé par Biasi *et al.* (2001) mais en revanche de limiter la surestimation du modèle *Rock'n Roll* corrélé par mes mesures *AFM*.

5.5.2 La réduction du frottement dans les forces aérauliques

Comme je l'ai évoqué précédemment, compte tenu du diamètre des particules et de la pression environnante, une correction des forces aérauliques peut être envisagée. Pour une particule en suspension, ces forces aérauliques peuvent être corrigées par le facteur de Cunningham *Cu* qui a fait l'objet de nombreux travaux détaillés dans le chapitre 2. Dans la littérature scientifique correspondante, les corrélations donnent des facteurs correctifs relativement similaires. C'est la corrélation expérimentale de Kim et *al.* (2005), obtenue pour des nombres de Knudsen *Kn* allant de 0,5 à 82,9, que nous utiliserons dans la suite de notre analyse.

Pour une particule en suspension, le facteur de Cunningham *Cu* s'exprime sous la forme :

$$Cu(Kn) = 1 + Kn\left(a + b.e^{\left(-\frac{c}{Kn}\right)}\right), \qquad (5.4)$$

où *Kn* est le nombre de Knudsen correspondant, ici, au rapport entre le libre parcours moyen des molécules du gaz porteur λ_g et le rayon de la particule r_p, et a, b, et c sont des coefficients respectivement égaux à 1,165, 0,483 et 0,997 tels que déterminés par Kim et *al.* (2005). Une discussion de ces coefficients a été menée dans le chapitre 2 de ce manuscrit.

Figure 5.17, le facteur de Cunningham *Cu* est représenté en fonction du diamètre des particules (correspondant aux classes granulométriques calculées précédemment) et pour deux pressions environnantes distinctes : 300 et 1 000 mbar. Les calculs ont été effectués pour l'air à 23 °C (les variations de température dans mes expériences entre 15 et 23 °C ont peu d'influence dans ce calcul). A 1 000 mbar et à 300 mbar, le libre parcours moyen des molécules dans l'air à 23 °C est respectivement de 68,19 nm et de 227,31 nm. Pour les diamètres particulaires à l'étude, les nombres de Knudsen *Kn* varient donc de 0,122 à 0,003 à 1000 mbar et de 0,405 à 0,010 à 300 mbar. Dans ces conditions, le régime continu ($Kn << 1$) n'est pas parfaitement établi et, pour les diamètres les plus petits, la zone de transition est approchée ($Kn \approx 1$).

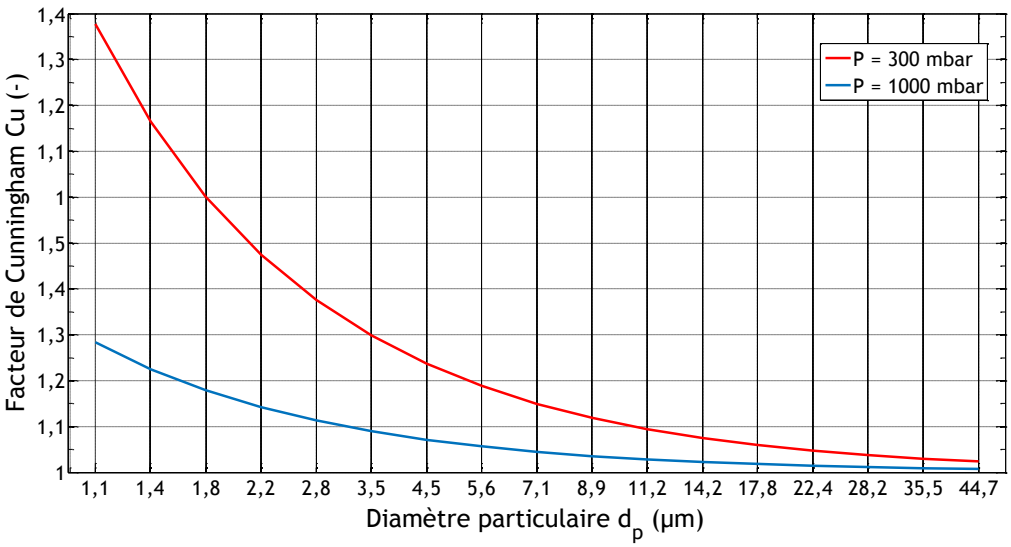


Figure 5.17 – Facteur de Cunningham *Cu* en fonction du diamètre des particules d_p et pour deux pressions environnantes : 300 et 1000 mbar.

La réflexion autour d'une réduction du frottement dans les forces aérauliques ne peut être menée à bien qu'avec les classes granulométriques, de 5,6 µm à 44,7 µm, qui sont peu influencées par l'interaction avec les particules en mouvement. Les calculs montrent, figure 5.17, qu'à partir d'un diamètre de 5,6 µm, la correction par le facteur de Cunningham *Cu* devient insignifiante. Ainsi, en supposant que cette correction peut s'appliquer à une particule déposée sur une surface, la correction des forces aérauliques avec le facteur de Cunningham *Cu* ne modifie pas les prédictions du modèle *Rock'n Roll*.

Par conséquent, dans ces expériences, je néglige les effets de réduction du frottement dans les forces aérauliques qui surviennent pour une particule en suspension et avec de grands nombres de Knudsen *Kn*. Cependant, l'étude de cette réduction du frottement sera à approfondir lorsque la pression environnante sera plus basse (soufflerie AWTS-II) — augmentant ainsi le nombre Knudsen.

Ayant ajusté le modèle *Rock'n Roll* aux distributions de forces aérauliques s'exerçant dans la soufflerie BISE-II, je présente, dans la partie qui suit, une discussion relative à la corrélation des forces d'adhésion, issue des mesures *AFM* et utilisée dans le modèle en question.

5.6 AJUSTEMENT DES FORCES D'ADHESION EN FONCTION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

La corrélation des forces d'adhésion est issue de techniques *AFM* dont le principe consiste à mesurer la force nécessaire pour décrocher d'une surface une particule greffée sur une pointe (le principe de la mesure, les expériences et les résultats sont détaillés dans le chapitre 3). Afin d'obtenir une corrélation spécifique du système à l'étude, ont été utilisées, dans ces expériences *AFM*, les mêmes particules de tungstène et les mêmes surfaces de tungstène que dans les expériences de mise en suspension présentées précédemment. La corrélation a été déterminée en fonction du diamètre des particules. Une perspective de mon travail est précisément de prendre en compte, dans cette corrélation, le nombre et la taille des points de contact entre les particules et les surfaces. La différence entre nos mesures expérimentales et le modèle *Rock'n Roll* corrélé avec les mesures *AFM* peut venir du fait qu'une particule greffée sur une pointe, puis approchée d'une surface, n'a pas les mêmes points de contact qu'une particule déposée par sédimentation ou impaction. Ainsi, pour être en accord avec les données expérimentales, j'ai corrigé, à l'aide de facteurs, les paramètres statistiques — écart-type géométrique et moyenne géométrique — de la distribution log-normale des forces d'adhésion. Sur les figures 5.18 et 5.19, pour que le modèle soit en accord avec mes données

expérimentales, j'ai dû multiplier l'écart-type géométrique σ_{AFM} par un facteur 2 et la moyenne géométrique F_{AFM} par un facteur 2 (dans le sens de l'augmentation des forces d'adhésion).

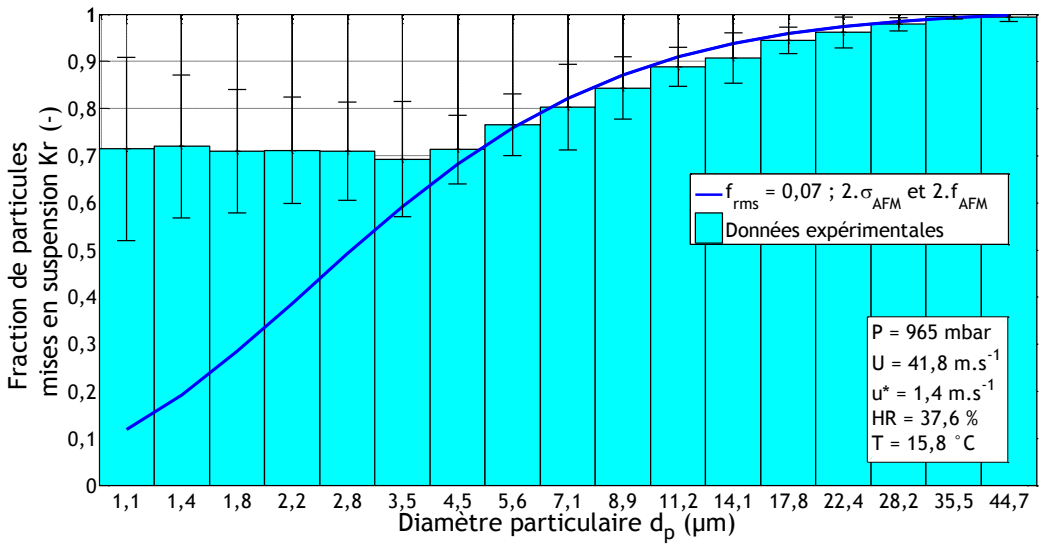


Figure 5.18 – Comparaison entre le modèle *Rock'n Roll* — calculé avec les paramètres suivant : f_{rms} = 0,07, $\sigma_a = 2.\sigma_{AFM}$ et $F_a = 2.F_{AFM}$ — et la fraction moyenne de trois mesures expérimentales : particules mises en suspension à $P \approx 1\,000$ mbar et avec $u^* = 1{,}4$ m.s^{-1}.

On constate, figure 5.18, pour les classes granulométriques allant de 4,5 et 44,7 µm, que le modèle *Rock'n Roll* est désormais en bon accord avec les données expérimentales. Cependant, figure 5.19, on observe, pour les classes granulométriques allant de 4,5 à 14,1 µm, que les données expérimentales sont plus élevées que les prédictions du modèle. Selon moi, ceci est lié à la concentration des particules présentes sur la surface et au « nettoyage » par les particules les plus grosses, qui n'est pas pris en compte dans le modèle.

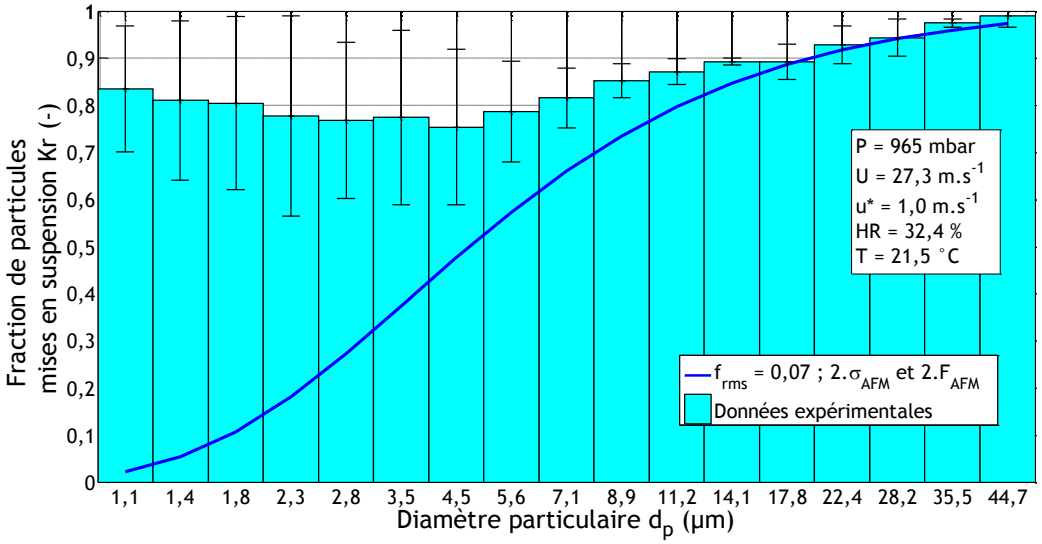


Figure 5.19 – *Idem* figure 5.18 à $P \approx 1000$ mbar mais avec $u^* = 1{,}0$ m.s^{-1}.

Sur la figure 5.20, où les expériences ont été réalisées à une pression environnante de 300 mbar, le bon accord entre le modèle et les expériences de mise en suspension est obtenu avec un écart-type géométrique σ_{AFM} inchangé (facteur 1) et une moyenne géométrique F_{AFM} multipliée par 2.

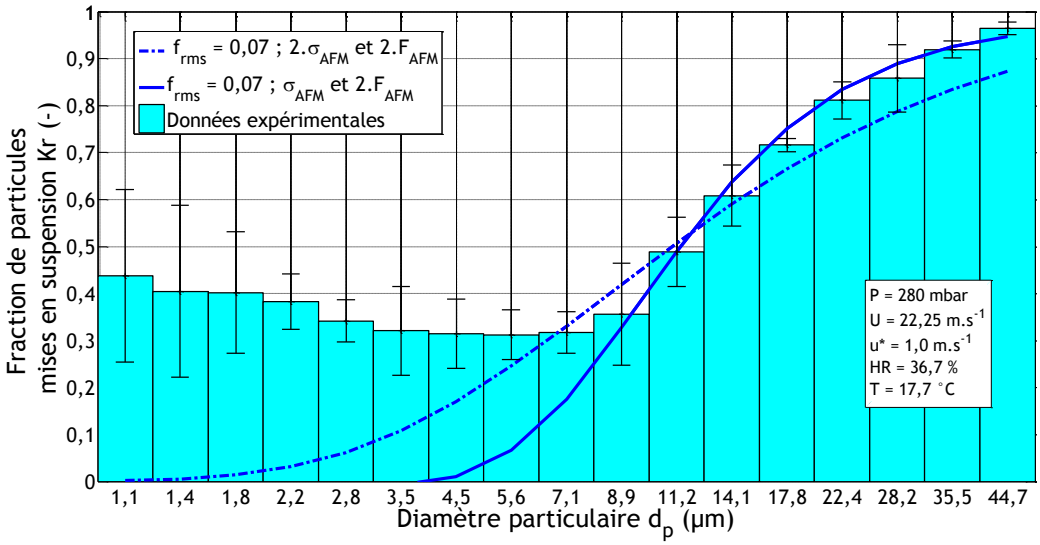


Figure 5.20 - *Idem* figure 5.18 mais avec $\sigma_a = \sigma_{AFM}$, à $P \approx 300$ mbar et avec $u^* = 1{,}0$ m.s^{-1}.

Sur la figure 5.20, on constate que le bon accord entre les données expérimentales et le modèle est réalisé avec un écart-type géométrique des forces d'adhésion moins important. Les résultats expérimentaux ont été obtenus à plus basse pression que précédemment, réduisant ainsi, pour une même vitesse de frottement (ici fixée à 1 m.s^{-1}), la quantité de particules mise en suspension. Par conséquent, les interactions entre les particules mobilisées par l'écoulement d'air et les particules non mobilisées par l'écoulement d'air sont diminuées.

La distribution des forces d'adhésion est généralement le paramètre d'ajustement du modèle *Rock'n Roll*. Par exemple, pour que le modèle *Rock'n Roll* soit en accord avec leurs données expérimentales de mise suspension de dépôts multicouches, Peillon *et al.* (2014) ont modifié le diamètre particulaire et l'énergie surfacique d'adhésion entrant dans la corrélation de Biasi *et al.* (2001). Dans un prolongement de nos travaux, la corrélation devra être développée en prenant en compte le nombre et la taille des points de contact entre la particule et la surface ainsi que l'humidité relative.

Dans nos expériences de mise en suspension, il a été montré que des petites particules peuvent se mettre en suspension par l'entrainement des grosses particules. Actuellement, ce mécanisme n'est pas pris en compte dans les modèles de mise en suspension de particules. Des études permettant de calculer les trajectoires des particules, et ainsi d'évaluer les probabilités d'interaction entre celles-ci, doivent être menées afin d'intégrer dans un modèle de mise en suspension cette mobilisation par effet « boule de neige ». D'ores et déjà, avec mes données expérimentales, il est possible de déterminer des facteurs intégrant cette mobilisation par interaction entre particules mobiles et immobiles, et de les injecter dans le modèle *Rock'n Roll*. Ces facteurs, que je n'ai pas encore déterminés, seront fonction de la granulométrie, de la concentration et de la polydispersion des particules.

Après avoir étudié le mécanisme de mise en suspension de dépôts de particules monocouche, je présente dans le chapitre 6, les expériences de mise en suspension de dépôts de particules multicouches.

CHAPITRE 6

MISE EN SUSPENSION DE DEPOTS MULTICOUCHES

6.1 Systèmes de mesure développés 177
6.1.1 Présentation et calibration de la mesure effectuée par extinction de la lumière 177
6.1.2 Présentation et calibration de la mesure effectuée par réflexion de la lumière 180
6.2 Effet de la pression environnante dans la mise en suspension 184
6.2.1 Données expérimentales obtenues avec la poudre d'oxyde d'aluminium SPM 95 184
6.2.2 Données expérimentales obtenues avec la poudre tungstène C 20 186
6.2.3 Etude de la réduction du frottement à basse pression 188
6.3 Mise en suspension par agglomérats de particules 189
6.4 Effet de la concentration surfacique dans la mise en suspension 192

Cette page est volontairement laissée blanche pour une impression recto-verso

L'un des objectifs majeurs de mes travaux de thèse est d'étudier le mécanisme de mise en suspension de particules à basse pression. Compte tenu de ses performances aérauliques, la veine aéraulique BISE-II (chapitre 5) a permis d'étudier la mise en suspension de particules dans une plage de pressions absolues allant de 300 à 1 000 mbar — domaine de pression environnante parcouru après 70 secondes de l'accident *LOVA* (Gelain *et al.*, 2015) envisagé dans le tokamak *ITER* (le détail est présenté à la fin du chapitre 4). De par sa conception, la soufflerie danoise *AWTS-II* permet de générer des écoulements d'air à plus basse pression que la veine aéraulique BISE-II. Par exemple, avec une pression environnante P de 10 mbar, la vitesse de frottement u^* de 3,4 $m.s^{-1}$ y est approchée. Ainsi, avec cette installation, il est possible d'étudier analytiquement le début du scénario *LOVA* anticipé dans *ITER*, soit les 70 premières secondes, ondes de choc éventuelles mises à part. Rappelons que ces deux souffleries sont complémentaires puisque qu'au-dessus d'une pression de 300 mbar, les vitesses d'écoulements d'air produites dans *AWTS-II* sont plus basses que dans BISE-II, qui prend alors le relais (voir chapitre 4).

Au cours de ma thèse, j'ai effectué deux campagnes d'expérimentation d'une durée de quinze jours chacune, à l'Université d'Aarhus. Ma première série d'expériences a été réalisée durant la première année de thèse. Ne disposant pas de suffisamment de poudre de tungstène, j'ai mesuré essentiellement la mise en suspension de particules d'oxyde d'aluminium (Al_2O_3) déposées sur une surface de verre lisse. L'objectif était d'étudier à basse pression la réduction du frottement dans les forces aérauliques s'exerçant sur des particules microniques. Ma deuxième série d'expériences a été effectuée à mi-parcours de ma troisième année de thèse avec des systèmes — dépôts de particules de tungstène sur une surface de tungstène — se voulant représentatifs de ce qui sera potentiellement à l'œuvre dans *ITER* lors d'un éventuel accident de perte de vide (*LOVA*).

Comme dans la veine aéraulique BISE-II, afin de tenir compte des paramètres prépondérants entrant dans le mécanisme de mise en suspension, les expériences dans la soufflerie *AWTS-II* ont été effectuées avec une complète maîtrise des écoulements d'air et des dépôts particulaires. Ainsi sont fournies dans ce chapitre des données expérimentales de mise en suspension de particules par des écoulements d'air à basse pression, de la pression atmosphérique jusqu'à 10 mbar.

6.1 SYSTEMES DE MESURE DEVELOPPES

Pour mesurer le phénomène de mise en suspension, j'ai mis en place, à l'Université d'Aarhus, deux systèmes de mesures optiques : l'un utilisant la transmission de la lumière à travers un dépôt de particules et l'autre utilisant la réflexion de la lumière par le dépôt.

6.1.1 Présentation et calibration de la mesure effectuée par extinction de la lumière

Pour déterminer la quantité de particules restant sur la plaque de verre après exposition à un écoulement d'air, j'ai utilisé une méthode optique basée sur l'extinction de la lumière. Pour ce faire, les dépôts de particules ont été éclairés à l'aide d'un système constitué de six diodes (*LEDs: Light-Emitting Diodes*) disposé au-dessus des dépôts de particules. Un capteur, qui n'est autre qu'une photodiode, est placé sous la plaque de verre afin de mesurer l'intensité lumineuse traversant les dépôts de particules et la plaque de verre. La source lumineuse et le capteur de lumière sont fixés solidairement sur un axe de rotation permettant de réaliser les mesures, avant et après exposition à un écoulement d'air, aux mêmes positions par rapport au dépôt de particules. Des photographies du système de mesure, diodes et photodiode, sont présentées figure 6.1.

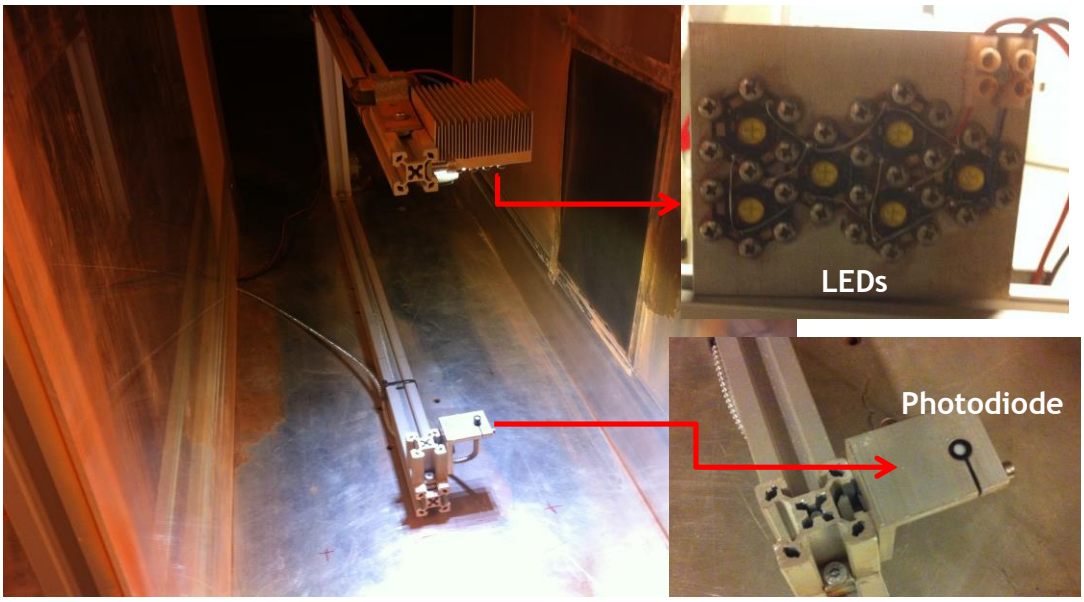


Figure 6.1 – Photographies du dispositif de mesure d'extinction de la lumière par un dépôt de particules.

Comme on le voit sur le schéma de la figure 6.2, une fois la soufflerie fermée, la surface sur laquelle ont été déposées les particules est placée entre la source lumineuse et la photodiode. La mesure est réalisée sur une surface délimitée par l'angle solide de détection de la photodiode.

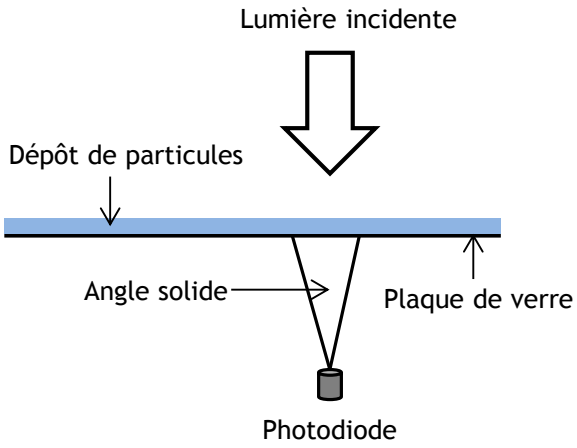


Figure 6.2 – Schéma de principe de la mesure d'extinction de la lumière par un dépôt de particules.

L'intensité lumineuse étant fonction de la concentration surfacique de particules sur la surface, il est nécessaire de faire au préalable une calibration. Pour ce faire, l'absorbance A a été calculée avec la relation :

$$A = 1 - \frac{I_{in}}{I_{out}}, \qquad (6.1)$$

où I_{out} est l'intensité lumineuse à travers la surface de verre sans particules déposées et I_{in} l'intensité lumineuse à travers le dépôt de particules et la surface de verre.

Les expériences de J. Merrison, chercheur danois en charge de la soufflerie *AWTS-II* et travaillant sur l'atmosphère martienne (Merrison, 2012), avec la poussière Salten Skov I (Nørnberg *et al.*, 2009), ont démontré que l'absorbance A de la lumière par un dépôt de particules varie

exponentiellement en fonction de la concentration surfacique *Cs* de particules. Par conséquent, la concentration de particules sur la surface est calculée avec une fonction exponentielle de la forme :

$$A = 1 - \exp\left(-\frac{Cs}{cst}\right), \tag{6.2}$$

où cst est une constante spécifique à la poudre (Rondeau *et al.*, 2014b).

Les mesures expérimentales obtenues par la mesure d'extinction de la lumière, qui seront présentées dans la suite de ce chapitre, ont été réalisées avec la poudre SPM 95. La caractérisation de cette poudre est présentée en détail dans le chapitre 3. Pour rappel, elle est constituée de particules d'oxyde d'aluminium Al_2O_3, ayant un diamètre médian en nombre $d_{méd}$ de 11,9 µm et un écart-type géométrique en nombre σ de 1,8. Ces paramètres statistiques sont relatifs à un diamètre équivalent en surface projetée puisque ils ont été obtenus à l'aide d'un microscope optique. Cette poudre a été choisie essentiellement du fait de sa granulométrie, qui est relativement proche des particules susceptibles d'être produites et déposées dans le tokamak *ITER* (Rondeau *et al.*, 2015a).

Ne disposant pas non plus, en première année de thèse, de surface de tungstène, les expériences de mise en suspension ont été effectuées avec des plaques de verre sur lesquelles ont été déposées les particules. Les paramètres de rugosité des plaques de verre à l'étude ont été mesurés par *AFM* et correspondent à $R_q \approx 2{,}4$ nm et $R_a \approx 0{,}9$ nm. Comparées aux plaques métalliques, les plaques de verre offrent, bien évidemment, l'avantage de la transparence.

Pour calibrer le système de mesure, j'ai calculé, à l'aide d'une mesure expérimentale et de l'équation (6.1), l'absorbance *A* de la lumière pour le dépôt de particules à l'étude. La concentration surfacique *Cs*, sur une surface donnée, a été mesurée par gravimétrie. Connaissant, par la mesure, l'absorbance *A* et la concentration surfacique *Cs* du dépôt de particules, j'ai déterminé la constante cst de l'équation (6.2), spécifique à chacune des poudres étudiées. La courbe de calibration est donnée figure 6.3. Une photographie du dépôt de particules réalisé avec la poudre SPM 95 est fournie figure 6.4. La concentration particulaire *Cs* est de 2,90 mg.cm^{-2}.

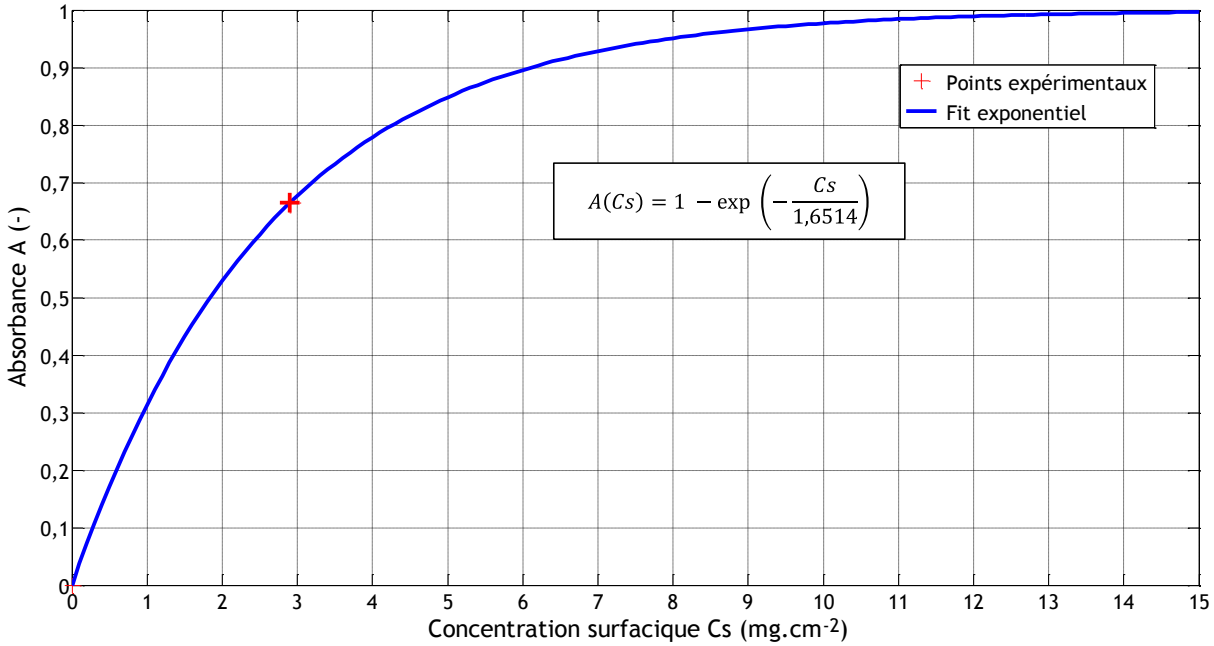


Figure 6.3 – Courbe de calibration du système de mesure obtenue avec la poudre SPM 95. L'assimilation à une exponentielle est validée par les travaux de J. Merrison, et reconnue comme la plus appropriée par Kaldellis et Kapsali (2011) pour rendre compte de l'absorption de la lumière par les particules déposées sur un panneau solaire.

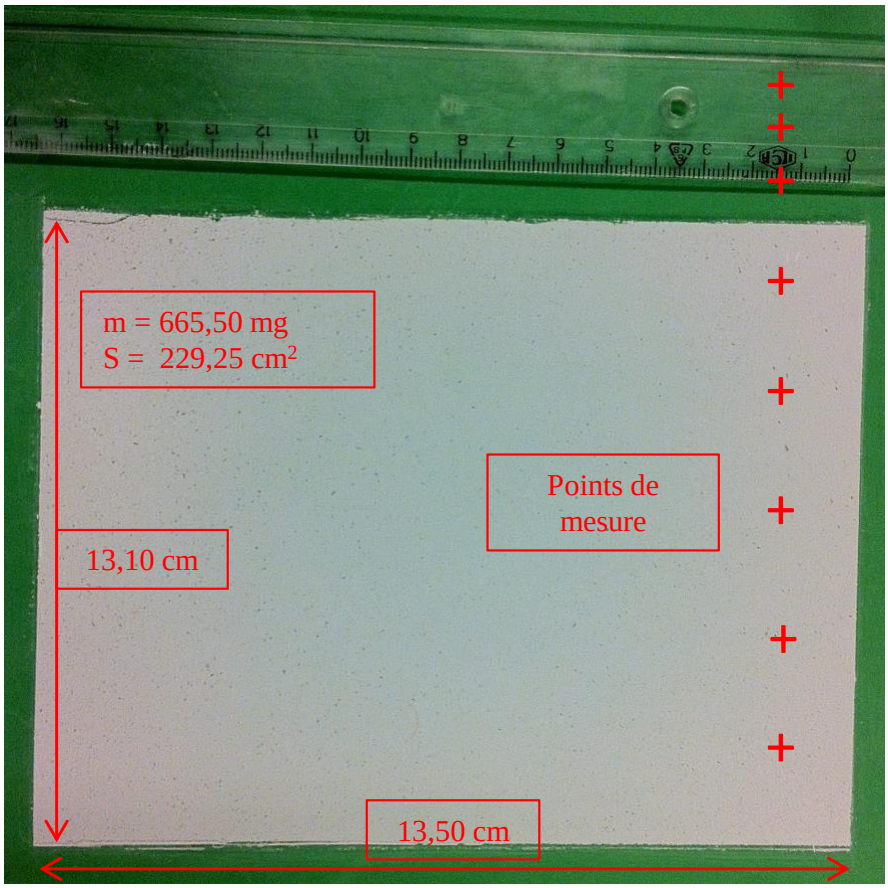


Figure 6.4 – Photographie d'un dépôt réalisé avec la poudre SPM 95 et utilisé pour la calibration du dispositif de mesure.

6.1.2 Présentation et calibration de la mesure effectuée par réflexion de la lumière

Pour mesurer expérimentalement la quantité de particules de tungstène mises en suspension, j'ai conçu un dispositif permettant de mesurer la réflexion (et non pas la transmission) de la lumière par le dépôt de particules. En effet, remarquant que l'intensité de lumière diffusée est fonction de la concentration surfacique de particules, j'ai utilisé ce phénomène pour mesurer expérimentalement la quantité de particules mises en suspension depuis une surface non transparente. Sur la figure 6.5, le schéma de principe de la technique de mesure par réflexion de la lumière est présenté. Une source lumineuse éclaire une zone du dépôt de particules et la lumière réfléchie est mesurée, suivant un angle de diffusion optimum (autour de 110°), par un capteur d'intensité lumineuse. L'intensité lumineuse diffusée est fonction de la quantité de particules présentes sur la surface d'analyse (pour un type de surface et de particules données).

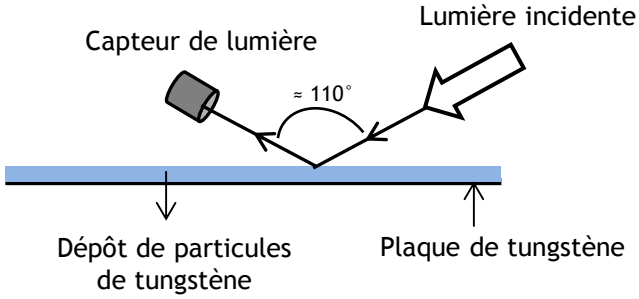


Figure 6.5 – Schéma de principe de la technique de mesure utilisant la diffusion de la lumière par le dépôt de particules.

Sur la figure 6.6, une photographie du dispositif expérimental est présentée. La source lumineuse n'est autre qu'une lampe torche et le capteur, une photodiode.

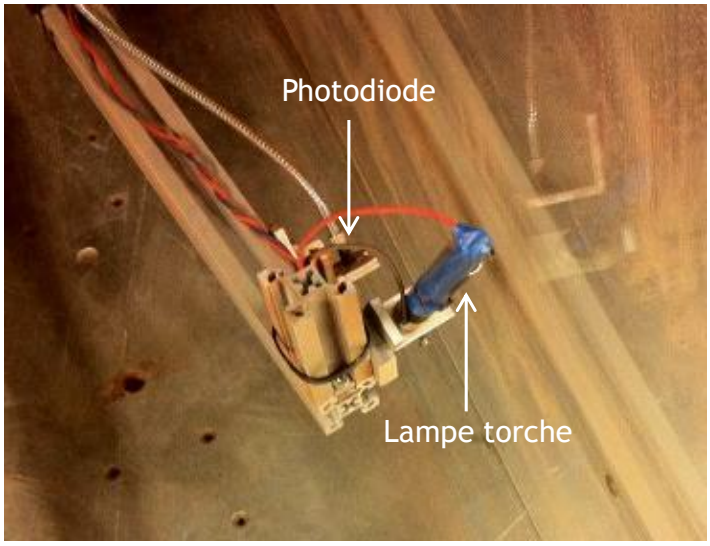


Figure 6.6 – Photographie du dispositif de mesure par diffusion de la lumière par le dépôt de particules.

De même que pour le dispositif de mesure utilisant l'absorption de la lumière, le dispositif (figure 6.6) est fixé à un arbre de rotation permettant de réaliser les mesures, avant et après exposition aux écoulements d'air, aux mêmes positions.

La concentration surfacique *Cs* de particules sur la surface est fonction de l'intensité lumineuse diffusée par le dépôt de particules, que j'ai normalisé avec la relation :

$$I_{\text{norm}} = 1 - \frac{I_{d-in}}{I_{d-out}}, \tag{6.3}$$

où $I_{d\text{-}out}$ est l'intensité lumineuse diffusée par la surface de tungstène sans particules, et $I_{d\text{-}in}$, l'intensité lumineuse diffusée par le dépôt de particules de tungstène.

Comme indiqué dans le chapitre 3, les dépôts de particules ont été effectués dans l'ancienne soufflerie *AWTS-I* convertie en chambre de sédimentation. Pour réaliser les dépôts de particules multicouches, j'ai injecté dans l'installation des volumes calibrés de particules. Ainsi, j'ai obtenu cinq échantillons composés de 4 ou 5 dépôts de particules de tungstène sur une surface de tungstène. Les échantillons qui ont été étudiés à 25, 60 et 300 mbar rassemblent cinq dépôts réalisés avec 16, 32, 64, 128 et 256 injections de volumes calibrés de particules. Les échantillons qui ont été étudiés à 130 et 950 mbar rassemblent quatre dépôts de particules réalisés avec 32, 64, 128 et 256 injections de volumes calibrés de particules. Le fait d'avoir quatre ou cinq dépôts sur le même échantillon dépend de mon habileté à réaliser les dépôts dans la soufflerie *AWTS-I* reconvertie en chambre de sédimentation. En effet, pour réaliser les dépôts de particules dans *AWTS-I*, alors qu'elle est sous vide, le déplacement manuel d'une plaque, au-dessus de la surface d'analyse, permet de réaliser plusieurs épaisseurs de dépôts. Cependant, ce déplacement manuel est difficile à maîtriser, et les largeurs des dépôts ne sont donc pas parfaitement calibrées, ce qui ne permet pas toujours de réaliser un cinquième dépôt plus fin, et probablement monocouche. La figure 6.7 présente l'une des surfaces sur laquelle cinq dépôts de tungstène ont été réalisés. Sur la figure 6.8, l'intensité diffusée normalisée I_{norm} par les dépôts de particules en fonction du nombre d'injections de volumes calibrés de particules est présentée.

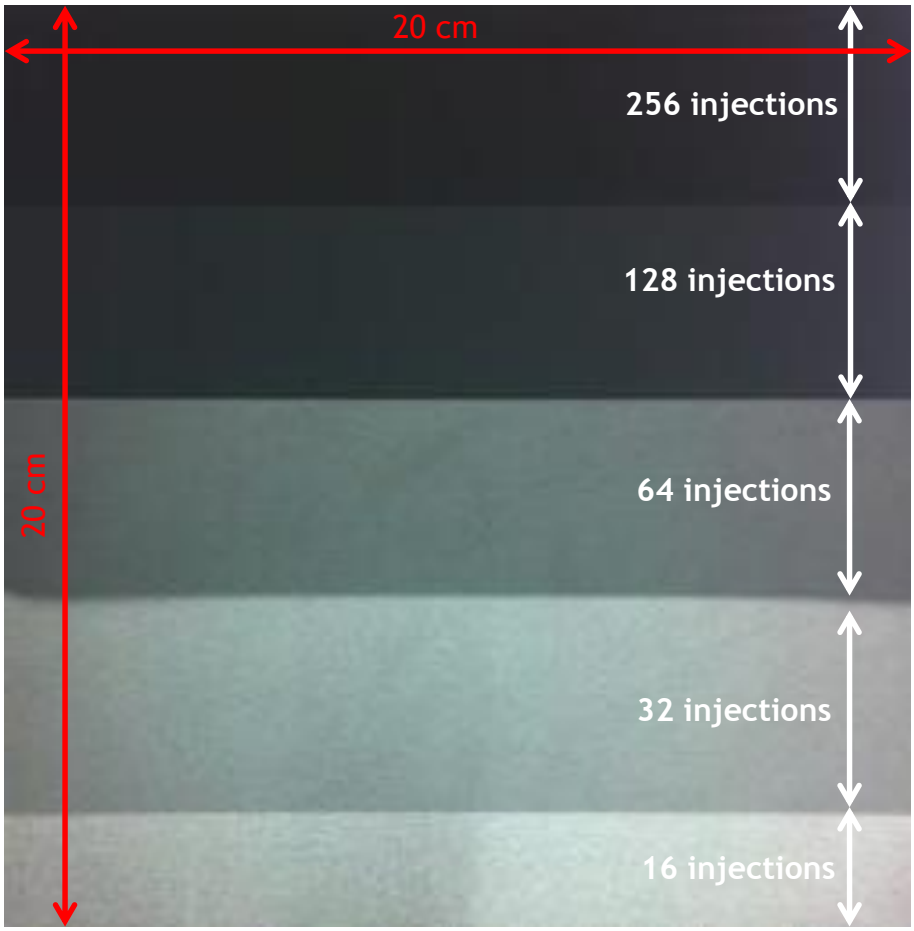


Figure 6.7 – Exemple de dépôts multicouches de tungstène sur une surface de tungstène parmi ceux qui ont été étudiés.

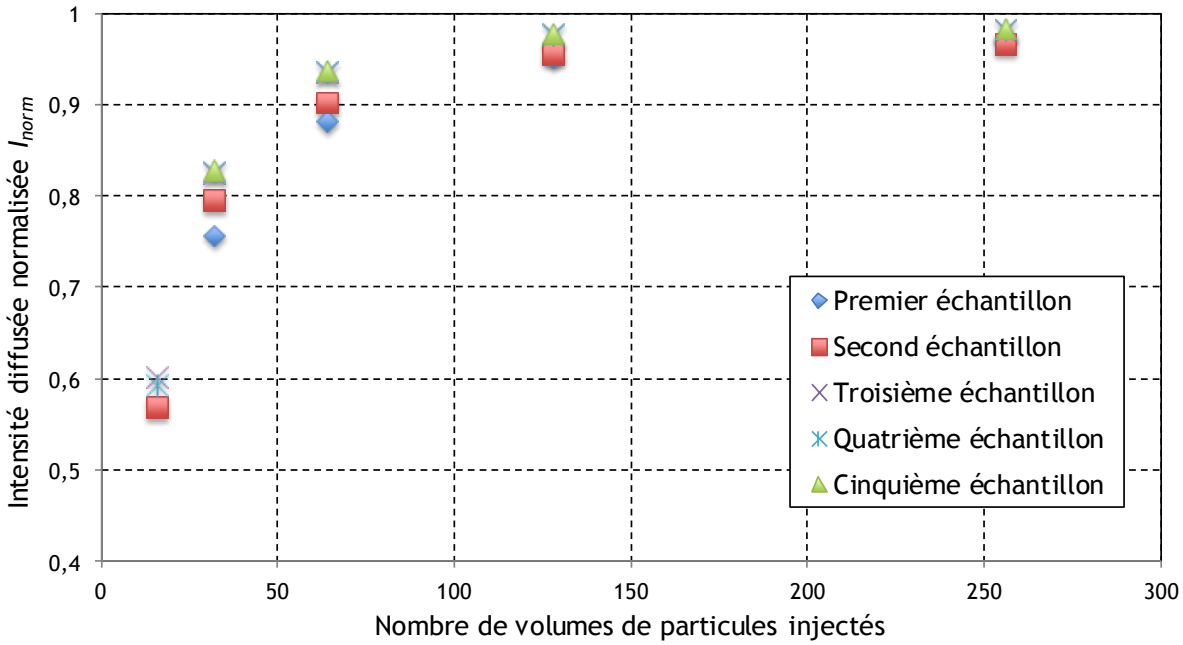


Figure 6.8 – Intensité normalisée I_{norm} diffusée par les dépôts de particules en fonction du nombre d'injections de volumes calibrés de particules.

On constate, figure 6.8, que l'intensité de la lumière diffusée suit approximativement une loi exponentielle en fonction du nombre de volumes de particules injectées. Les variations d'intensité lumineuse ne sont pas liées à l'incertitude du dispositif de mesure mais au fait qu'il est compliqué d'injecter des volumes identiques de particules. Ainsi la quantité de particules déposées sur la surface peut varier pour un même nombre d'injections. En négligeant ces variations, une relation linéaire s'établit entre le nombre d'injections et la masse déposée sur la surface. Au vu de ces résultats, une variation suivant une loi exponentielle de l'intensité lumineuse en fonction de la concentration particulaire apparait justifiée. De plus, pour consolider ce choix, on peut se rapporter aux travaux d'Al-Hasan (1998) qui mettent aussi en évidence que la réflexion de la lumière par un dépôt de particules évolue suivant une loi exponentielle.

Faute de temps, la calibration du dispositif de mesure, présentée figure 6.9 a été réalisée avec seulement trois points de mesure relativement proches en termes de concentration surfacique *Cs* de particules : entre 5,5 et 6,1 mg.cm^{-2}. Ces valeurs de concentrations surfaciques de particules correspondent à 256 injections de volume calibré de particules.

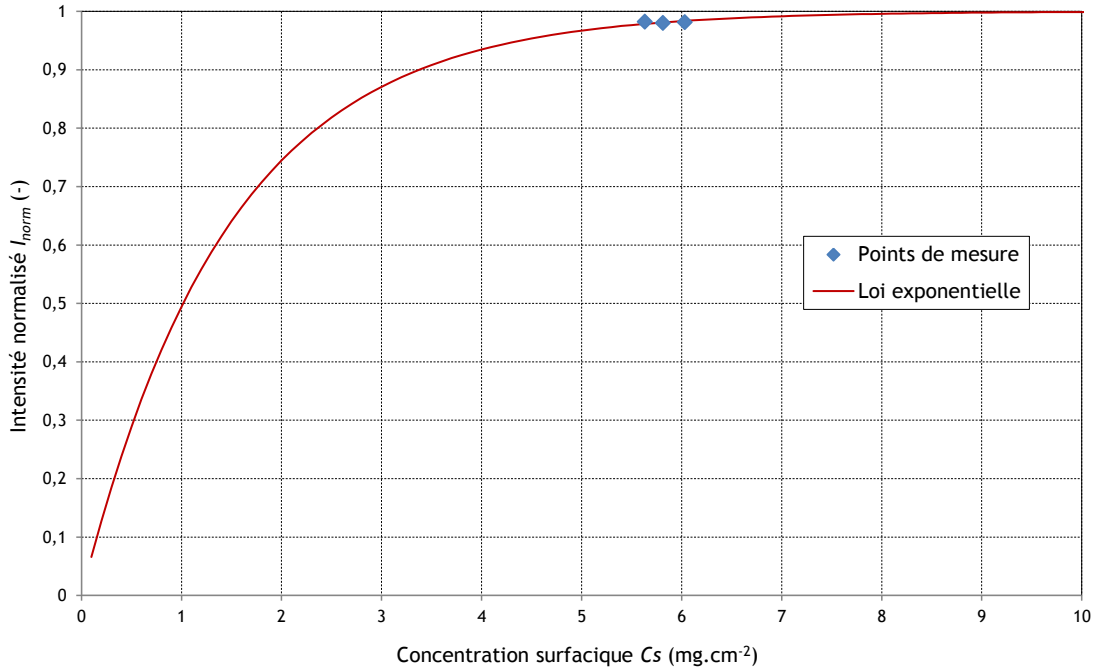


Figure 6.9 – Calibration du dispositif de mesure de la concentration surfacique Cs de particules utilisant la diffusion de la lumière par le dépôt de particules. La validité de cette calibration est discutée dans le texte. Elle s'appuie sur les résultats expérimentaux de la figure 6.8 et sur les travaux rapportés par Al-Hasan (1998).

La calibration mériterait un nombre de points de mesure plus important et à plus basses concentrations surfaciques *Cs* de particules. En effet, une calibration avec trois mesures de masse, donnant une intensité normalisée autour de 98 %, peut sembler audacieuse. Cependant, les points expérimentaux, présentés figure 6.8, permettent quant à eux d'établir une loi exponentielle du même type que celle déterminée pour le système d'extinction de la lumière.

Ainsi, avec l'hypothèse que la diffusion par un dépôt de particules varie exponentiellement en fonction de la concentration surfacique *Cs* de particules, nous obtenons l'équation :

$$I_{\text{norm}} = 1 - \exp\left(-\frac{Cs}{\text{cst}}\right), \tag{6.4}$$

où cst est une constante spécifique de la poudre étudiée. Cette constante a été déterminée, dans la partie qui suit, pour la poudre C 20 de tungstène utilisée.

Pour calibrer le système de mesure, j'ai donc déterminé l'intensité de diffusion normalisé I_{norm} à l'aide des résultats des mesures expérimentales et de l'équation (6.3). La concentration surfacique *Cs* a été calculée à partir d'une mesure de masse du dépôt de particules sur une surface donnée. Ainsi, en utilisant ces résultats de mesure, I_{norm} et *Cs*, j'ai déterminé la constante cst de l'équation (6.4) spécifique aux dépôts de particules de tungstène étudiés. Le calcul donne une constante cst de 1,47. Les points de mesure et la courbe de calibration sont présentés sur la figure 6.9.

Dans chacune des expériences, après avoir fixé la pression environnante dans la soufflerie *AWTS-II*, l'écoulement d'air a été augmenté par palier de dix minutes jusqu'à la vitesse d'écoulement d'air maximale atteinte à la pression d'étude. A la fin de chaque palier, la vitesse de rotation des ventilateurs est diminuée progressivement jusqu'à 0 rpm (*revolutions per minute*) et l'intensité lumineuse transmise ou diffusée par le dépôt de particules est mesurée. Ainsi, l'absorbance *A* a été calculée avec l'équation (6.1) et l'intensité diffusée I_{norm} a été calculée avec l'équation (6.3). Ainsi, la concentration surfacique *Cs* est déterminée avec l'équation (6.2) ou (6.4) suivant le dispositif utilisé en tenant compte de la constante cst obtenue avec les calibrations présentées précédemment. Disposant de la concentration surfacique *Cs* de particules déposées sur la surface avant et après expositions aux écoulements d'air, les fractions *Kr* de particules mises en suspension sont calculées avec la relation :

$$Kr = 1 - \frac{Cs_f}{Cs_i}, \tag{6.5}$$

où les indices f et i de la concentration surfacique *Cs* de particules sur la surface indiquent finale (après écoulement d'air) et initiale (avant écoulement d'air).

Dans les parties qui suivent, je présente mes résultats expérimentaux de concentration surfacique *Cs* de particules déposées sur la surface et de fraction *Kr* de particules mises en suspension, en fonction de la vitesse de frottement u* obtenue avec la corrélation de Schlichting (1979), présentée dans le chapitre 4 de ce manuscrit.

6.2 EFFET DE LA PRESSION ENVIRONNANTE DANS LA MISE EN SUSPENSION

6.2.1 Données expérimentales obtenues avec la poudre d'oxyde d'aluminium SPM 95

Lors d'une première campagne d'expérimentation au Danemark, j'ai en priorité étudié l'effet de la pression environnante dans le mécanisme de mise en suspension. Les résultats expérimentaux qui sont présentés dans cette partie ont été obtenus avec la poudre d'oxyde d'aluminium SPM 95 dans la soufflerie *AWTS-I* et les mesures ont été effectuées avec le système de mesure utilisant l'extinction de la lumière. Les dépôts de particules ont été exposés à des écoulements d'air sous une pression environnante *P* de 300, 130 et 10 mbar. Durant ces expériences, la température dans la soufflerie *AWTS-II* s'établissait autour de 23°C. De plus, pour comparaison, une mesure de mise en suspension de particules SPM 95 obtenue dans la soufflerie BISE-II à une pression absolue de 300 mbar est présentée. Les expériences seront détaillées dans le chapitre 7 de ce manuscrit. La pression de 300 mbar permet donc le « recouvrement » souhaité des deux installations et fournit le *continuum* des résultats expérimentaux. Ainsi, sur les figures 6.10 et 6.11, sont présentées respectivement, en fonction de la vitesse de frottement, la concentration surfacique *Cs* de particules sur la surface et la fraction *Kr* de particules mises en suspension.

Sur la figure 6.10, on constate que les expériences réalisées à une pression environnante *P* de 130 et 10 mbar ont été effectuées avec un dépôt ayant une concentration surfacique *Cs* initiale (avant exposition à un écoulement d'air) de particules relativement similaire, se situant autour de 0,7 $mg.cm^{-2}$. La concentration surfacique *Cs* initiale du dépôt de particules utilisée pour l'expérience à une pression environnante *P* de 300 mbar est, quant-à-elle, deux fois moindre : sa valeur se situe autour de 0,35 $mg.cm^{-2}$. Comme nous l'avons vu précédemment, cette différence de

concentration surfacique *Cs* initiale joue un certain rôle dans le mécanisme de mise en suspension. Ici, dans l'analyse de mes résultats, je suis contraint de considérer cette différence de concentration surfacique initiale Cs_i comme du second ordre dans le mécanisme de mise en suspension.

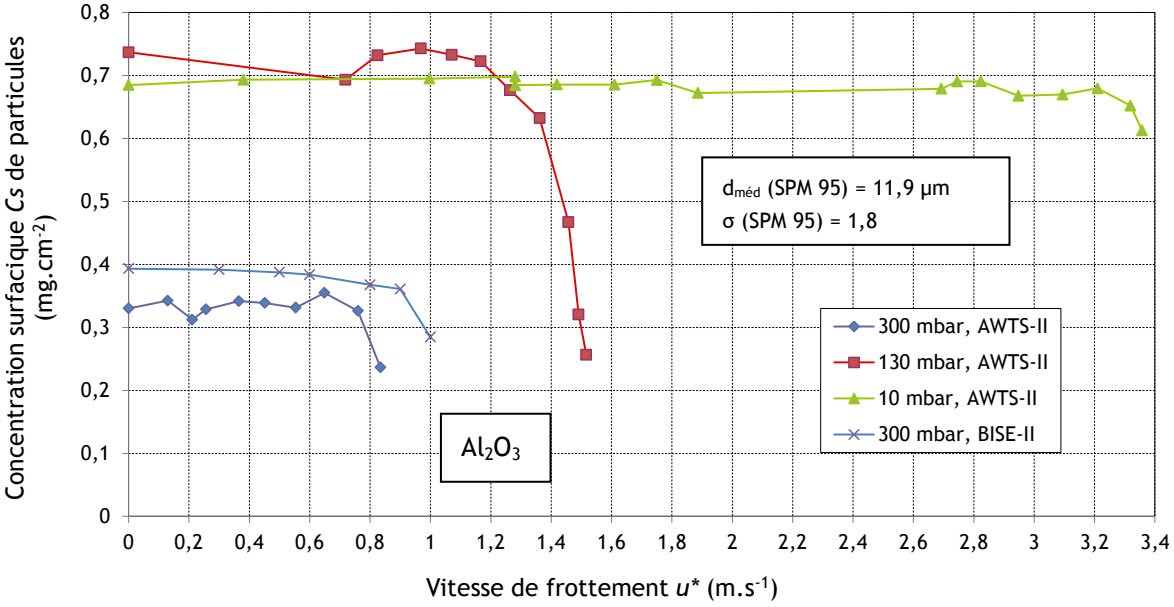


Figure 6.10 – Concentration surfacique *Cs* de particules SPM 95 sur la surface de verre, en fonction de la vitesse de frottement *u**.

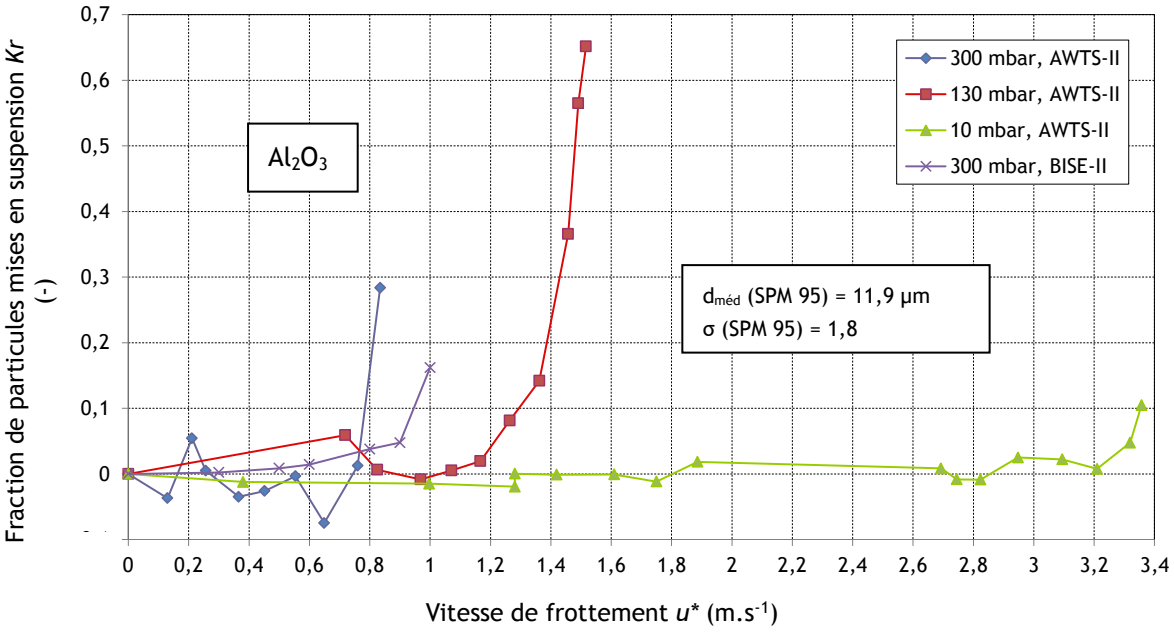


Figure 6.11 – Fraction *Kr* de particules SPM 95 mises en suspension dans la soufflerie *AWTS-II*, en fonction de la vitesse de frottement *u**.

Dans ces expériences de mise en suspension, on constate, figures 6.10 et 6.11, qu'à plus basse pression environnante *P*, le seuil de vitesse de frottement *u** de détachement est augmenté. En effet, à 300, 130 et 10 mbar, nous observons respectivement un seuil de vitesse de frottement *u** de détachement se trouvant entre 0,76 et 0,83 $m.s^{-1}$, entre 1,17 et 1,26 $m.s^{-1}$, et entre 3,21 et 3,31 $m.s^{-1}$.

Mes résultats expérimentaux montrant l'effet de la basse pression dans le mécanisme de mise en suspension ont été publiés dans le journal *Fusion Engineering and Design*. A cette date, la corrélation pour déterminer les vitesses de frottement s'exerçant dans l'installation *AWTS-II* en fonction de la rotation des ventilateurs a été faite sur des hypothèses et quelques points expérimentaux obtenus par J. Merrison (Rondeau *et al.*, 2014b). C'est pourquoi, à partir de mes mesures *LDV* (*Laser Doppler Velocimetry*) réalisées durant ma deuxième campagne d'expérimentation, j'ai optimisé cette corrélation (voir chapitre 4), qui donne des vitesses de frottement u^* plus précises.

La comparaison entre mes résultats de mise en suspension obtenus à 300 mbar dans AWTS-II et dans BISE-II montre que le seuil de détachement apparaît autour d'une vitesse de frottement u^* relativement proche de 0,8 $m.s^{-1}$. La petite différente dans le seuil de vitesse de frottement de détachement peut s'expliquer par le procédé de dépôt. Dans l'expérience effectuée dans *AWTS-II*, j'ai réalisé le dépôt de particules dans la soufflerie *AWTS-I* alors que dans la veine aéraulique BISE-II, le dépôt de particules été réalisé dans le dispositif de sédimentation « fait maison ».

6.2.2 Données expérimentales obtenues avec la poudre tungstène C 20

Ma deuxième campagne d'expérimentation s'est déroulée en mai 2015, au milieu de ma troisième année de thèse. A ce stade, je disposais désormais de systèmes représentatifs de ce qui pourrait être à l'œuvre dans *ITER*, à savoir des particules de tungstène déposées sur des surfaces de tungstène. Ainsi, j'ai utilisé une nouvelle poudre de tungstène, la poudre C 20, dont le diamètre médian $d_{méd}$ en nombre est de 1,7 µm et l'écart-type géométrique σ en nombre de 1,7. Les paramètres granulométriques donnés correspondent à un diamètre mesuré par microscopie (voir chapitre 3). Afin de limiter les paramètres ayant une influence sur le mécanisme de mise en suspension, je me suis efforcé de travailler avec une poudre relativement bien mono-dispersée. En effet, avec une plage granulométrique plus large, la compréhension du mécanisme se complexifierait.

La surface de tungstène utilisée est celle déjà utilisée dans les mesures *AFM* présentées dans le chapitre 3 et lors des expériences de mise en suspension dans la veine aéraulique BISE-II (présentées dans le chapitre 4). Les mesures *AFM* ont fourni les paramètres R_q et R_a, respectivement : 322 nm et 247 nm.

Dans cette partie, je présente les résultats expérimentaux relatifs aux particules de tungstène déposées sur une surface de tungstène puis mises en suspension par un écoulement d'air à 959, 300, 130, 60 et 25 mbar. Pour chacune des expériences, plusieurs concentrations surfaciques *Cs* de particules constituant les dépôts ont été étudiées.

De même qu'avec la poudre d'oxyde d'aluminium SPM 95, les figures 6.12 et 6.13 permettent la comparaison des résultats expérimentaux de particules de tungstène (poudre C 20) mises en suspension par un écoulement d'air dans la soufflerie *AWTS-II* à plusieurs pressions environnantes *P* (950, 300, 130, 60 et 25 mbar). La comparaison est réalisée avec une concentration surfacique initiale Cs_i relativement similaire. Les conditions environnantes de température *T* et d'humidité relative *HR* sont, elles aussi, identiques : T = 23°C et HR = 40 %.

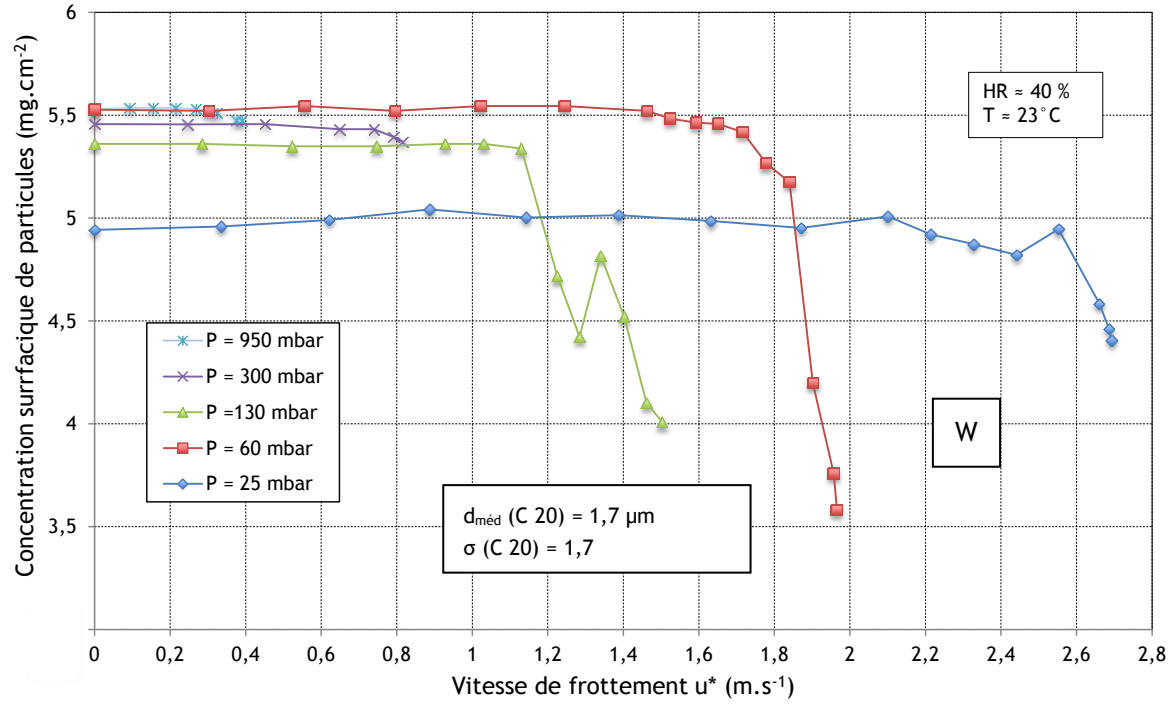


Figure 6.12 – Concentration surfacique *Cs* de particules C 20 sur la surface de tungstène, en fonction de la vitesse de frottement *u**.

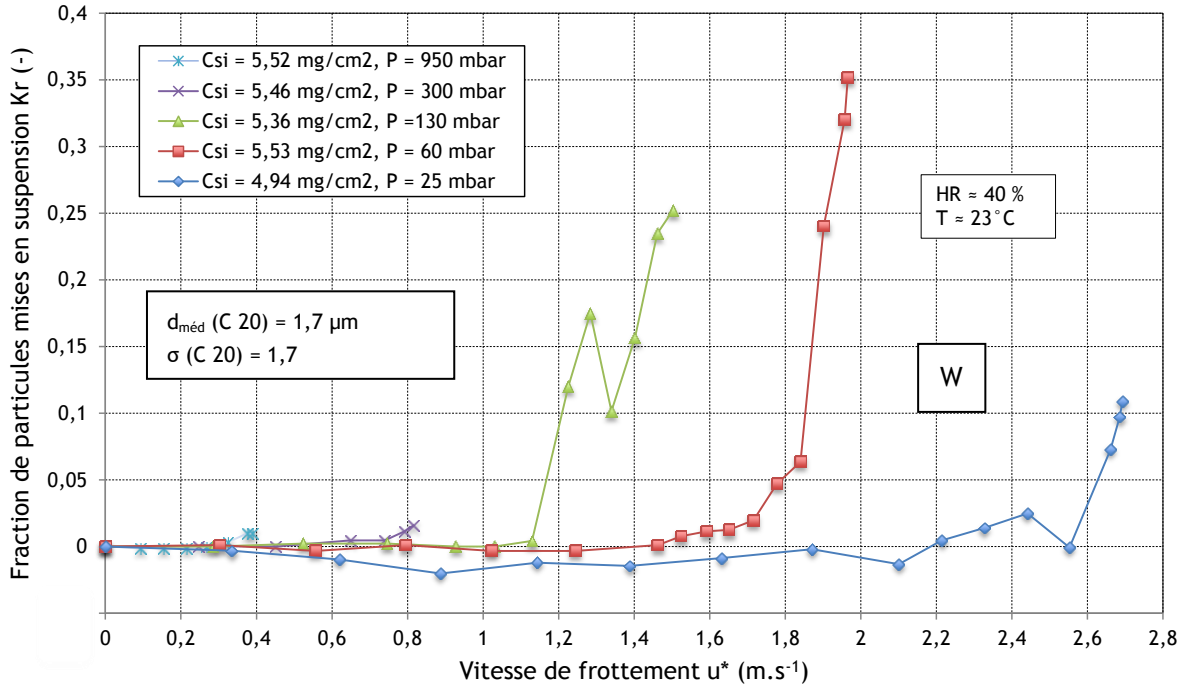


Figure 6.13 – Fractions *Kr* de particules de tungstène (C 20) mises en suspension dans la soufflerie *AWTS-II* en fonction de la vitesse de frottement *u**. La température était d'environ 23°C et l'humidité relative d'environ 40 %.

Sur les figures 6.12 et 6.13, on constate qu'il n'y a pas de mise en suspension de particules à 950 et 300 mbar. Pour les essais réalisés à une pression de 130, 60 et 25 mbar, les seuils de vitesse de frottement amorçant le détachement des particules se situent respectivement entre 1,13 et 1,23 $m.s^{-1}$, 1,72 et 1,78 $m.s^{-1}$, et entre 2,56 et 2,66 $m.s^{-1}$. Comme dans la partie 6.2.1, on constate

que, pour mobiliser un même dépôt de particules, la vitesse de frottement u^* doit être augmentée lorsque la pression environnante P diminue.

6.2.3 Etude de la réduction du frottement à basse pression

Avec l'hypothèse selon laquelle la diminution de la pression environnante P n'influence que les forces aérauliques (et n'interfère donc pas avec les forces d'adhésion), je m'efforce, dans cette partie, de mettre en évidence la réduction du frottement pour les grands nombres de Knudsen *Kn*, réduction qui n'est pas prise en compte dans le modèle *Rock'nRoll* de Reeks et Hall (2001) ni dans les modifications apportées par Zhang *et al.* (2013b).

Rappelons que le nombre de Knudsen *Kn* caractérise la continuité du milieu environnant et que son expression est donnée par :

$$Kn = \frac{\lambda_f}{r_p}, \tag{6.6}$$

où λ_f est le libre parcours moyen des molécules constituant le milieu d'étude, et r_p le rayon de la particule considérée, exprimés dans les mêmes unités.

Dans ce nombre adimensionnel, c'est le rayon de la particule qui est considéré. Or ce sont des agglomérats de particules qui se mettent en suspension. Ainsi, serait-il peut-être plus pertinent de calculer ce nombre en fonction de la dimension de ces agglomérats qui, sans doute, évoluent en taille aux cours du phénomène de mobilisation.

Pour prendre en compte la disparition de la continuité du milieu environnant suivant les différents régimes (continu, transitoire ou moléculaire), le facteur de Cunningham *Cu* permet de corriger la loi de Stokes pour une particule en suspension (loin d'une paroi). Cependant, comme nous l'avons déjà signalé dans le chapitre 5, une question se pose : cette correction est-elle utilisable pour une particule en proche paroi ?

Avec l'hypothèse selon laquelle la force de portance peut être négligée au regard de la force de traînée, les forces aérauliques évoluent en fonction du produit $\rho.v^2$ (voir chapitre 2). Ainsi, pour une même fraction de particules mises en suspension, ce produit devrait être équivalent quel que soit la pression environnante P. Dans le tableau 6.1, nous mettons en évidence la réduction du frottement lorsque la pression diminue.

Tableau 6.1 – Mise en évidence de la réduction du frottement à basse pression.

Poudre	Kr (%)	P (mbar)	u* ($m.s^{-1}$)	ρ_f ($kg.m^{-3}$)	$\rho_f \times u^{*2}$ ($kg.m^{-2}.s^{-1}$)	Kn	Cu
SPM 95	10	10	3,3	0,01	0,11	1,2	2,64
		130	1,3	0,15	0,25	0,09	1,11
($d_{méd}$ = 11,9 µm ; σ = 1,8)		300	0,8	0,35	0,22	0,04	1,05
C 20		25	2,7	0,03	0,22	3,21	5,87
		60	1,8	0,07	0,23	1,34	2,56
($d_{méd}$ = 1,7 µm ; σ = 1,7)		130	1,2	0,15	0,22	0,62	1,78

Pour les expériences réalisées avec la poudre SMP 95, le produit $\rho.u^{*2}$ est du même ordre de grandeur à 300 et 130 mbar. Cependant, ce produit est divisé par 2 à 10 mbar. Le facteur de Cunningham *Cu* a été calculé avec le diamètre médian en nombre de la poudre utilisée et avec les coefficients de Kim et *al.* (2005) (voir chapitre 2). A 10 mbar, le régime est transitoire (Kn ≈ 1) et la correction par le facteur de Cunningham *Cu* ne semble pas si erronée que cela ! Elle serait encore

plus proche de la réalité en considérant des agglomérats de particules de plus grande taille que le diamètre médian (en augmentant la dimension de la particule, on diminue l'importance de la correction). En effet, bien que l'on ait un diamètre médian plus petit avec la poudre C 20 dont les nombres de Knuden approchent un régime transitoire (Kn ≈ 1) et même atteignent 60 et 25 mbar, la réduction des forces aérauliques n'a pas été mesurée et justifie d'autant plus de raisonner sur les agglomérats de particules mobilisés par l'écoulement d'air. Ce champ mérite d'être étudié davantage. Dans mon article publié dans le Journal *Fusion Engineering and Design* (Rondeau *et al.*, 2015b), le raisonnement repose sur le diamètre médian en masse : je pense qu'il conviendrait plutôt de raisonner sur une dimension d'agglomérat de particules qui évoluerait au cours de la mobilisation du dépôt. La partie qui suit met en évidence cette mobilisation par agglomération de particules.

6.3 MISE EN SUSPENSION PAR AGGLOMERATION DE PARTICULES

Au cours de mes deux campagnes d'expérimentation, nous avons observé que la mise en suspension de particules d'un dépôt multicouches s'effectue par agglomération (*clustering*) de particules. Pour illustrer cela, les photographies de trois dépôts de particules, qui ont été exposés à trois écoulements d'air différents, sont présentées figures 6.14, 6.15 et 6.16. Ces dépôts ont été réalisés avec la poudre SPM 95 — particules d'oxyde d'aluminium Al_2O_3 ayant un diamètre médian $d_{méd}$ en nombre de 11,9 µm et un écart-type σ géométrique de 1,8 — dans la chambre de sédimentation *AWTS-I*. Ces dépôts sont ceux des expériences de mise en suspension présentées précédemment figures 6.10 et 6.11.

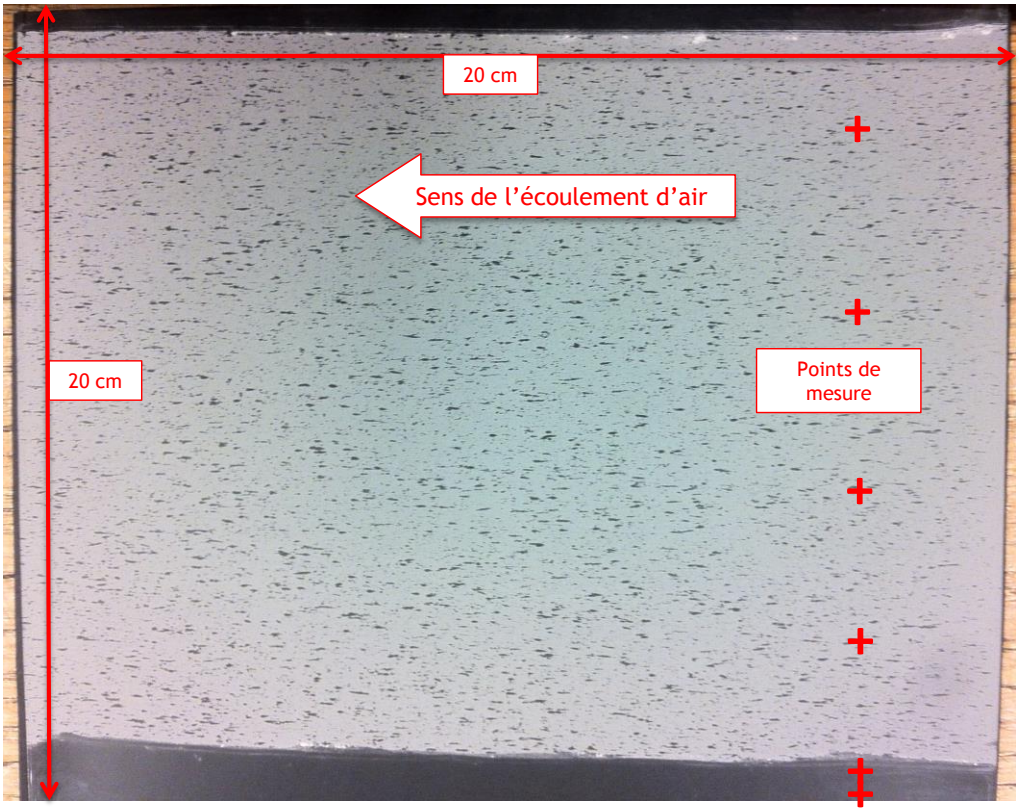


Figure 6.14 – Photographie d'un dépôt de particules SPM 95 après exposition a un écoulement d'air où la pression environnante *P* était de 300 mbar et la vitesse de frottement u^* de 0,83 m.s^{-1}. L'expérience a été réalisée à température ambiante (autour de 23°C). La concentration surfacique *Cs* de particules avant exposition à l'écoulement d'air était d'environ 0,35 mg.cm^{-2}. La fraction *Kr* de particules mises en suspension est de 0,28.

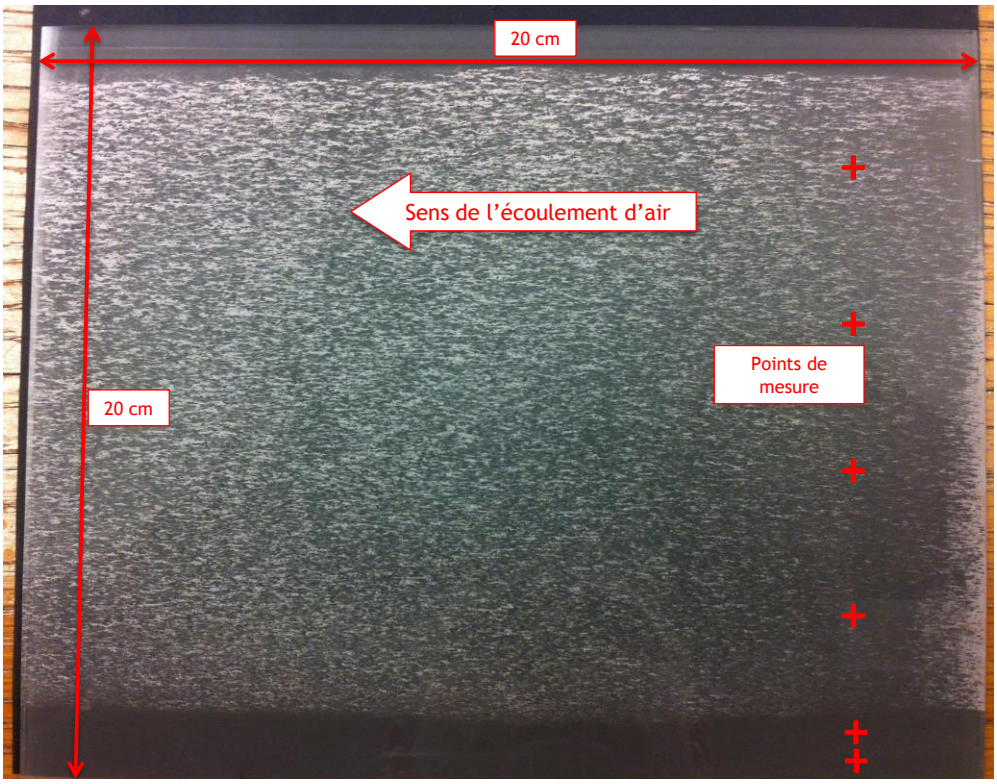


Figure 6.15 – *Idem* figure 6.14, mais avec P = 130 mbar, u^* = 1,52 m.s^{-1}, Cs = 0,70 mg.cm^{-2} (avant l'écoulement d'air) et Kr = 0,65.

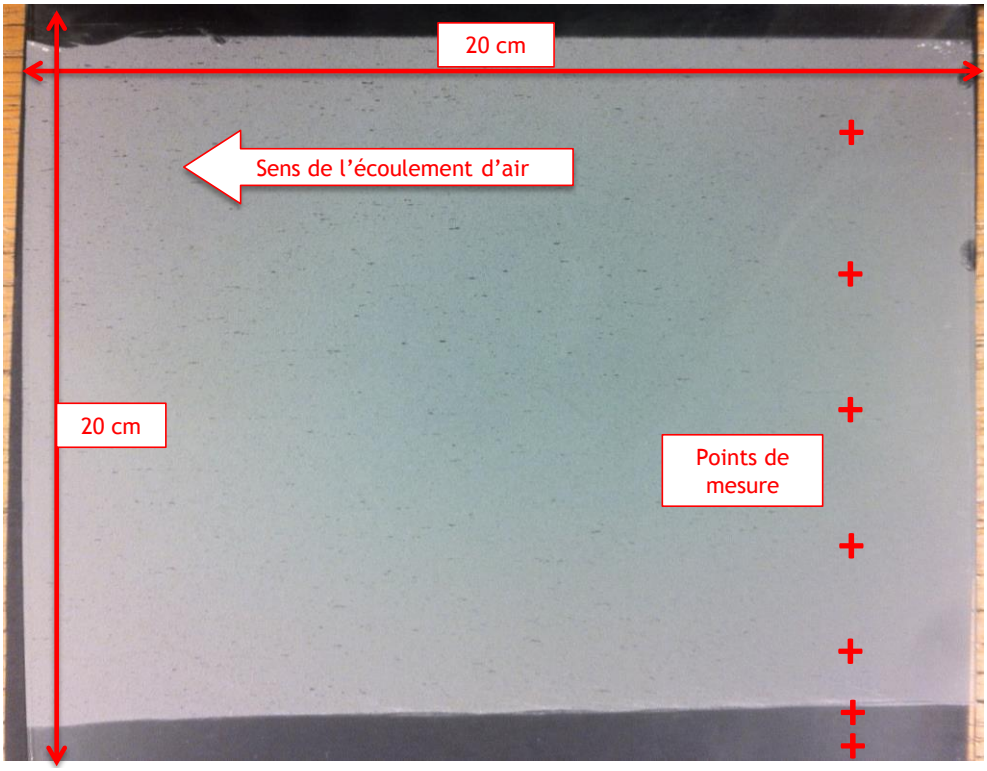


Figure 6.16 – *Idem* figure 6.14, mais avec P = 10 mbar, u^* = 3,36 m.s^{-1}, Cs = 0,70 mg.cm^{-2} (avant l'écoulement d'air) et Kr = 0,10.

De plus, la figure 6.17 présente deux photographies de dépôts de particules de tungstène avant et après exposition à un écoulement d'air dans la soufflerie *AWTS-II*. Ces dépôts correspondent aux dépôts utilisés pour l'expérience réalisée à une pression environnante de 60 mbar — pression à

laquelle la quantité de particules mobilisées était la plus importante. Ici, cinq concentrations surfaciques *Cs* de particules constituant les dépôts ont été étudiées : 5,84, 5,53, 4,01, 2,54 et 1,34 mg.cm^{-2}, bandes allant de gauche à droite sur les photographies figure 6.17.

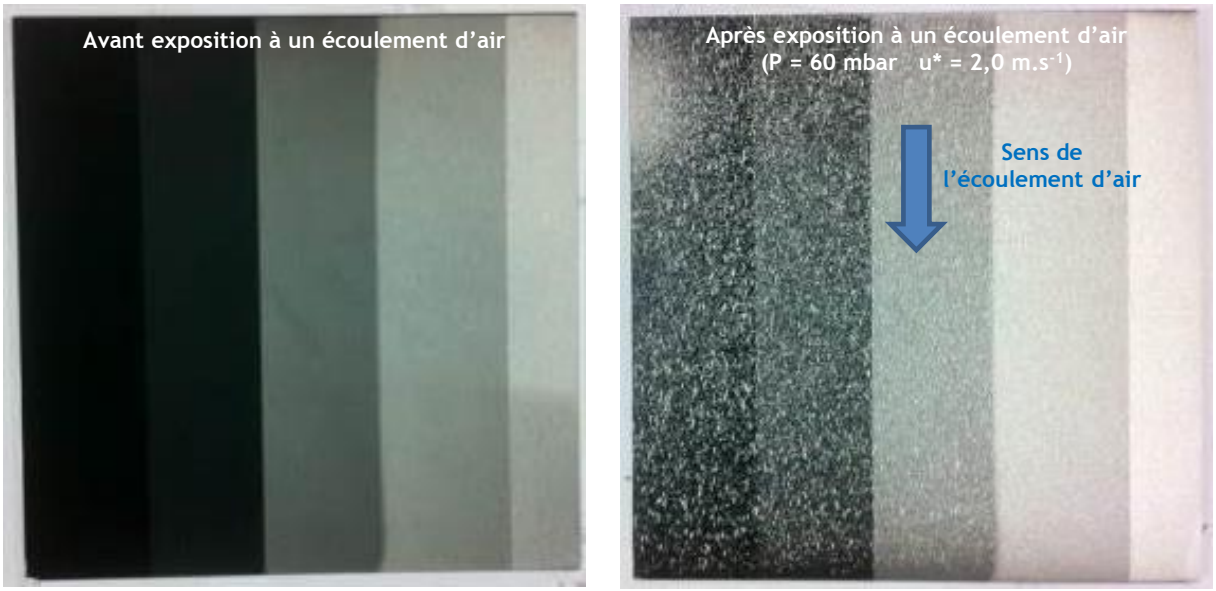


Figure 6.17 – Photographie d'un dépôt de particules de tungstène (C 20) sur une plaque de tungstène avant et après exposition à un écoulement d'air.

Ces photographies, figures 6.14, 6.15, 6.16 et 6.17, suggèrent une mise en suspension par agglomération de particules de façon aléatoire mais restant assez régulière sur l'ensemble de la surface, à partir d'un dépôt homogène. C'est en fonction de la granulométrie de ces agglomérats qu'il faudrait effectuer les calculs avec le modèle *Rock'n Roll* et non avec la granulométrie des particules constituant les dépôts multicouches.

Il est donc indispensable de prendre en compte, dans un modèle de mise en suspension d'un dépôt de particules multicouches, une mobilisation par agglomération de particules, dont la granulométrie évoluera en fonction de la cinétique de mise en suspension. La granulométrie de ces agglomérats de particules est fonction de la structure du dépôt (porosité, épaisseur ou nombre de points de contact entre les particules), ainsi que des forces d'adhésion s'exerçant entre les particules.

Actuellement, aucun modèle de mise en suspension de dépôt de particules multicouches ne prend en compte une mobilisation par agglomération de particules. Rappelons que le récent modèle de mise en suspension multicouches de Zhang *et al.* (2013b) est basé sur une mise en suspension couche par couche et non par agglomération de particules. Par conséquent, les particules ne peuvent être mobilisées que lorsqu'elles sont soumises à un écoulement d'air. Ainsi, dans ce modèle, les particules localisées dans des couches inférieures sont mobilisées lorsque les particules situées dans les couches supérieures ont déjà été mobilisées. Cette modélisation aboutit à des résultats inattendus. En particulier, les calculs de Zhang *et al.* (2013b) aboutissent à une cinétique de mobilisation plus lente lorsque le nombre de couches de particules augmente. Comme nous allons le montrer dans la partie qui suit, cela est en contradiction avec nos résultats expérimentaux.

6.4 EFFET DE LA CONCENTRATION SURFACIQUE DANS LA MISE EN SUSPENSION

Pour mettre en évidence cet effet sur la mise en suspension, je présente, dans cette partie, les résultats expérimentaux obtenus à 130 et 60 mbar — pressions auxquelles la mobilisation est la plus forte dans la soufflerie AWTS-II. Dans ces expériences, l'humidité relative HR est d'environ 40 % et la température T autour de 23°C.

Les résultats des expériences de mise en suspension à 130 mbar sont présentés sur les figures 6.18 et 6.19, ceux acquis à 60 mbar sur les figures 6.20 et 6.21.

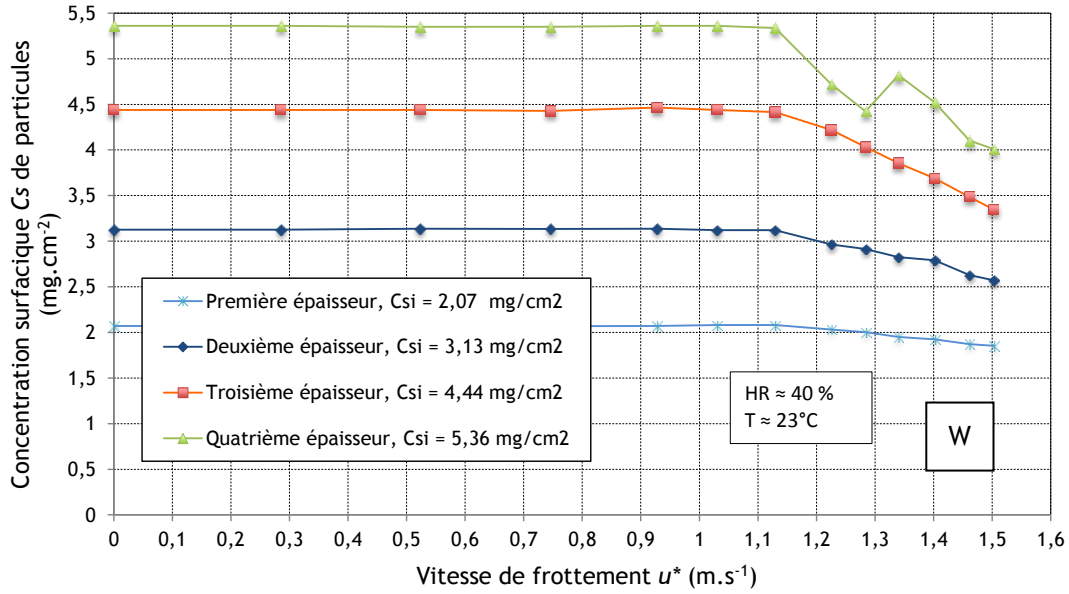


Figure 6.18 – Concentration surfacique *Cs* de particules de tungstène C 20 mises en suspension dans la soufflerie *AWTS-II* en fonction de la vitesse de frottement *u**. La pression environnante était d'environ 130 mbar, la température d'environ 23°C et l'humidité relative d'environ 40 %.

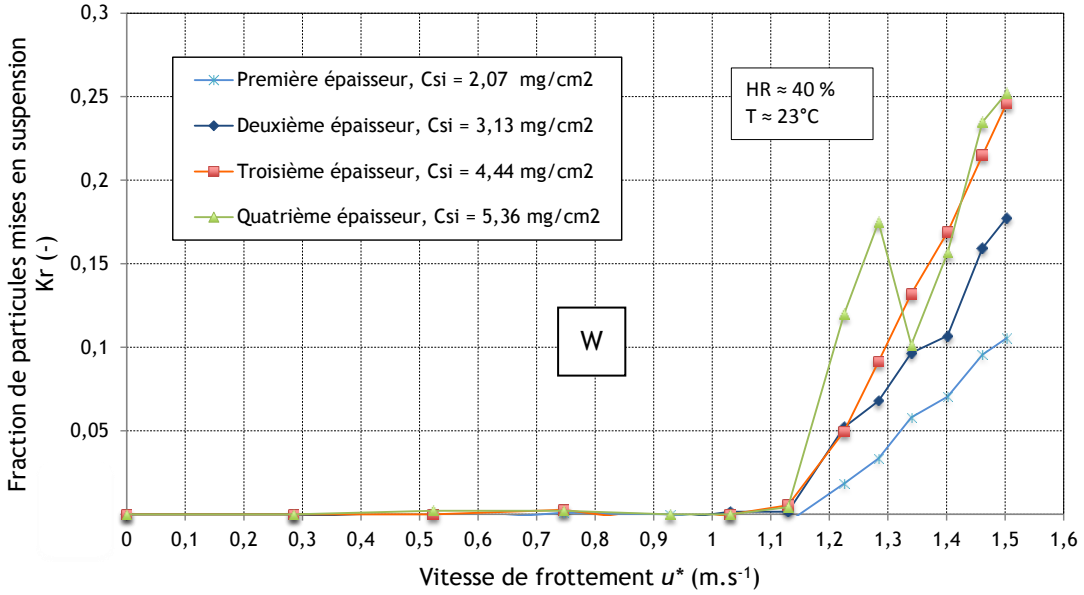


Figure 6.19 – Fraction *Kr* de particules de tungstène (C 20) mises en suspension dans la soufflerie *AWTS-II* en fonction de la vitesse de frottement *u**. Mêmes conditions environnantes que figure 6.18.

Figures 6.18 et 6.19, on observe que pour les deux dépôts les plus épais, un quart de la masse initiale de particules a été mis en suspension. Le dépôt le plus épais a une fraction *Kr* de mise en suspension décroissante à la vitesse de frottement *u** de 1,34 $m.s^{-1}$. Cela est sûrement lié à un dépôt de particules ou d'agglomérats de particules dans la zone de mesure. Le seuil de détachement semble être le même pour les quatre dépôts de particules et apparaît à une vitesse de frottement *u** située entre 1,13 et 1,23 $m.s^{-1}$. La fraction *Kr* de particules mises en suspension semble dépendante de la concentration surfacique *Cs* du dépôt de particules.

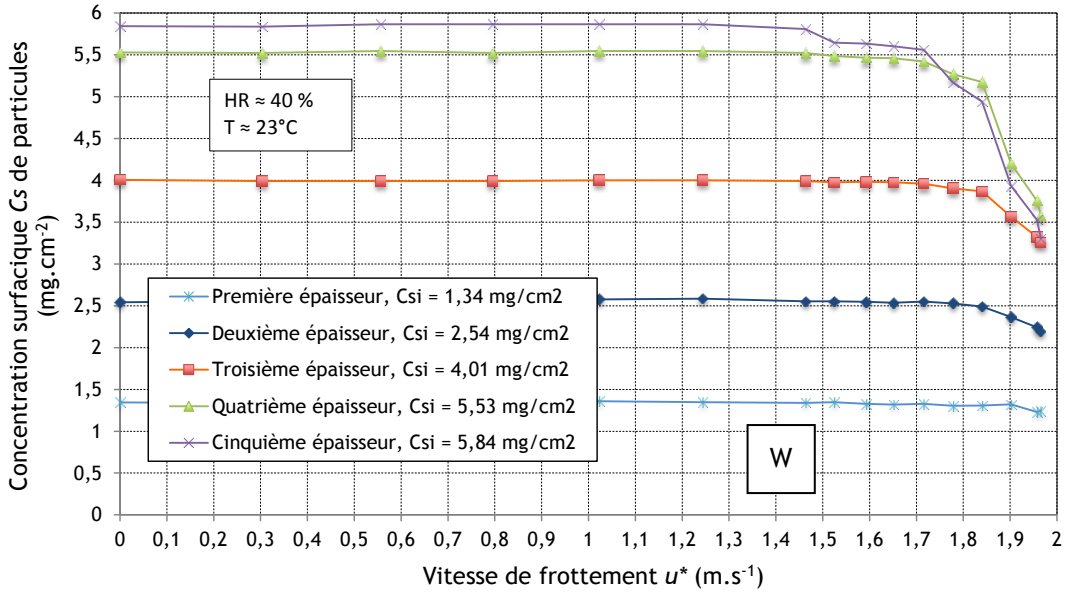


Figure 6.20 – Concentration surfacique *Cs* de particules de tungstène C 20 mises en suspension dans la soufflerie *AWTS-II* en fonction de la vitesse de frottement *u**. La pression environnante était d'environ 60 mbar, la température d'environ 23°C et l'humidité relative d'environ 40 %.

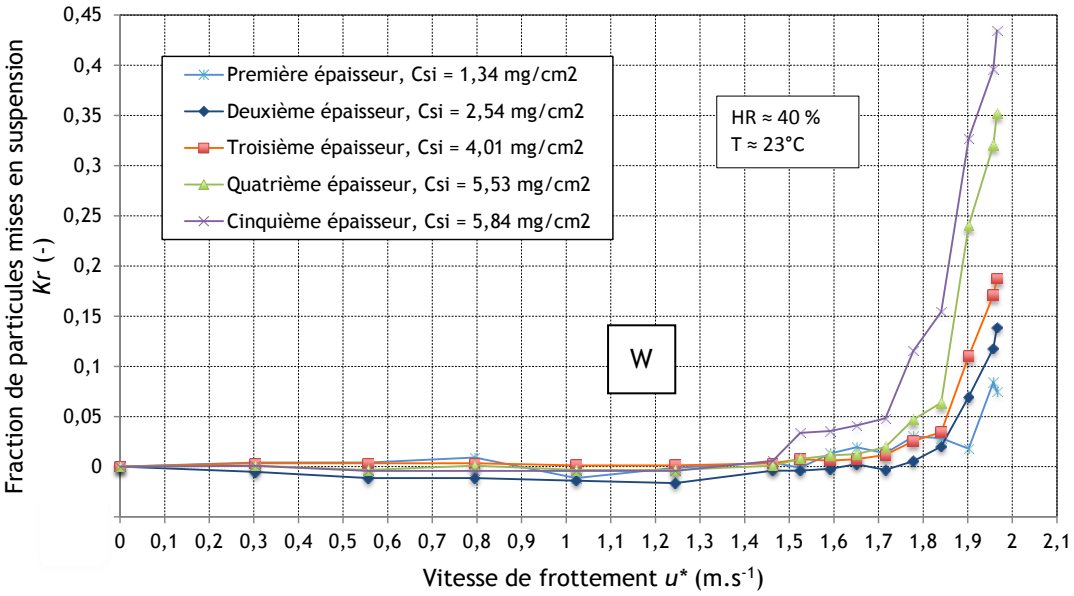


Figure 6.21 – Fraction *Kr* de particules de tungstène (C 20) mises en suspension dans la soufflerie *AWTS-II* en fonction de la vitesse de frottement *u**. Mêmes conditions environnantes que figure 6.20.

Comme le montre la figure 6.20, cinq dépôts de particules ayant cinq concentrations surfaciques différentes ont été étudiés. On observe figures 6.20 et 6.21, que les cinq dépôts se sont tous mis en suspension. De plus, comme dans les essais précédents à 130 mbar, les quantités de particules mises en suspension sont dépendantes de la concentration surfacique *Cs* de particules : les dépôts les plus

épais ont des fractions *Kr* de particules mises en suspension plus importantes. La mise en suspension du dépôt de particules le plus épais semble commencer à une vitesse de frottement u^* située entre 1,46 et 1,52 $m.s^{-1}$. Suivant un palier jusqu'à une vitesse de frottement u^* de 1,72 $m.s^{-1}$, le mécanisme de mise en suspension démarre nettement à une vitesse de frottement u^* de 1,78 $m.s^{-1}$. La mobilisation des autres dépôts semble commencer à la même vitesse de frottement u^* : entre 1,72 et 1,78 $m.s^{-1}$.

Dans cette partie, il a donc été montré que la fraction de particules mises en suspension est relative à la concentration surfacique *Cs* des dépôts de particules. Plus le dépôt est épais, plus la quantité de particules mobilisées est grande. Ce paramètre de concentration surfacique, pouvant être associé à un nombre de couches, n'est actuellement pas en compte dans les modèles de mise en suspension.

Dans les chapitres 5 et 6, les expériences de mise en suspension ont été réalisées avec des écoulements d'air d'une durée de dix minutes. Mais, comme nous allons le montrer dans le chapitre 7, la cinétique du phénomène de mise en suspension n'est pas linéaire en fonction du temps. Les expériences ont été réalisées avec des écoulements d'une durée de dix minutes puisque nous avons remarqué que la mobilisation d'un dépôt de particules n'évolue presque plus au bout de ce temps (il reste tout de même une faible mobilisation). L'accident de perte de vide (*LOVA*) envisagé dans *ITER* a une durée de 300 secondes (voir chapitre 4). Afin de déterminer la quantité de particules pouvant se mettre en suspension lors d'un tel accident, nous envisageons de discrétiser le scénario *LOVA*. Ainsi pour une certaine plage de temps, nous aurions une pression et une vitesse de frottement qui permettrait de faire un calcul type *Rock'n Roll* donnant les fractions de particules mises en suspension. Ainsi, le chapitre 7 fournit des informations sur la cinétique du phénomène en question. Les expériences restent exploratoires, mais elles mettent en évidence le potentiel de la méthode proposée et le caractère fortement non linéaire du mécanisme de mise en suspension

CHAPITRE 7

LA CINETIQUE DE LA MISE EN SUSPENSION

7.1 Mesures en temps réel de la mise en suspension de dépôts particulaires multicouches 197
7.2 Le dispositif expérimental mis en place..... 198
7.3 Etalonnage du dispositif de mesure 200
7.4 Résultats des expériences de mise en suspension 201
7.5 Les fractions de particules mises en suspension 208

Cette page est volontairement laissée blanche pour une impression recto-verso

7.1 MESURES EN TEMPS REEL DE LA MISE EN SUSPENSION DE DEPOTS PARTICULAIRES MULTICOUCHES

Nous allons ici tirer parti de l'effet photoélectrique dont le principe est de produire un courant électrique continu à partir de matériaux semi-conducteurs (cellules photovoltaïques) soumis à un rayonnement lumineux naturel (Soleil) ou artificiel (diode, ampoule ou toute autre source de lumière). Les cellules utilisées se composent d'une jonction *pn* où est réalisée la conversion de la lumière en électricité. Un des problèmes de la production d'électricité par panneaux photovoltaïques est le dépôt de poussières sur leur surface, réduisant ainsi leur efficacité (Cristaldi *et al.*, 2014). Le courant de court-circuit est généralement rapporté à la quantité de particules ($mg.cm^{-2}$) déposées sur une cellule photovoltaïque. Par exemple, Goossens *et al.*, (1999) ont étudié les effets du dépôt aéraulique de poussières sur des cellules photovoltaïques. Il en ressort que l'accumulation de poussière sur une cellule photovoltaïque réduit son efficacité : l'intensité électrique aux bornes de la cellule diminue quand la quantité de poussières augmente. Dans mes travaux de thèse, j'ai utilisé ce principe afin de mesurer la quantité de particules se mettant en suspension par un écoulement d'air en fonction de la variation du signal électrique délivré par une cellule photovoltaïque.

L'abondante littérature scientifique relative aux cellules solaires est également une source d'inspiration dans deux domaines pertinents pour mes travaux de thèse :

- le nettoyage (*self cleaning*) des panneaux solaires (He *et al.*, 2011) par le vent, sur Terre (la pluie étant toutefois plus efficace...) mais aussi sur Mars (Vaughan *et al.*, 2010), avec prise en compte, dans ce dernier cas, de la basse pression ;

- les méthodes électrostatiques visant à nettoyer les panneaux solaires ou à contrarier le dépôt de poussières (Afshar-Mohajer *et al.*, 2014). Notons que ces méthodes électrostatiques de nettoyage de poussières déposées sur une surface, applicables sous vide (Afshar-Mohajer *et al.*, 2011), font également l'objet de travaux équivalents sur *ITER* (Skinner *et al.*, 2008).

La figure 7.1 montre combien le dépôt de poussières sur les panneaux solaires, très préoccupant pour les missions spatiales, peut être efficacement supprimé par les forces aérauliques, même à basse pression (7 mbar). Sur Mars, la vitesse du vent au sol atteint 30 $m.s^{-1}$ (*wind gusts*) et 45 $m.s^{-1}$ (*dust devils*).

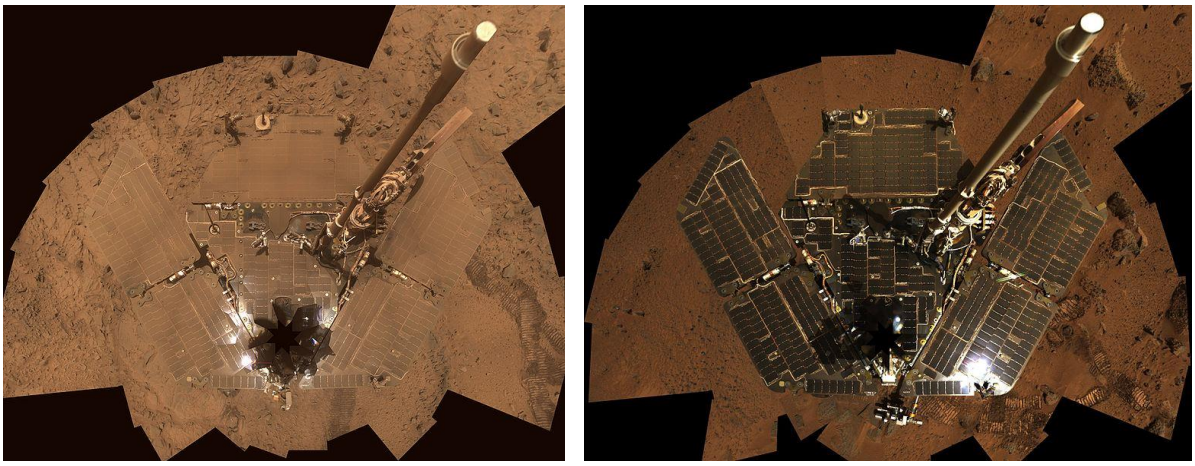


Figure 7.1 - Le rover *Spirit* (photos *NASA/JPL-Caltech/Cornell*) couvert de poussière martienne (octobre 2007) puis nettoyé par un *cleaning event* (novembre 2008).

Les nombreuses données disponibles relatives aux panneaux solaires soumis à des poussières atmosphériques mettent toutes en évidence la grande sensibilité à la poussière des convertisseurs photovoltaïques. La figure 7.2 en fournit un exemple : la mesure apparaît très sensible dès les

faibles densités surfaciques (quelques mg.cm^{-2}). La forme générale des courbes traduit le passage progressif du monocouche au multicouches. Cette propriété va nous permettre de connaître la quantité de particules déposées sur la surface de la cellule photovoltaïque en fonction du temps.

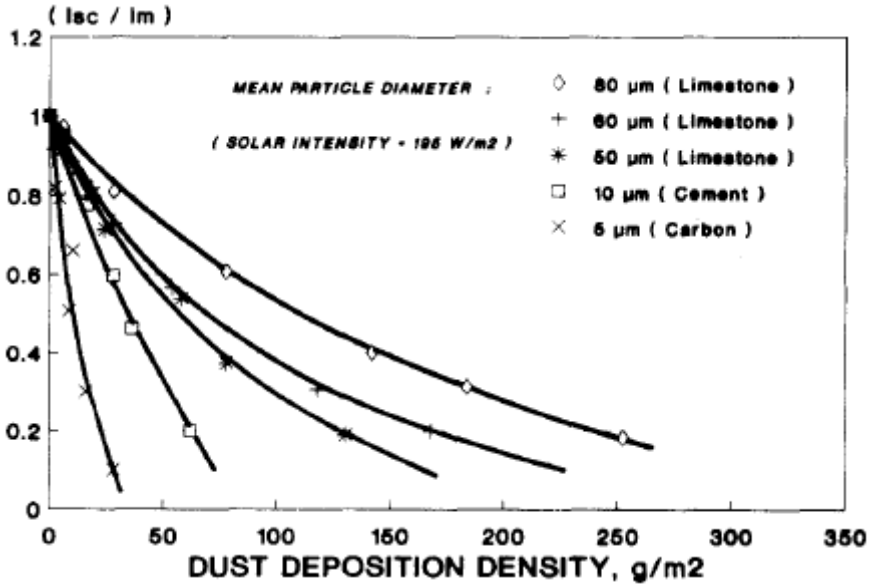


Figure 7.2 - Intensité de court-circuit *Isc* d'une cellule solaire en fonction de la densité surfacique de dépôt de différents matériaux (El-Shobokshy *et al.*, 1993). *Im* est le courant de court-circuit de la cellule "propre". L'échelle horizontale va de 0 à 35 mg/cm^2.

Notons, par exemple, que pour une poudre de calcaire (*limestone*, ρ = 2 500 mg/cm^3) sous forme de sphères parfaitement mono-dispersées (d = 50 µm), la limite de la monocouche (compacité volumique ≅ 0,605 pour empilement compact) serait atteinte dès une concentration surfacique de 7,56 mg.cm^{-2}. Avec une porosité de 0,8 (valeur obtenue expérimentalement, voir chapitre 3) et par conséquent une compacité de 0,2, la limite de la monocouche descend à une concentration surfacique de 2,5 mg.cm^{-2}.

7.2 LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL MIS EN PLACE

Afin d'étudier la cinétique du mécanisme de mise en suspension de dépôts multicouches, j'ai mis en place un système composé d'une cellule photovoltaïque (36 mm × 32 mm) sur laquelle ont été effectués les dépôts de particules. Au préalable, les dépôts multicouches ont été réalisés dans la chambre de sédimentation « faite maison » présentée dans le chapitre 3. Le but était d'obtenir des dépôts de particules multicouches homogènes et reproductibles en termes d'épaisseur et de structure particulaire (Rondeau *et al.*, 2015b). Dans ces expériences, la poudre utilisée est la poudre nommée SPM 95 constituée de particules d'oxyde d'aluminium Al_2O_3 ayant un diamètre médian en nombre de 11,9 µm et un écart-type géométrique de 1,8 (diamètre équivalent au diamètre d'une sphère en surface projetée, voir chapitre 3). Ces paramètres statistiques ont été obtenus par microscopie optique et correspondent ainsi à un diamètre équivalent en surface projetée. Une fois le dépôt particulaire effectué sur la cellule photovoltaïque, la cellule et le lit de particules ont été placés dans la veine aéraulique BISE-II (voir figure 7.3) afin d'être exposés à un écoulement d'air. Deux pressions environnantes ont été étudiées : 1 000 et 300 mbar. Pour une pression donnée, la vitesse de l'écoulement d'air a été augmentée par paliers temporels d'environ 10 minutes.

L'intensité électrique à travers une résistance de 100 Ω (très proche de l'intensité de court-circuit) produite par la cellule photovoltaïque à éclairement constant est fonction de la quantité de particules déposées sur celle-ci. Ainsi, nous l'avons mesurée au moyen d'un dispositif électronique.

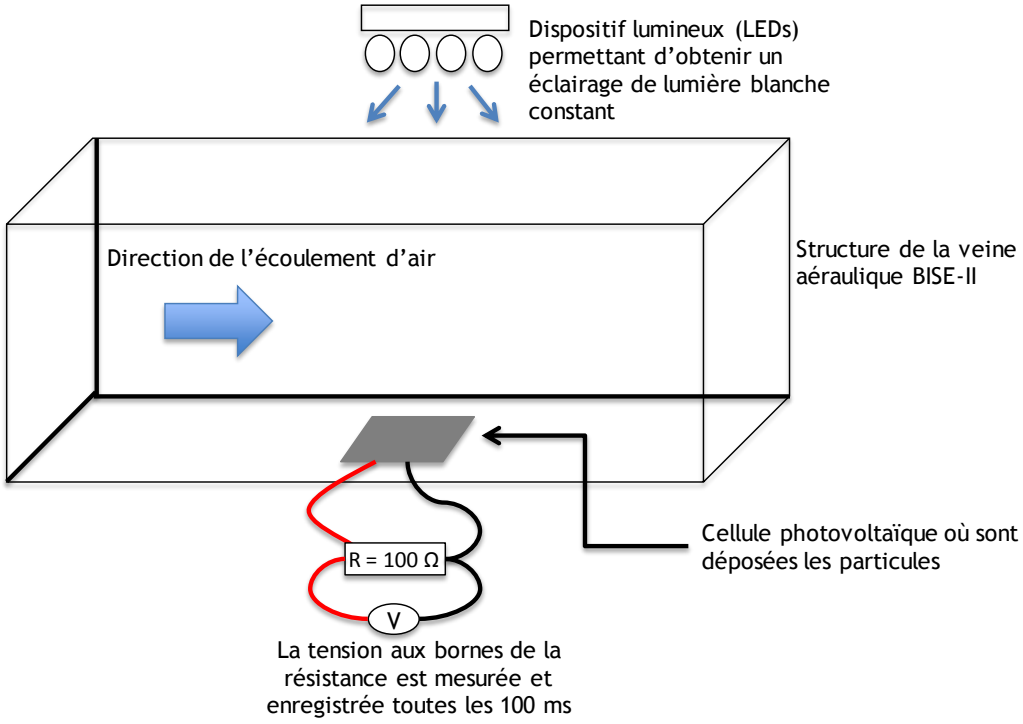


Figure 7.3 - Schéma de l'expérience permettant de mesurer le phénomène de mise en suspension au moyen d'une cellule photovoltaïque.

Ne disposant pas d'ampèremètre enregistreur, c'est en effet la tension aux bornes d'une résistance (en série avec la cellule) que nous avons mesurée. La tension *V* est proportionnelle à l'intensité de court-circuit de la cellule mais, en fonction de la valeur de la résistance *R*, l'intensité *I* la traversant est modifiée. En effet, en augmentant la résistance, la tension aux bornes de la résistance augmente et l'intensité traversant cette résistance est diminuée (voir les mesures expérimentales présentées figure 7.4). Tenant compte de la sensibilité du dispositif de mesure et de la variation de l'intensité, nous avons choisi une résistance de 100 Ω dont la tension aux bornes est de l'ordre de 1 V, donnant une intensité (10 mA) très voisine de celle de court-circuit (11,3 mA à 0 Ω).

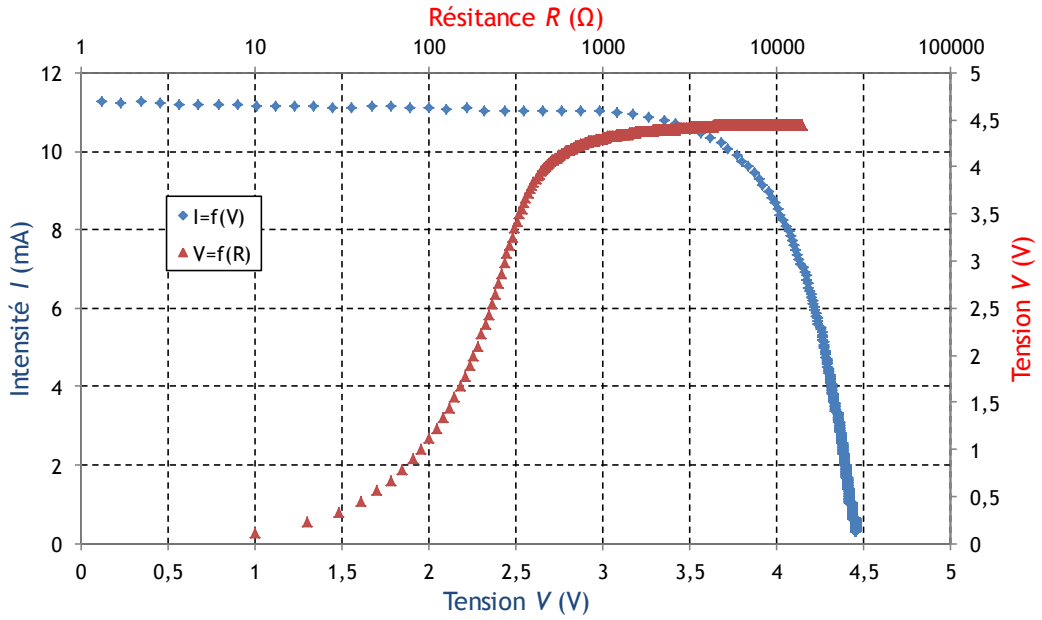


Figure 7.4 - Courbe caractéristique *I*/*V* de la cellule photovoltaïque. Cette courbe a été obtenue en faisant varier la résistance de 0 Ω (intensité de court-circuit) à l'infini (tension en circuit ouvert).

L'utilisation de la cellule photovoltaïque présente l'avantage d'offrir l'accès à la cinétique du phénomène de mise en suspension. Dans ces expériences, je dispose d'une mesure toutes les 100 ms. De plus, avec ce dispositif, j'ai réalisé une mesure intégrée sur une surface (ici 11,52 cm^2, surface de la cellule photovoltaïque) et non pas ponctuelle comme ce que l'on peut obtenir par diffusion ou transmission de la lumière. L'inconvénient est lié au fait que la surface (verre ou polymère) sur laquelle est réalisé le dépôt (fenêtre de la cellule) n'est pas caractérisée.

7.3 ETALONNAGE DU DISPOSITIF DE MESURE

Pour relier la tension mesurée aux bornes de la résistance à une quantité de particules par unité de surface, j'ai calculé la lumière absorbée par le dépôt de particules avec la relation :

$$A = \frac{V_0 - V}{V_0}, \tag{7.1}$$

où V_0 et V sont respectivement la tension aux bornes de la résistance sans et avec particules sur la cellule photovoltaïque.

La courbe de calibration reliant l'absorbance A (7.1) à la concentration surfacique C_s de particules déposées sur la surface est présentée figure 7.5. La masse des dépôts particulaires se trouvant sur la surface de la cellule photovoltaïque a été mesurée par gravimétrie.

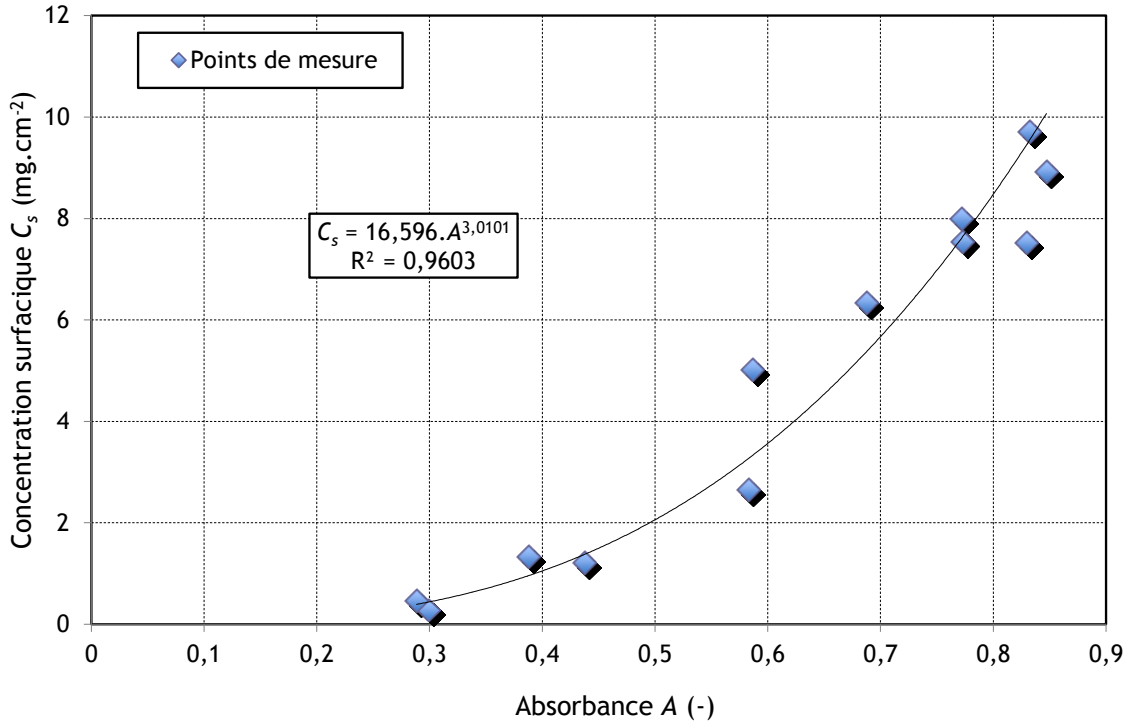


Figure 7.5 – Etalonnage de la cellule photovoltaïque en fonction de la masse de particules déposée sur la surface.

Ainsi la quantité de particules par unité de surface est donnée par la relation :

$$C_s = 16{,}596.A^{3{,}0101}, \tag{7.2}$$

où C_s est exprimée en mg.cm^{-2}.

Dans les expériences présentées ci-après, les concentrations surfaciques C_s de particules sont inférieures à 2 mg.cm^{-2}. C'est bien sur ce domaine de concentrations surfaciques qu'une cellule photovoltaïque est la plus sensible aux variations de masse déposée (voir la figure 7.2 et El-Shobokshy *et al.*, 1993). Cela a en partie justifié le choix d'utiliser un tel système de mesure.

7.4 RESULTATS DES EXPERIENCES DE MISE EN SUSPENSION

A pression atmosphérique, deux concentrations surfaciques *Cs* ont été utilisées : 1,39 et 0,44 mg.cm^{-2}. A 300 mbar, une expérience a été réalisée avec une concentration surfacique *Cs* initiale de 0,39 mg.cm^{-2}. Le diamètre médian en nombre de la poudre SPM 95 est de 11,9 µm et son écart-type géométrique est de 1,8 (voir chapitre 3). Ces valeurs correspondent à un diamètre équivalent à celui d'une sphère en surface projetée. Avec l'hypothèse d'une porosité volumique de 0,8, un diamètre de particule de 11,9 µm (médiane de la poudre SPM 95) et une masse volumique de la poudre d'alumine SPM 95 de 3 950 mg.cm^{-3}, le dépôt de particules devient multicouches à partir d'une concentration surfacique de 0,94 mg.cm^{-2}. Cependant, la poudre est polydispersée et le diffractomètre met en évidence la présence de petites particules abaissant en conséquence le seuil délimitant un dépôt monocouche d'un multicouches. Ainsi, compte tenu de la granulométrie de la poudre SPM 95, les deux dépôts d'une concentration surfacique de 0,39 et 0,44 mg.cm^{-2} sont dans une zone de transition entre monocouche et multicouches. Le dépôt le plus épais, 1,39 mg.cm^{-2} est quant à lui bien multicouches.

Sur la figure 7.6, les résultats de l'expérience réalisée à environ 1 000 mbar et avec une concentration surfacique initiale de 1,39 mg.cm^{-2} montrent que la mise en suspension commence dès que la vitesse de frottement atteint 0,4 m.s^{-1}. Sur la figure 7.8, les résultats de l'expérience réalisée à environ 1 000 mbar et avec une concentration surfacique initiale de 0,44 mg.cm^{-2} montrent que la mobilisation de particules débute à une vitesse de frottement de 0,6 m.s^{-1}. L'influence de la concentration particulaire des dépôts dans le phénomène de mise en suspension est donc mise en évidence.

Sur la figure 7.10, les résultats de l'expérience réalisée à environ 300 mbar et avec une concentration surfacique initiale de 0,39 mg.cm^{-2} montrent que la mise en suspension commence lorsque la vitesse de frottement atteint 0,8 m.s^{-1}. Par conséquent, nos résultats expérimentaux confirment, comme attendu, qu'à basse pression il est nécessaire d'augmenter la vitesse de l'écoulement d'air afin de mobiliser des particules.

Sur les figures 7.7, 7.9 et 7.11, les photographies des dépôts de particules sur la cellule photovoltaïque, avant et après exposition à des écoulements d'air, permettent de constater que la mise en suspension est réalisée par agglomération de particules. Ce sont des groupements de particules qui se détachent du dépôt. Ainsi, l'hypothèse d'une mobilisation se réalisant uniquement couche par couche (Zhang *et al.* (2013b) ne reflète pas la réalité de mes expériences de mise en suspension.

L'intérêt majeur de ces études, utilisant une cellule photovoltaïque, est d'obtenir des informations sur la cinétique de mise en suspension. On observe, figures 7.6, 7.8 et 7.10, que lorsque la vitesse de l'écoulement est suffisamment élevée, trois étapes successives sont mises en évidence : une zone à court terme (environ 20 secondes) où la quantité de particules mobilisées augmente rapidement ; une zone de transition (environ une minute) ; et une zone à long terme (au moins 10 minutes) où la quantité de particules mobilisées augmente lentement et quasi linéairement. Ces résultats expérimentaux permettront de valider la cinétique de mobilisation dans un modèle de mise en suspension multicouches et d'évaluer ainsi, en fonction du temps d'exposition à un écoulement d'air, la quantité de particules mises en suspension.

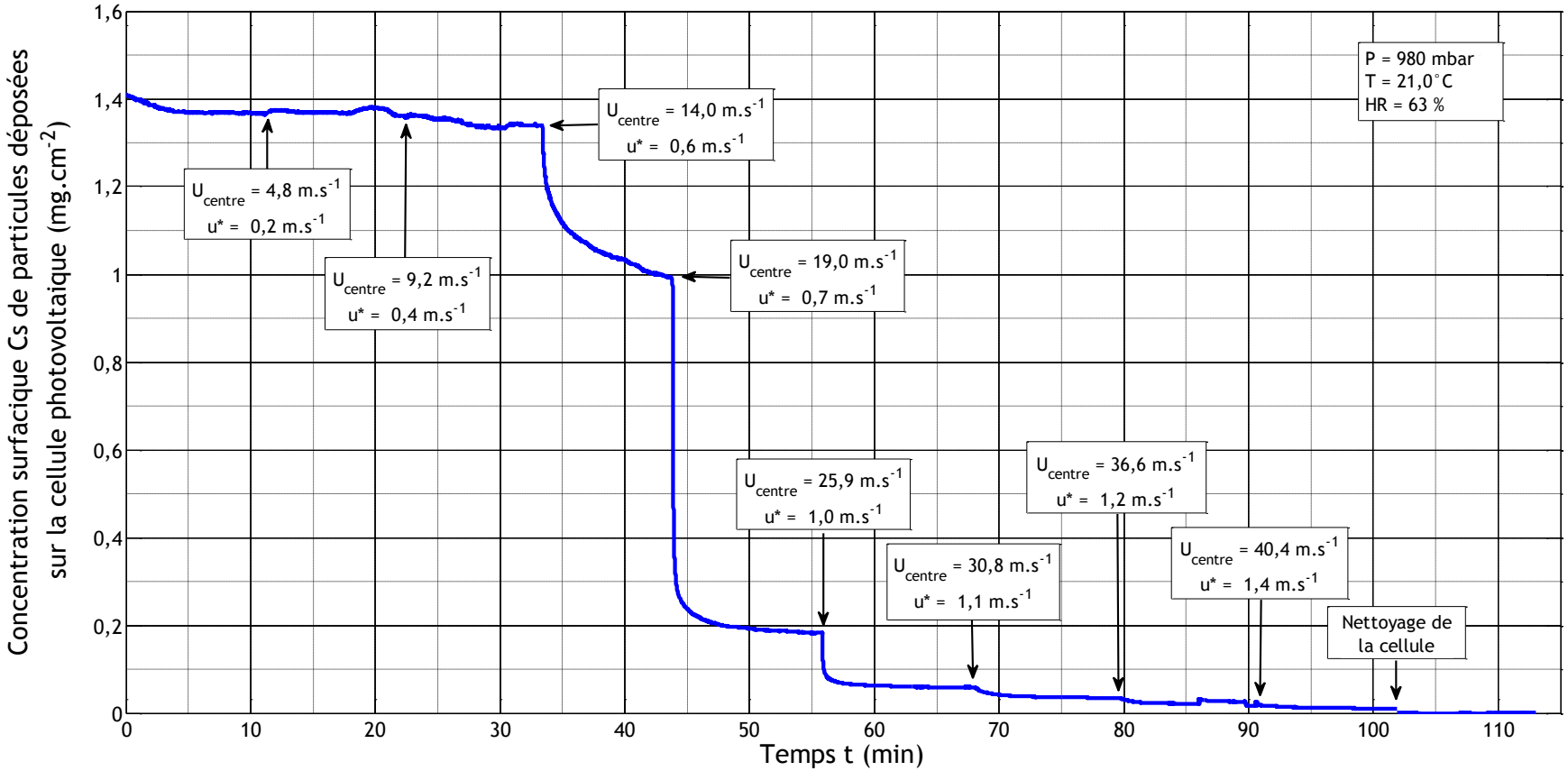


Figure 7.6 – Concentration surfacique *Cs* de particules déposées sur la cellule photovoltaïque en fonction du temps *t*. L'expérience a été réalisée à environ 1 000 mbar et avec une concentration surfacique initiale de 1,39 mg.cm^{-2}.

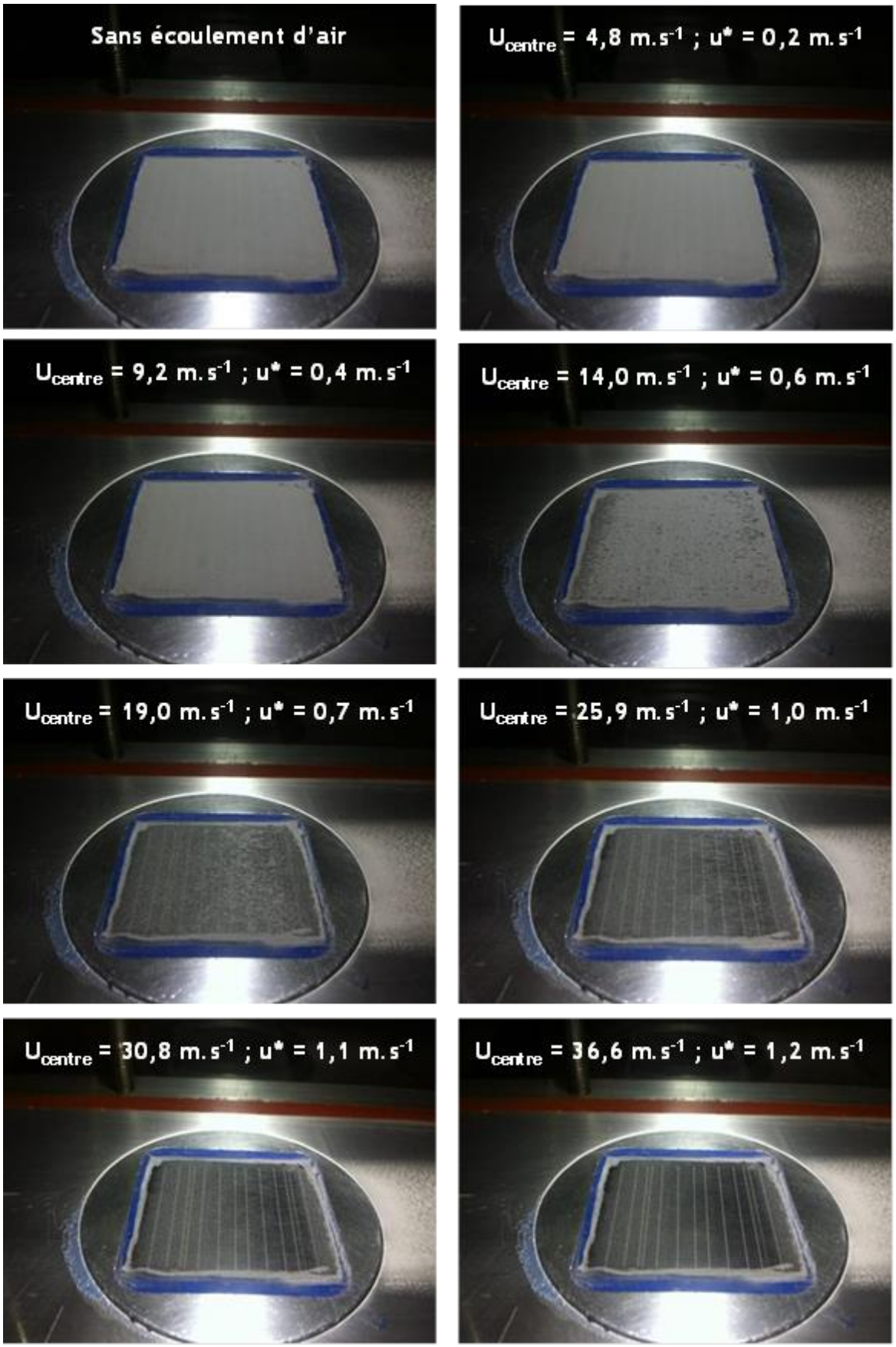


Figure 7.7 – Photographies d'un dépôt de particules (correspondant à l'expérience de la figure 7.6) avant et après exposition à des écoulements d'air.

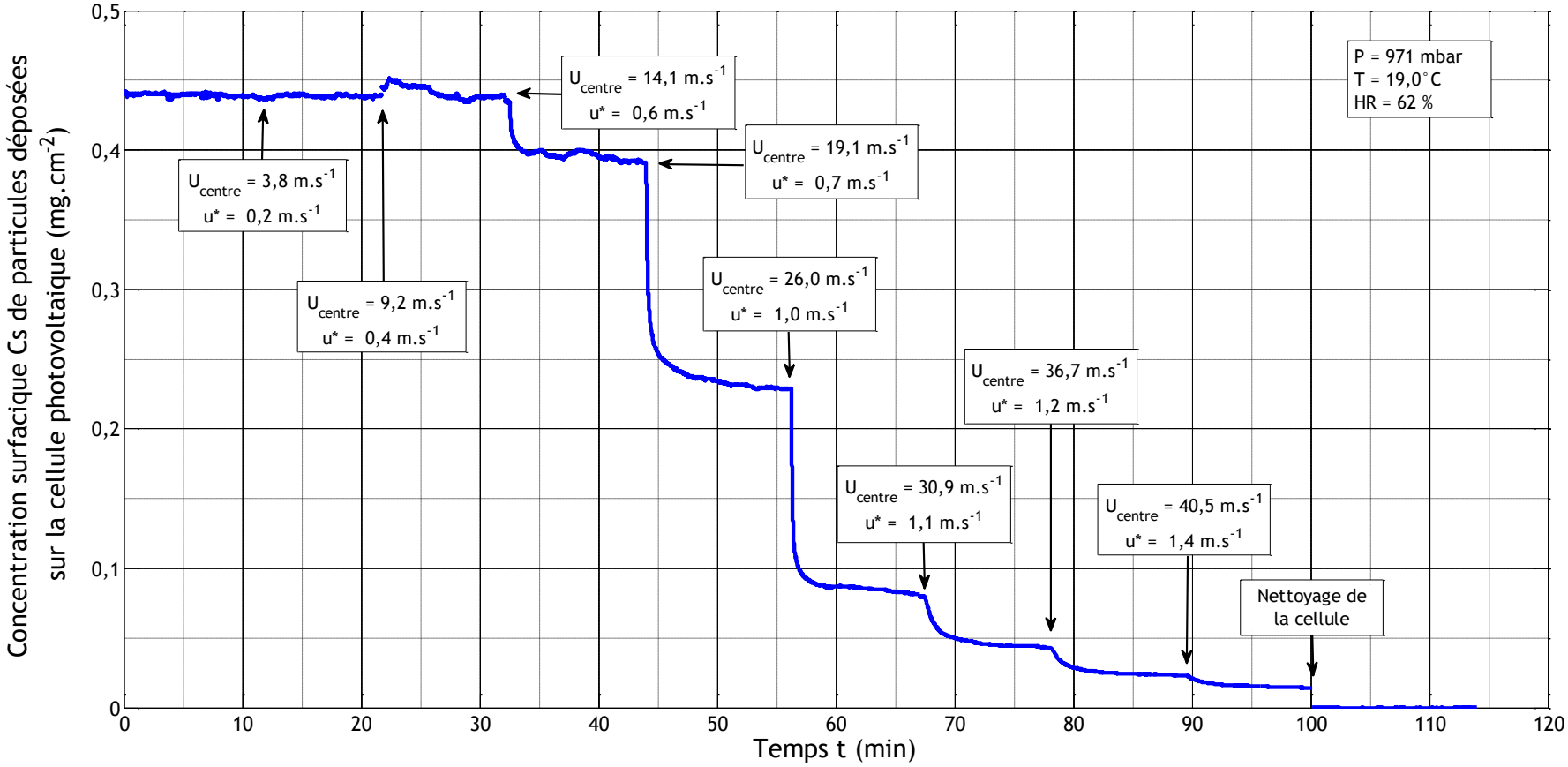


Figure 7.8 – Concentration surfacique *Cs* de particules déposées sur la cellule photovoltaïque en fonction du temps *t*. L'expérience a été réalisée à environ 1 000 mbar et avec une concentration surfacique initiale de 0,49 mg.cm^{-2}.

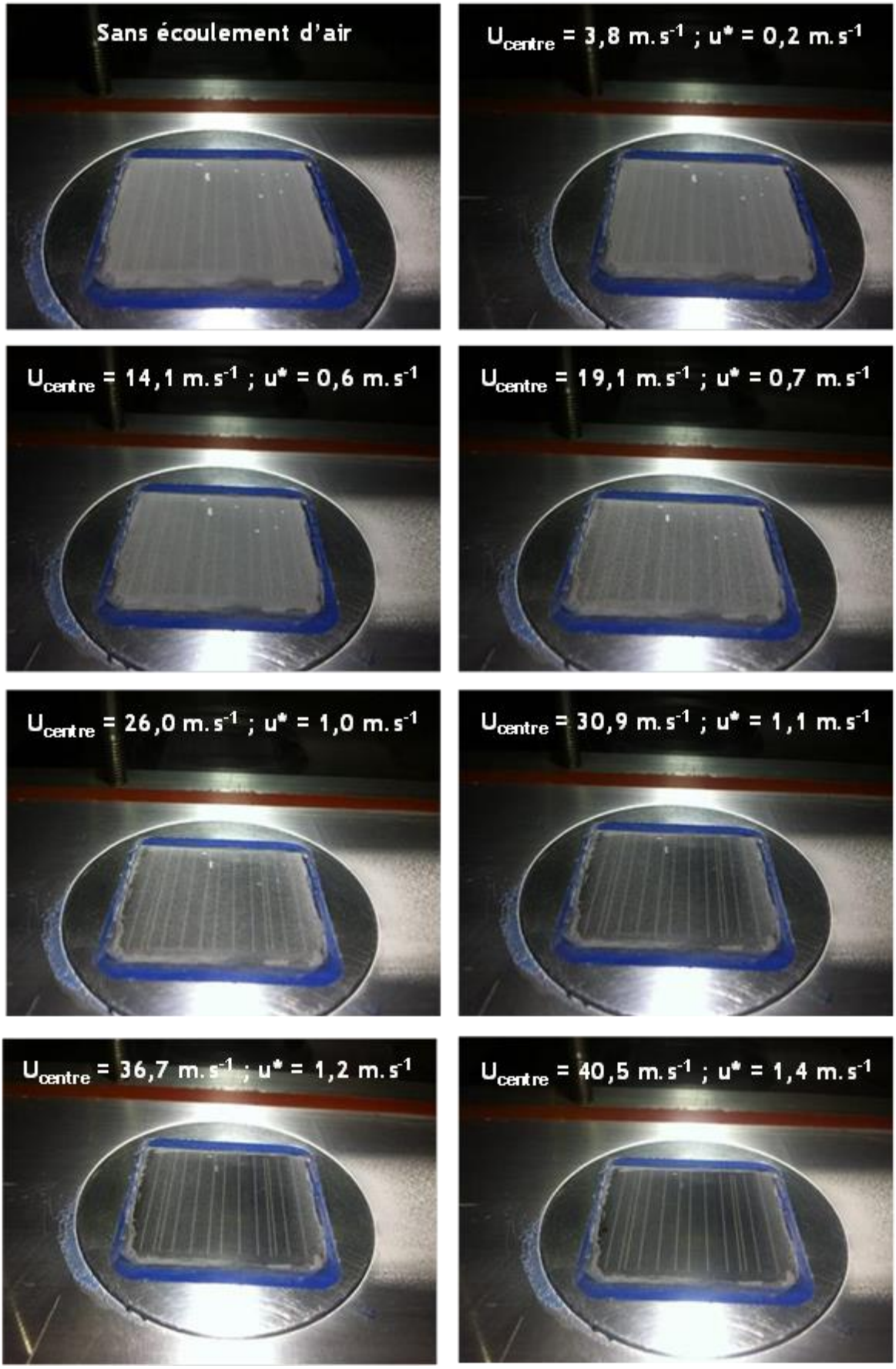


Figure 7.9 – Photographies d'un dépôt de particules (correspondant à l'expérience de la figure 7.8) avant et après exposition à des écoulements d'air.

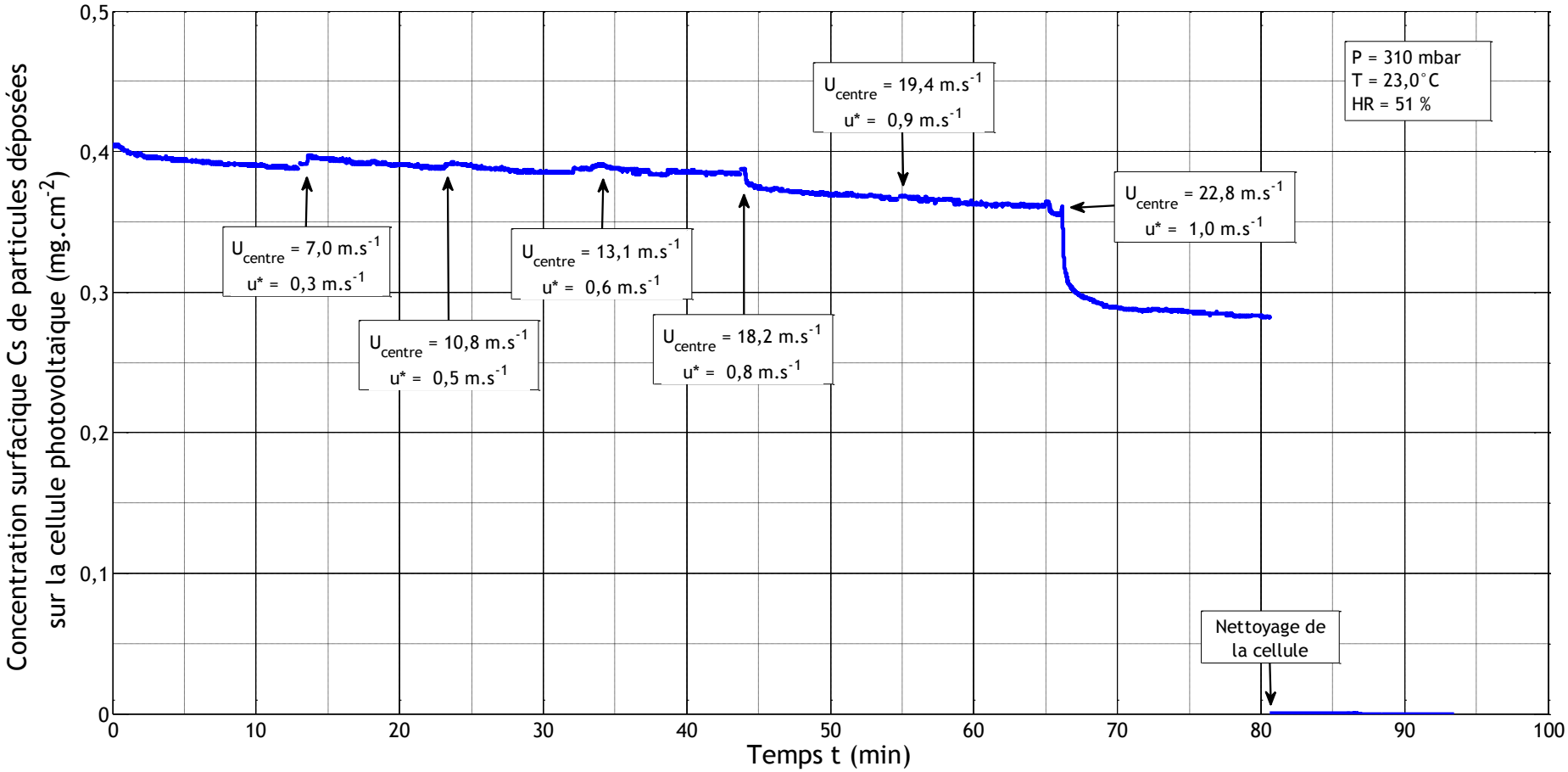


Figure 7.10 – Concentration surfacique *Cs* de particules déposées sur la cellule photovoltaïque en fonction du temps *t*. L'expérience a été réalisée à environ 300 mbar et avec une concentration surfacique initiale de 0,39 mg.cm^{-2}.

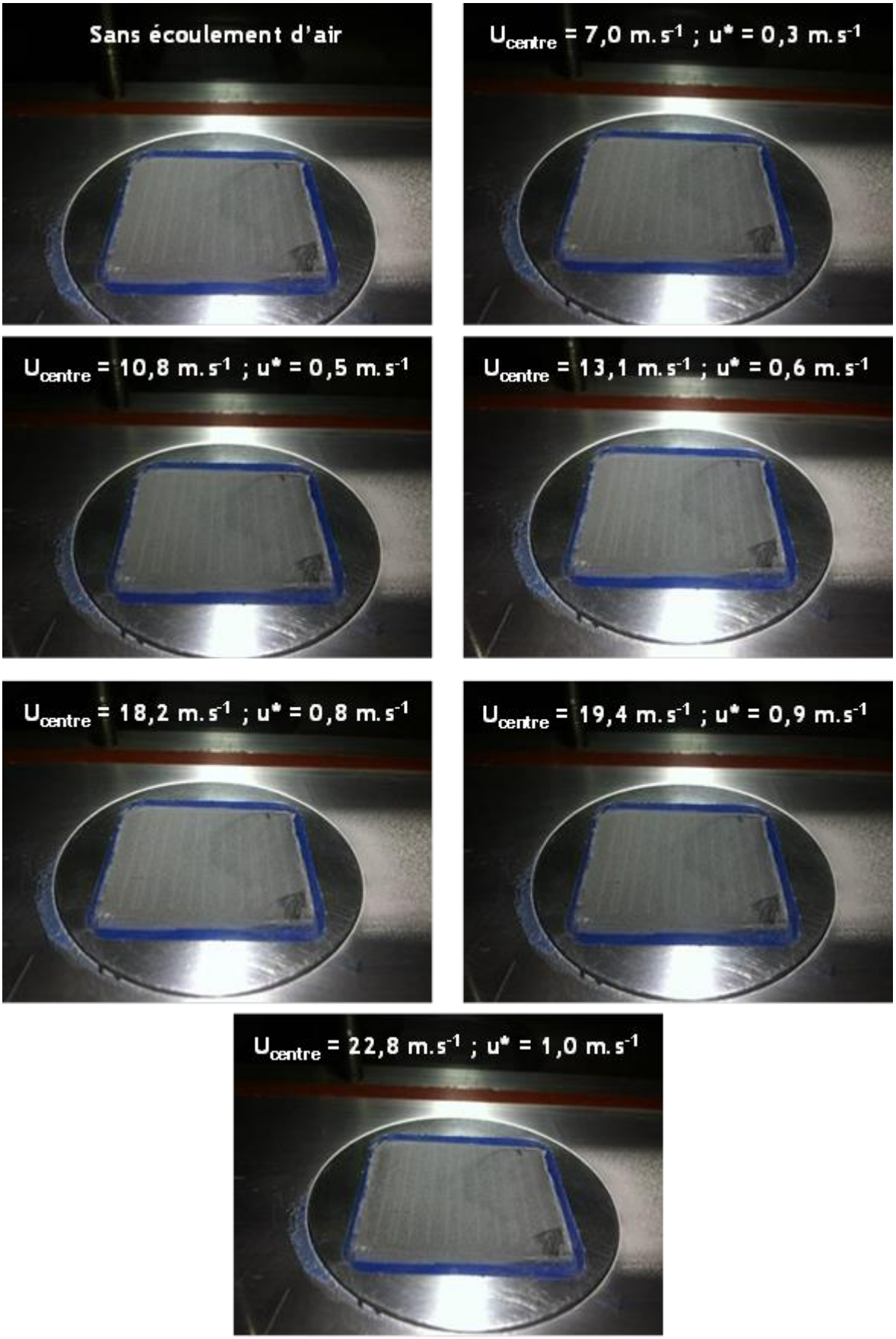


Figure 7.11 – Photographies d'un dépôt de particules (correspondant à l'expérience de la figure 7.10) avant et après exposition à des écoulements d'air.

7.5 LES FRACTIONS DE PARTICULES MISES EN SUSPENSION

Sur les figures 7.12 et 7.13, la masse surfacique *Cs* de particules sur la cellule photovoltaïque et la fraction de particules mises en suspension en fonction de la vitesse de l'écoulement d'air sont présentées. La masse de particules par unité de surface a été calculée à l'aide des équations (7.1) et (7.2). Pour la fraction de particules mise en suspension *Kr*, celle-ci est obtenue avec la relation :

$$Kr = 1 - \frac{Cs_f}{Cs_i}, \tag{7.3}$$

où *Cs* correspond à la masse surfacique de particules présentes sur la surface. Les indices f et i correspondent respectivement à final (après exposition à écoulement) et initiale (avant exposition à l'écoulement).

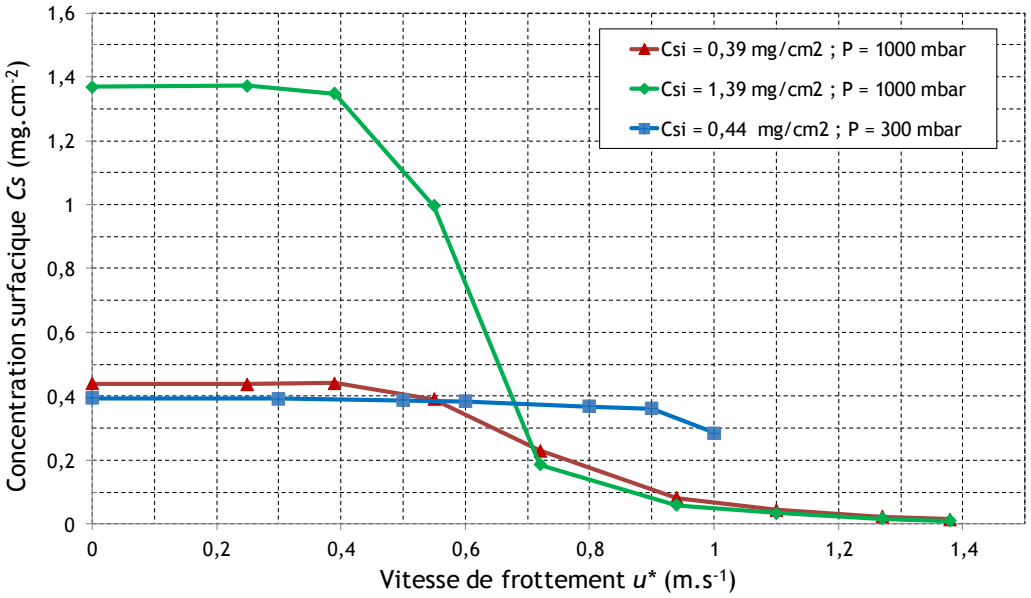


Figure 7.12 – Evolution de la concentration surfacique *Cs* en fonction de la vitesse de frottement *u**.

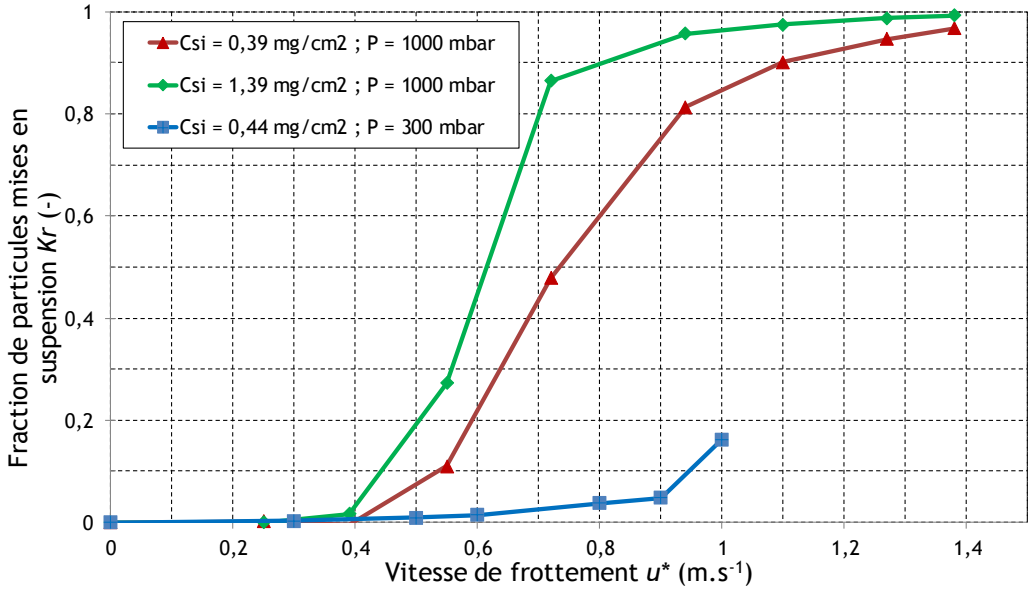


Figure 7.13 – Evolution de la fraction de particules mises en suspension en fonction de la vitesse de frottement *u**.

Nous comparons sur les figures 7.12 et 7.13 les trois expériences. Les points de mesure correspondent au signal donné par la cellule photovoltaïque après avoir été exposée à un écoulement d'air de dix minutes. Ces expériences confirment que pour mobiliser une fraction de particules, la vitesse de l'écoulement doit être plus importante lorsque la pression absolue diminue. Dans les deux cas, un seuil de vitesse de frottement peut être défini.

Il est clairement visible, figure 7.13, que plus la concentration surfacique (et par conséquent l'épaisseur du dépôt) est importante et plus la fraction de particules mises en suspension est importante (pour une vitesse d'écoulement donnée). En effet, avec une épaisseur plus importante, les particules constituant le haut du dépôt multicouches sont soumises à des vitesses d'écoulement plus importantes.

Ces résultats expérimentaux fournissent une base de données et permettront, dans le futur, de valider un modèle de mise en suspension multicouches prenant en compte à la fois la cinétique du mécanisme et une mobilisation par agglomération de particules.

J'ai aussi effectué des expériences de mise en suspension avec des particules de tungstène plus petites, particules qui n'ont pas donné de résultat utilisable du fait de l'opacité du tungstène et de son seuil de détachement, en termes de vitesse de frottement, plus important que celui de l'oxyde d'aluminium. L'augmentation du seuil de détachement est liée à la granulométrie et aux forces d'adhésion des particules constituant le dépôt multicouches. Ainsi, il n'y a pas que la granulométrie des particules qui contribue au déplacement du seuil de détachement, mais aussi la nature des particules. En effet, les forces d'adhésion entre particules de tungstène sont plus importantes qu'entre particules d'oxyde d'aluminium (Israelachvili, 2011). Par conséquent, un dépôt multicouches constitué de particules de tungstène possède un seuil de vitesse de détachement plus important qu'un même dépôt constitué de particules d'oxyde d'aluminium.

Cette page est volontairement laissée blanche pour une impression recto-verso

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

La maîtrise de la fusion nucléaire à des fins de production d'énergie présente incontestablement des atouts. Les réserves de combustible, deutérium et tritium (*via* le lithium), sont considérables. Il y a une sûreté inhérente au phénomène de fusion puisqu'il ne peut y avoir divergence comme avec les réactions de fission nucléaire. De plus, la fusion nucléaire est relativement "propre" étant donné qu'il y a peu de rejet gazeux et pas de déchets radioactifs à vie longue. Une source d'énergie quasi-inépuisable, relativement sûre et propre parait séduisante. Cependant, la recherche pour aboutir à un prototype industriel a un coût et, concernant le projet *ITER*, celui-ci est considérable et mal maîtrisé (Clery, 2014). Avec une conjoncture économique en berne pour la recherche, des voix discordantes se sont élevées (Charpak *et al.*, 2010). Néanmoins, la construction du tokamak de fusion *ITER* se poursuit (Clery, 2015), tout comme la recherche vers une énergie sûre issue de la fusion thermonucléaire.

Mes travaux de thèse se sont situés dans le cadre des recherches en sûreté nucléaire, et plus précisément dans la problématique de l'accident de perte de vide dans *ITER*. L'un des deux scénarios les plus plausibles est une brèche au niveau des voies métrologiques qui provoquerait une entrée d'air dans la chambre à vide (*LOVA*). Sachant qu'une importante production de poussières est attendue dans la chambre à vide d'*ITER* au cours de son fonctionnement (Roth et al., 2009), il est impératif de déterminer la quantité de particules, en termes de masse et de granulométrie, que mobilisera l'écoulement d'air ainsi généré. Le but est d'évaluer les risques d'explosion (poussière et hydrogène) ainsi que de contamination (radioactive et chimique) des travailleurs, du public et de l'environnement. Dans ma thèse, j'ai donc étudié le mécanisme de mise en suspension de dépôts de particules, simulant ceux anticipés dans *ITER*, par un écoulement d'air. La représentativité de cet écoulement d'air *vis-à-vis* du *LOVA* a été approchée le plus possible sur les principaux paramètres entrant dans les modèles de mise en suspension. L'objectif final est de fournir des données expérimentales fiables afin de valider ou développer un modèle de mise en suspension prévoyant les fractions de particules, par classes granulométriques, mobilisées lors d'un *LOVA*.

Une équipe de chercheurs de l'Université de Rome Tor Vergata travaille sur la même problématique mais leur démarche scientifique vise à la représentativité, dans leur installation *STARDUST*, d'un *LOVA* dans *ITER* en termes de pressurisation (Bellecci *et al.*, 2011a). Ma démarche scientifique a, quant à elle, débuté par une étude bibliographique autour des différents modèles de mise en suspension. En l'occurrence, le modèle le plus pertinent, issu de la littérature scientifique, est le modèle dit *Rock'n Roll* de Reeks et Hall (2001). Mon système d'étude a été décomposé en deux parties. D'un côté, les dépôts de particules dont les paramètres clés sont la granulométrie des particules, la structure des dépôts (monocouche ou multicouches) et les forces d'adhésion (dépendant de la nature et de la géométrie des particules, et des surfaces en interaction) qui constituent actuellement le paramètre d'ajustement des modèles de mise en suspension. Au niveau aéraulique, les grandeurs clés sont les vitesses de frottement, la masse volumique (fonction de la pression environnante) du fluide mobilisateur, et le temps d'exposition des particules à ce fluide. Par conséquent, dans l'ensemble de mes travaux, je me suis attaché à maîtriser ces paramètres et à en démontrer la représentativité.

Etant à la recherche des caractéristiques des particules susceptibles d'être retrouvées dans *ITER*, j'ai collecté et analysé des particules produites dans un tokamak expérimental en exploitation : le tokamak allemand *ASDEX Upgrade* (*AUG*). Il existe plusieurs tokamaks actuellement en exploitation (Tore-Supra, *JET*, *KSTAR* et *JT-60U*, pour ne citer que les principaux) mais l'intérêt d'*AUG*, malgré sa petite taille (plasma d'un volume de 14 m^3), est qu'il présente une géométrie quasi-identique à celle d'*ITER*. De plus, ses *PFCs* sont de même nature que ceux du *divertor* d'*ITER*, à savoir du tungstène. Le *divertor* est la partie qui sera la plus exposée au plasma : c'est la zone où la majorité des particules se déposeront (Martin *et al.*, 2013). En premier lieu, mes expériences ont démontré la faisabilité, jusqu'alors hypothétique, d'une mobilisation, *via* un écoulement d'air, de particules de tungstène spécifiques aux tokamaks. Puis, à partir d'une analyse utilisant des microscopes (optique et électronique), j'ai déterminé la granulométrie et la morphologie de ces particules — deux paramètres entrant dans le mécanisme de mise en suspension. Ainsi, a été mise en évidence une granulométrie bimodale constituée d'un mode à 0,8 µm, composé de particules floconneuses,

et d'un mode à 1,6 µm, composé de particules sphériques. Bien évidemment, la composition chimique de ces particules n'est autre que du tungstène, puisque les *PFCs* du tokamak *AUG* sont en tungstène. Ces travaux, apportant des informations nouvelles sur les particules attendues dans *ITER*, ont fait l'objet d'une publication dans le *Journal of Nuclear Materials* (Rondeau *et al.*, 2015a) et de présentations dans des conférences nationales et internationales : CFA 2014 (orale), AT 2014 (orale), PSI 2014 (poster), et SOFT 2014 (poster). Afin de se rapprocher un peu plus des conditions *ITER*, mon travail pourrait être poursuivi par une collecte particulaire dans le *tokamak* Tore-Supra rebaptisé *WEST*, où les *PFCs*, qui sont actuellement en cours d'installation, seront ceux également installés sur le *divertor* d'*ITER*. De plus, une collecte particulaire pourrait aussi être faite, avec un dispositif et un procédé spécifiques, dans le *tokamak JET* afin d'obtenir des informations sur les caractéristiques des particules de tungstène et de béryllium produites dans cette installation.

Les forces d'adhésion étant l'inconnue majeure, et donc souvent le paramètre d'ajustement des modèles de mise en suspension, j'ai décidé d'avoir recours à des mesures directes de ces forces par microscopie à force atomique (*AFM*). Ces mesures expérimentales révèlent une distribution log-normale avec des valeurs d'un ordre de grandeur inférieures à celles fournies par la corrélation de Biasi *et al.* (2001), expliquant ainsi l'écart entre nos mesures expérimentales de mise en suspension et les prédictions du modèle *R'nR* corrélé par Biasi *et al.* (2001). Une corrélation des forces d'adhésion, entre une particule de tungstène et une surface de tungstène, prenant en compte la granulométrie des particules, a été déterminée et est présentée dans ce manuscrit. Une perspective de mon travail serait de prendre aussi en compte l'humidité relative du milieu environnant dont l'influence a été mise en évidence dans mes travaux. Les dégradations d'une surface de tungstène « *ITER like* » par des flux plasmiques n'ont pas montré de différence notable dans la valeur des forces d'adhésion : la rugosité moyenne a certes évolué, mais pas suffisamment pour modifier significativement les forces d'adhésion. A terme, la question de la définition d'un nouveau diamètre équivalent en forces d'adhésion pourra éventuellement se poser. Une part importante des particules produites dans *ITER* seront constituées de béryllium. La possibilité de mesurer les forces d'adhésion avec des particules de béryllium sur du béryllium ou sur du tungstène devra donc être explorée, connaissant toutes les difficultés que présente la manipulation de ce métal. Notons toutefois que la technique de mesure par *AFM* des forces d'adhésion d'un système constitué de particules de béryllium est prometteuse. En effet, elle présente l'avantage de réduire le risque d'inhaler des particules puisque le principe de la technique consiste à utiliser une seule particule fixée sur une pointe.

Avant de réaliser des expériences de mise en suspension, il était indispensable de savoir fabriquer des dépôts de particules. Dans mes travaux de thèse, j'ai étudié la mise en suspension de dépôts de particules monocouche et multicouches. La fabrication des dépôts monocouche est relativement bien maîtrisée. Pour ma part, j'ai utilisé une enceinte dans laquelle je projette, à l'aide d'un flux d'air, un volume calibré de particules sur une surface d'analyse. Cependant, en ce qui concerne les dépôts multicouches, on s'aperçoit que ce sont plutôt des « tas » de particules réalisés par tamisage (Alloul-Marmor, 2002, Peillon *et al.*, 2014) qui sont présentés dans la littérature. En effet, l'homogénéité des dépôts multicouches, en termes d'épaisseur, ainsi que leur reproductibilité, sont indispensables pour la compréhension et la modélisation du mécanisme de mise en suspension. Afin d'obtenir des dépôts multicouches homogènes et reproductibles, j'ai utilisé deux types de chambres de sédimentation à basse pression, où des volumes calibrés de particules sont injectés *via* un système de vanne. A Saclay, j'ai fabriqué une petite chambre de sédimentation adaptée à mes études analytiques. Au Danemark, j'ai utilisé une soufflerie « miniature » (AWTS-I) reconvertie en chambre de sédimentation. Une perspective de ce travail serait d'améliorer les procédés de fabrication des dépôts monocouche ou multicouches en contrôlant la vitesse de sédimentation, ou plutôt d'impaction, qui selon toute vraisemblance modifierait les forces d'adhésion et par conséquence les fractions de particules mises en suspension.

Pour mener à bien mes expériences de mise en suspension, deux souffleries étaient à ma disposition : la veine aéraulique BISE-II (d'un volume de quelques litres) de l'IRSN, située sur le Centre CEA de Saclay, et la soufflerie AWTS-II (d'un volume de 35 m^3) de l'Université d'Aarhus au Danemark. Dans ces deux installations, j'ai caractérisé les écoulements d'air par méthode optique (*PIV*: *Particle Image Velocimetry*, et *LDV*: *Laser Doppler Velocimetry*). Outre l'effet d'échelle, mes mesures optiques mettent en évidence que ces deux souffleries sont complémentaires et permettent de couvrir une large étendue du scénario *LOVA* en termes de pression absolue (et par conséquent de masse volumique) et de vitesse de frottement. L'évolution de ces paramètres

aérauliques au cours d'un *LOVA* dans *ITER* a été modélisée numériquement et a fait l'objet d'une publication dont je suis co-auteur : Gelain *et al.*, (2015). De plus, mes mesures expérimentales par *LDV* dans *AWTS-II* et celles réalisées dans BISE-II par anémométrie à fil chaud ont apporté des connaissances nouvelles sur les distributions de fluctuation de vitesses, caractérisant la turbulence, en fonction de la vitesse de l'écoulement et de la pression environnante. Ces données permettent donc de mieux comprendre la turbulence dans nos conditions expérimentales (basse pression), et d'ajuster en conséquence les forces aérauliques entrant dans un modèle de mise en suspension, forces dont l'importance sur la fraction ré-entrainée a été mise en évidence par Zhang *et al.* (2013a). En effet, dans le modèle *R'nR*, Reeks et Hall (2001) postulent des distributions de forces aérauliques suivant des lois normales (avec un écart-type proportionnel, d'un facteur 0,2, à la moyenne de ces forces aérauliques). Zhang *et al.* (2013a) ont, quant à eux, modifié le modèle *R'nR* en attribuant des distributions de Rayleigh à ces forces aérauliques fluctuantes. Mes mesures expérimentales mettent plutôt en évidence des distributions normales (avec un écart-type proportionnel, respectivement d'un facteur 0,07 et 0,16 dans BISE-II et *AWTS-II*, à la moyenne de ces forces aérauliques) pour des écoulements maîtrisés et stabilisés en termes de pression et de vitesse d'écoulement, ce qui correspond à notre champ d'investigation. L'effet d'une forte accélération et d'un régime transitoire (pressurisation) dans les forces aérauliques constitue des axes de recherche très prometteurs, mais sont restés en dehors du domaine de ma thèse. Ainsi, une perspective de mon travail serait d'étudier la mise en suspension de particules par un écoulement d'air transitoire. Une étude des forces aérauliques s'exerçant sur les particules devra ainsi être menée : a-t-on toujours des distributions de forces aérauliques suivant des lois normales ?

La mise en suspension de dépôts monocouche (absence d'interactions entre les particules déposées sur une surface) a été étudiée dans la soufflerie BISE-II. A l'aide d'un microscope optique, j'ai dénombré les particules présentes sur la surface d'analyse avant et après exposition du dépôt à un écoulement d'air. Ibrahim *et al.* (2003 ; 2004) et Barth *et al.* (2014) ont utilisé la même technique de mesure. Cependant, en capturant en direct les images microscopiques, leur procédé ne permettait pas de mesurer un nombre important de particules. De mon côté, j'ai opté pour l'analyse d'une zone de mesure suffisamment grande afin d'obtenir des données expérimentales de fractions de particules mises en suspension, par classes granulométriques et avec une statistique suffisante. L'inconvénient majeur de cette méthode est le temps de mesure relativement long (8 h pour un scan complet), induisant une contamination par les aérosols atmosphériques. Pour pallier cette difficulté, le microscope a été placé dans une salle blanche sous une hotte à flux laminaire (classe ISO 5). Finalement, j'ai obtenu des résultats expérimentaux de particules mises en suspension par classes granulométriques selon une suite géométrique débutant à 1 µm, de raison 1,26 et s'arrêtant à 50 µm. Compte tenu des limites de l'installation BISE-II, j'ai étudié deux vitesses de frottement, 1,5 et 1,0 $m.s^{-1}$, à 1 000 mbar, et 1,0 $m.s^{-1}$, à 300 mbar. Ces résultats reproductibles montrent un décalage avec les prédictions du model *R'nR* corrélé, tel que développé par Biasi *et al.* (2001). Nos résultats expérimentaux de fractions de particules mises en suspension sont supérieurs aux valeurs déduites du modèle *R'nR*. Comme signalé plus haut, une première explication est relative à la corrélation des forces d'adhésion de Biasi *et al.* (2001) utilisée dans le modèle, et qui n'est pas spécifique du système que nous étudions. La seconde explication vient des fluctuations des forces aérauliques, qui sont spécifiques des souffleries utilisées, et qui ont été mesurées expérimentalement. Ainsi, en s'appuyant sur la corrélation des forces d'adhésion, obtenue par *AFM*, pour notre système d'étude, et sur les fluctuations des forces aérauliques propres à la veine aéraulique BISE-II, les prédictions du modèle *Rock'n Roll* s'approchent de nos données expérimentales. Cependant, les prédictions du modèle restent supérieures à ces données et la question de la représentativité des mesures AFM se pose. En effet, les points de contact ne sont probablement pas les mêmes entre une particule maintenue et approchée d'une surface par un *cantilever* et une particule se déposant librement par sédimentation sur cette surface. Afin de fournir des résultats en accord avec les données expérimentales, ces forces adhésion ont été corrigées et doivent faire encore l'objet de recherches. La réduction du frottement, intervenant pour les grands nombres de Kundsen (fonction de la pression environnante et du diamètre des particules), qui n'est pas prise en compte dans le modèle *Rock'n Roll*, semble ne pas être significative dans l'installation BISE-II, du moins jusqu'à une pression absolue de 300 mbar. Pour conclure sur ces expériences, nos résultats montrent que la quantité de particules mises en suspension dépend de la concentration particulaire et de la polydispersion des particules. En effet, le mécanisme physique de mise en suspension est, avant tout, fonction de la granulométrie des particules. Ainsi, les particules les plus « encombrantes » du dépôt, mobilisées en priorité par un écoulement d'air (glissement ou roulement avant le décrochement de la surface) capturent, *via* les

forces d'adhésion, ou expulsent par saltation, des particules plus petites se trouvant sur leur trajectoire. Ces résultats expérimentaux ont fait l'objet d'une communication orale à AT 2015.

Dans *AWTS-II*, deux campagnes d'essais ont été réalisées. L'intérêt majeur des premières expériences était l'étude approfondie de l'effet de la basse pression sur le mécanisme de mise en suspension. Les pressions environnantes étudiées étaient 10, 130, 300 et 1 000 mbar. Elles ont été effectuées, en grande partie, avec des particules d'alumine (disponibles en grande quantité au laboratoire) déposées sur des plaques de verre. Pour mesurer la quantité de particules mises en suspension, un dispositif optique mesurant l'absorption de la lumière par le dépôt de particules a été construit. Mes expériences ont mis en évidence l'influence de la pression environnante ainsi qu'une réduction du frottement à basse pression (induisant une correction allant au-delà du seul facteur de Cunningham, à cause de l'effet de paroi). De plus, une mobilisation par agglomération de particules a été observée. Ces travaux, permettant de mieux comprendre le mécanisme de mise en suspension de dépôts multicouches, montrent que les modèles de mise en suspension dit « multicouches » ne sont pas représentatifs car ils ne prennent pas en compte une mobilisation par agglomération de particules, mais une mobilisation couche par couche (Zhang *et al.*, 2013b). Une partie de ces études a fait l'objet d'un article dans *Fusion Engineering and Design* (Rondeau *et al.*, 2015b) et d'une participation orale au CFA 2015. Ma deuxième campagne d'expériences (fin mai 2015) dans la soufflerie *AWTS-II* a été effectuée avec des systèmes de type *ITER* — particules de tungstène (diamètre médian en volume de 1,9 µm et écart-type géométrique de 1,5) déposées sur des surfaces de tungstène. Ici, pour mesurer la quantité de particules mises en suspension, j'ai mis en œuvre un système optique permettant de mesurer la diffusion de la lumière par le dépôt de particules. Ainsi, j'ai obtenu des mesures de mise en suspension de dépôts multicouches pour différentes épaisseurs et à différentes pressions environnantes (25, 60, 130, 300 et 1 000 mbar). Ces résultats expérimentaux qui n'ont pas montré de réduction du frottement à basse pression, permettront, à terme, de valider ou développer un modèle de mise en suspension multicouches basé sur une mobilisation par agglomération de particules. Dans la littérature scientifique, les mesures expérimentales de fractions de particules mises en suspension issues de dépôts multicouches sont associées à la distribution granulométrique exprimée en termes de masse des particules constituant le dépôt. Le raisonnement qui est fait est donc relatif à la métrologie utilisée, la gravimétrie. Ainsi, puisqu'une masse est mesurée, on raccorde les expériences à un diamètre caractéristique de la distribution granulométrique exprimée en termes de masse, que l'on injecte ensuite dans un modèle de mise en suspension. Cependant, nos expériences montrent une mobilisation par agglomération de particules. Il serait donc probablement plus juste de raisonner sur la granulométrie des agglomérats de particules qui se mettent en suspension. Ainsi une autre perspective de mon travail serait de mettre en place un dispositif permettant de mesurer la granulométrie de ces agglomérats de particules ainsi mobilisés, et de valider ou non cette hypothèse, essentielle en termes de détermination de coefficients de mise en suspension.

La mise en suspension de dépôts multicouches a été étudiée en parallèle dans l'installation BISE-II à l'aide d'un système de mesure utilisant une cellule photovoltaïque, permettant d'accéder à la cinétique de mise en suspension. Ainsi, j'ai mis en évidence que la cinétique de mise en suspension de dépôts multicouches se décomposait en trois phases bien distinctes : une phase à court terme (environ 20 secondes) où la quantité de particules mobilisées augmente rapidement, une phase de transition (environ une minute), et une phase à long terme où la quantité de particules mobilisées augmente lentement, et quasi linéairement. De plus, l'effet de la basse pression a été mis en évidence (entre 1 000 et 300 mbar), et nos résultats de mise en suspension sont en bon accord avec ceux obtenus dans l'installation *AWTS-II*. Ces résultats ont fait l'objet d'une présentation sous forme de poster à l'EGU 2015.

La dernière étape de mes travaux de thèse a porté sur la caractérisation de dépôts multicouches dont la mobilisation s'effectue par agglomération de particules, fonction de la nature des particules et du nombre de points de contact entre celles-ci. Ainsi, j'ai mis en place un dispositif expérimental, similaire à celui qu'ont développé Bourrous *et al.* (2014), qui permet de figer les dépôts afin de visualiser leur structure par microscopie électronique. Avec mes algorithmes de traitement d'image (développés sous *Matlab*), des paramètres caractéristiques — porosité et épaisseur du dépôt — ont été mesurés afin de les intégrer dans un modèle multicouche global.

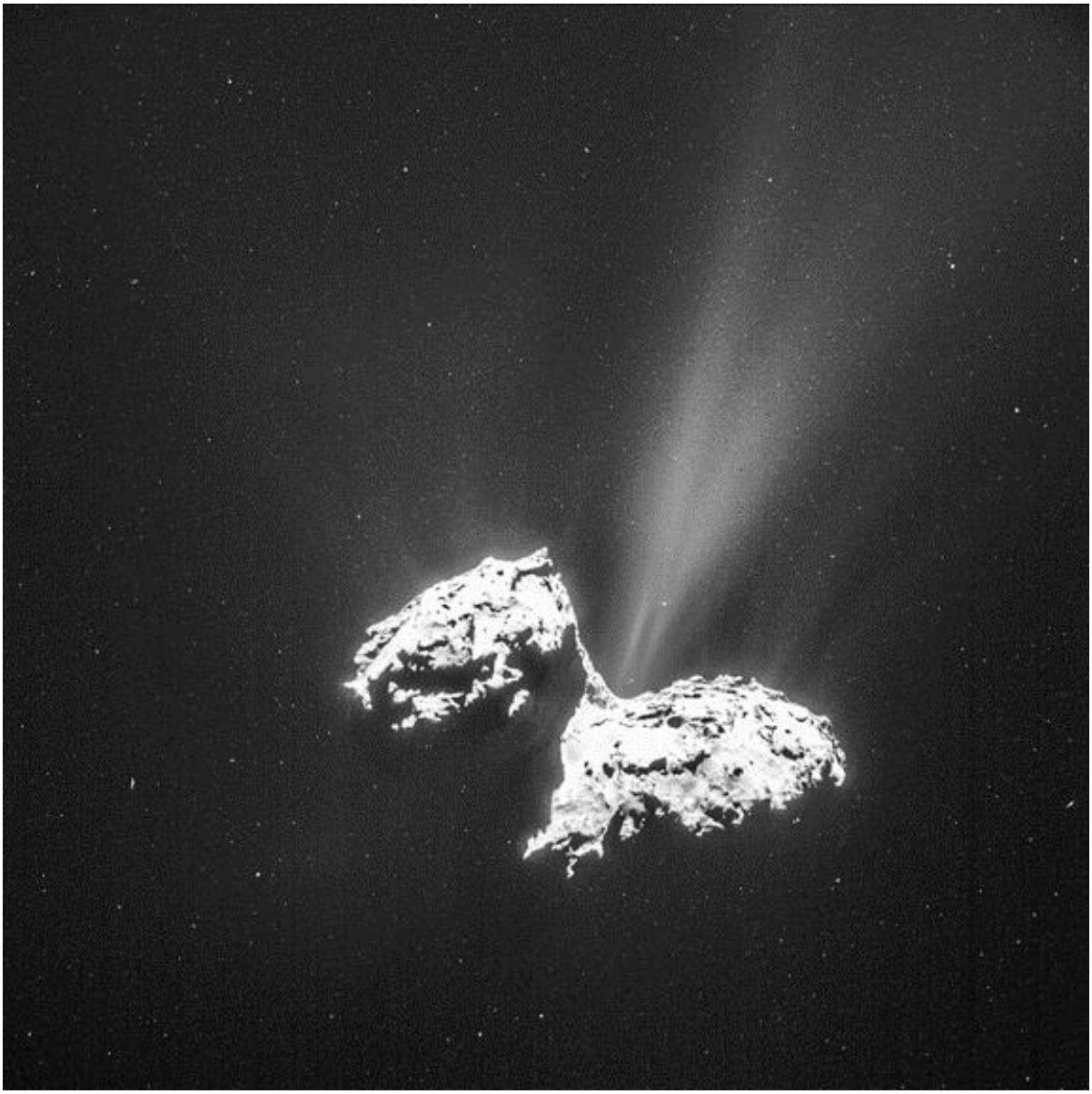
L'inventaire de poussières (≤ 1 tonne) dans la chambre à vide d'*ITER* (850 m^2) révèle que les dépôts, concentrés sur le *divertor* (150 m^2), y seront multicouches. L'écart entre le modèle de mise en

suspension *Rock'n Roll* et les résultats expérimentaux obtenus dans les souffleries BISE-II et *AWTS-II* montre la nécessité de développer un modèle multicouche global permettant d'accéder, par le calcul, aux coefficients de mise en suspension. Après ajustement des forces d'adhésion, l'écart résiduel se situe principalement du côté des particules les plus fines (< 5 µm à pression atmosphérique et à vitesse de frottement de 1,4 $m.s^{-1}$), qui sont aussi celles qui présentent le plus grand risque d'explosion (Kuai *et al.*, 2011 ; Castellanos *et al.*, 2014 ; Mittal, 2014) et, subsidiairement, celles pour lesquelles l'efficacité des filtres diminue.

Avant la mise en service d'*ITER* (pour la chambre à vide duquel certains choix techniques restent à préciser) et la collecte de particules de poussières dans son tore, la validation expérimentale du modèle multicouches à développer ne pourra pas être réalisée de façon exhaustive sur des poussières parfaitement représentatives, ne serait-ce qu'à cause de la difficulté de manipuler des particules de béryllium en laboratoire. Cette validation s'appuiera donc sur des simulants, ou sur des poussières collectées dans d'autres installations à fusion de conception voisine (comme *ASDEX-Upgrade* ou *WEST*). Il conviendra donc de tester une grande variété de systèmes (nature chimique et granulométrie des particules, type de surface, épaisseur des dépôts, *etc.*) afin de couvrir le plus largement possible le domaine de variation des paramètres (poussières et scénarios *LOVA*) qui seront réellement à l'œuvre dans *ITER* en situation accidentelle.

C'est l'approche qui a été explorée dans cette thèse, sans prétendre à l'exhaustivité, faute de temps pour envisager des campagnes d'essais plus complètes. Globalement, nos essais couvrent pourtant déjà la totalité de l'échelle de variation des coefficients de mise en suspension — de 1 % (avec un dépôts de particules de tungstène ayant un diamètre médian en nombre de 1,7 µm, un écart-type en nombre de 1,7 et une concentration surfacique initiale de 5,5 $mg.cm^{-2}$, exposé à une vitesse de frottement 0,7 $m.s^{-1}$ à pression environnante de 300 mbar) à 100 % (avec un dépôt de particules d'oxyde d'aluminium, ayant un diamètre médian en nombre de 11,9 µm, un écart-type en nombre de 1,8 et une concentration surfacique initiale de 1,39 $mg.cm^{-2}$, soumis à un écoulement d'air de vitesse de frottement 1,4 $m.s^{-1}$ à pression atmosphérique) — échelle qui, en l'état, ne permet pas de conclure en termes de marge de sûreté et laisse beaucoup de latitude aux expériences futures. Celles-ci bénéficieront des performances des installations BISE-II et *AWTS-II*, dont le domaine opérationnel couvre, en pression sinon en vitesse, la totalité des scénarios *LOVA*. De même sont désormais validés les équipements ancillaires (chambres de sédimentation) de ces installations et les méthodes (optique et microscopiques) d'analyse des poussières, des dépôts et des surfaces — sous réserve (nous l'avons vu en ce qui concerne les distributions granulométriques) de soumettre le résultat de ces analyses à un examen critique.

L'approche analytique que nous avons adoptée consiste à discrétiser les domaines de pressions (et de vitesses) couvrant (en partie) les scénarios de *LOVA*. Le résultat d'une intégration des taux de mise en suspension, du vide à la pression atmosphérique, devra être comparé aux données issues des expériences intégrales de pressurisation dans des installations dédiées, telles que *STARDUST* ou TOSQAN, mais la comparaison sera limitée aux domaines qui se recouvrent. Ces données de pressurisation viendront alors valider le modèle multicouches de mise en suspension dans les domaines de vitesse non couverts par l'approche analytique, l'ensemble ayant initialement vocation à consolider la base physique du code DUST (García-Cascales *et al.*, 2010) puis du code P^2REMICS développés à l'IRSN en support de l'analyse de sûreté du futur tokamak *ITER*.



Photographie hors-texte de la Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko montrant une certaine similitude entre les jets de vapeur d'eau chargée de poussière, provenant de de la Comet 67P, dans le vide spatial et l'apparition d'un *ICE* (*Ingress of Coolant Event*) dans la chambre à vide d'*ITER*.
Credit: ESA/Rosetta/NAVCAM.

REFERENCES

Adachi, A., Yoshiharu, T., Takeishi, T., Tanabe, T., Hayashi, T., Nakano, T., Fukumoto, M., Yagyuu, J., Masaki, K. and Itami, K. (2013). Tritium retention to the first wall of JT-60U. *Fusion Engineering & Design*, 88: 295-298.

Afshar-Mohajer, N., Damit, B., Wu, C.Y. and Sorloaica-Hickman, N. (2011). Electrostatic particle collection in vacuum. *Advances in Space Research*, 48: 933-942.

Afshar-Mohajer, N., Wu, C.Y., Moore, R. and Sorloaica-Hickman, N. (2014). Design of an electrostatic lunar dust repeller for mitigating dust deposition and evaluation of its removal efficiency. *Journal of Aerosol Science*, 69: 21-31.

Alengry, J. (2014). Etude expérimentale et modélisation de la longueur de bon mélange – Application à la représentativité des points de prélèvement en conduit. Thèse IRSN, Saclay, 182 pp.

Allen, M.D. and Raabe, O.G. (1982). Re-evaluation of Millikan's oil Drop Data for the motion of small particles in air. *Journal of Aerosol Science*, 13/6: 537-547.

Allen, M.D. and Raabe, O.G. (1985). Slip Correction Measurements of Spherical Solid Aerosol Particles in an Improved Millikan Apparatus. *Aerosol Science and Technology*, 4/3: 269-286.

Alloul-Marmor, L. (2002). Réentraînement par écoulement d'air d'une contamination particulaire déposée sur une surface. Thèse, Université Paris XII, 219 pp.

Al-Hasan, A.Y. (1998). A new correlation for direct beam solar radiation received by photovoltaic panel with sand dust accumulated on its surface. Solar Energy, 63/5: 323-333.

Ardey, N. and Mayinger, F. (1998). Aerosol resuspension by highly transient containment flow – Insights by means of Laser optical methods. *Kerntechnik*, 63: 68-75.

Autumn, K., Sitti, M., Liang, Y.A., Peattie, A.M., Hansen, W.R., Sponberg, S., Kenny, T.W., Fearing, R., Israelachvili, J.N. and Full, R.J. (2002). Evidence for van der Waals adhesion in gecko setae. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 99/19: 12252-12256.

Bailey, A.G., (1984). Electrostatic phenomena during powder handling. *Powder Technology*, 37: 71-85.

Azizov, E., Barsuk, V., Begrambekov, L., Buzhinsky, O., Evsin, A., Gordeev, A., Grunin, A., Klimov, V., Kurnaev, V., Mazul, I., Otroshchenko, V., Putric, A., Sadovskiy, Ya., Shigin, P., Vergazov, S., Zakharov, A. (2015). Boron carbide (B4C) coating. Deposition and testing. *Journal of Nuclear Materials*, 563: 792-795.

Baer, T., Barnes, M.J., Carlier, E., Cerutti, F., Dehning, B., Ducimetière, L., Ferrari, A., Garrel, N., Gérardin, A., Goddard, B., Holzer, E.B., Jackson, S., Jimenez, J.M., Kain, V., Lechner, A., Mertens, V., Misiowiec, M., Morón Ballester, R., Nebot del Busto, E., Norderhaug Drosdal, L., Nordt, A., Uythoven, J., Velghe, B., Vlachoudis, V., Wenninger, J., Zamantzas, C., Zimmermann, F. and Fuster Martinez, N. (2012). UFOs in the LHC after LS1. *Proceedings* of Chamonix 2012 Workshop on LHC Performance: 294-298.

Balden, M., Endstrasser, N., Humrickhouse, P.W., Rohde, V., Rasinski, M., Von Toussaint, U., Elgeti, S., Neu, R. (2014). Collection strategy, inner morphology, and size distribution of dust particles in ASDEX Upgrade. *Nuclear Fusion*, 54/7: 073010.

Balme, M. and Hagermann, A. (2006). Particle lifting at the soil-air interface by atmospheric pressure excursions in dust devils. *Geophysical Research Letters*, 33/L19S01: 5.

Barth, T., P, Preuß, J., Müller, G. and Hampel, U. (2014). Single particle resuspension experiments in turbulent channel flows. *Journal of Aerosol Science*, 71: 40-51.

Bellecci, C., Gaudio, P., Lupelli, I., Malizia, A., Porfiri, M.T., Quaranta, R. and Richetta, M. (2011a). STARDUST experimental campaign and numerical simulations: influence of obstacles and temperature on dust resuspension in vacuum vessel under LOVA. *Nuclear Fusion*, 51/5: 1-15.

Bellecci, C., Gaudio, P., Lupelli, I., Malizia, A., Porfiri, M.T., Quaranta, R. and Richetta, M. (2011b). Validation of a loss of vacuum accident (LOVA) Computational Fluid Dynamics (CFD) model. *Fusion Engineering & Design*, 86: 2774-2778.

Benedetti, M., Gaudio, P., Lupelli, I., Malizia, A., Porfiri, M.T. and Richetta, M. (2011). Scaled experiment for Loss of Vacuum Accidents in nuclear fusion devices : Experimental methodology for fluid-dynamics analysis in STARDUST facility. Second international conference on FLUIDSHEAT, ISBN 978-1-61804-020-6: 142-147.

Biasi, L., de los Reyes, A., Reeks, M.W. and de Santi, G.F. (2001). Use of a simple model for the interpretation of experimental data on particle resuspension in turbulent flows. *Journal of Aerosol Science*, 32: 1175-1200.

Bigot, B., (2015). Pull together for Fusion. *Nature*, 522: 149-151.

Bosch, H.-S. and Hale, G.M. (1992). Improved formulas for fusion cross-sections and thermal reactivities. *Nuclear Fusion*, 32/4: 611-631.

Bourrous, *S., Bouilloux, L., Ouf , F.-X., Appert-Collin, J.-C., Thomas , D., Tampère, L. & Morele, Y. (*2014). Measurement of the Nanoparticles Distribution in Flat and Pleated Filters During Clogging. *Aerosol Science and Technology*, 48: 4.

Bricard, J. (1977) Physique des aérosols. Rapports CEA R 4831 (1), R 4831 (2).

Brugiere, E. (2012). Le spectromètre thermophorétique circulaire, un nouvel instrument pour mesurer la thermophorèse : application aux agrégats de suies de morphologie fractale. Thèse IRSN, 188 pp.

Brumfiel, G. (2011). Japan quake rocks fusion project. *Nature*, 474: 15-16.

Bucalossi, J., Missirlian, M., Moreau, P., Samaille, F., Tsitrone, E.,van Houtte, D., Batal, T., Bourdelle, C., Chantant, M., Corre, Y., Courtois, X., Delpech, L., Doceul, L., Douai, D., Dougnac, H., Faïsse, F., Fenzi, C., Ferlay, F., Firdaouss, M., Gargiulo, L., Garin, P., Gil, C., Grosman, A., Guilhem, D., Gunn, J., Hernandez, C., Keller, D., Larroque, S., Leroux, F., Lipa, M., Lotte, P., Martinez, A., Meyer, O., Micolon, F., Mollard, P., Nardon, E., Nouailletas, R., Pilia, A., Richou, M., Salasca, S., and Travère, J.-M. (2014). The WEST project: Testing ITER divertor high heat flux component technology in a steady state tokamak environment. *Fusion Engineering and Design*, 89: 907–912

Butler, D. (2013). ITER keeps eye on prize. *Nature*, 502: 282-283.

Calle, C.I., Buhler, C.R., Johansen, M.R., Hogue, M.D. and Snyder, S.J. (2011). Active dust control and mitigation technology for lunar and Martian exploration. *Acta Astronautica*, 69: 1082–1088.

Carpick, R.W., Ogletree, D.F. and Salmeron, M. (1999). A general Equation for Fitting Contact Area and Friction vs Load measurements. Journal of Colloid and Interface Science, 211, 395–400.

Castellanos, D., Carreto-Vazquez, V.H., Mashuga, C.V., Trottier, R., Mejia, A.F. and Mannan, M.S. (2014). The effect of particle size polydispersity on the explosibility characteristics of aluminum dust. *Powder Technology*, 254: 331-337.

Cetier, Ph., Charuau, J., Belo, Y. and Wu, C.H. (1994). Tritium retention in carbon dust. Conference, Tritium technology in fission, fusion and isotopic application, Belgirate.

Charpak, G., Treiner, J. et Balibar, S. (2010). Nucléaire : arrêtons ITER, ce réacteur hors de prix et inutilisable. Libération, 10 août 2010.

Charuau, J., Belot, Y., Cetier, Ph. and Grivaud, L. (1992). Characterization of erosion dust and tritiated products inside the “JET” vessel after the first tritium experiment. IPSN/SERAC 10.1.6.6, Saclay.

Cimarelli, C., Alatorre-Ibargüengoitia, M.A., Kueppers, U., Scheu, B. and Dingwell, D.B., (2013). Experimental generation of volcanic lightning. *Geology*, 42/1: 79-82.

Cleaver, J.W. and Yates, B. (1973). Mechanism of detachment of colloidal particles from a flat substrate in a turbulent flow. *Journal of Colloidal and Interface Surface*, 44: 464-474.

Clement, C.F. and Harrison, R.G. (1992). The charging of radioactive aerosols. *Journal of Aerosol Science*, 23/5: 481-504.

Clery, D. (2014). Laser fusion shots take step toward ignition. *Science*, 343: 721.

Clery, D. (2015). More delays for ITER fusion project. *Science*, 350: 1011.

Comolet R. (1994). Mécanique expérimentale des fluides: Dynamique des fluides réels. Turbomachines.

Corn, M. (1961). The adhesion of Solid Particles to Solids Surfaces. *Journal of the Air Pollution Control Association*, 11/12: 566-567.

Cortes, P., Taylor, N., Rosanvallon, S., Rodriguez-Rodrigo, L., Elbez-Uzan, J., Iseli, M. and Ciattaglia, S. (2010). Optimization at the design phase of the potential impact of ITER on workers, the public and the environment. *Fusion Engineering & Design*, 85: 2263–2267.

Cristaldia, L., Faifera, M., Rossia, M., Toscania, S., Catelanib, M., Cianib, L., and Lazzaronic, M. (2014). Simplified method for evaluating the effects of dust and aging on photovoltaic panels. *Measurement*, 54: 207-214.

Cunningham, E. and Fellow, M.A. (1910). On the Velocity of Steady Fall of Spherical Particles through Fluid Medium. *The Royal Society*, 83: 357-365.

Denkevits, A. (2010). Hydrogen/dust explosion hazard in ITER: Effect of nitrogen dilution on explosion behavior of hydrogen/tungsten dust/air mixtures. *Fusion Engineering & Design*, 85: 1059-1063.

Derjaguin, B.V., Muller, V.M. and Toporov, Yu.P. (1975). Effect of contact deformations on the adhesion of particles. *Journal of Colloid and Interface Science*, 53: 314-326.

Di Pace, L., Letellier, E., Maubert, H., Patel, B. and Raskob, W. (2008). Biological hazard issues from potential releases of tritiated dust from ITER. *Fusion Engineering & Design*, 83: 1729–1732.

Eglin, J.M. (1923). The coefficients of viscosity and slip of carbon dioxide by the oil drop method and the law of motion of an oil drop in carbon dioxide, oxygen, and helium, at low pressures. *Physical Review*, 22/2: 161-170.

El-Shobokshy, M. and Hussein, F.M. (1993). Effect of dust with different physical properties on the performance of photovoltaic cells. *Solar energy*, 51/6: 505-511.

Endstrasser, N., Rohde, V., Balden, M., Humrickhouse, P., Von Toussaint, U., Braams, B.J., Chung, H.K, Neu, R. and the Asdex Upgrade team (2011). Comparative study of the dust particle population sampled during four consecutive campaigns in full-tungsten ASDEX Upgrade. *Physica Scripta*, T145.

Friess, H. and Yadigaroglu, G. (2001). A generic model for the resuspension of multilayer aerosol deposits by turbulent flow. *Nuclear Science & Engineering*, 138: 161-176.

García-Cascales, J.R., Vera-García, F., Zueco-Jordán, J., Bentaib, A., Meynet, N., Vendel, J. and Perrault, D. (2010). Development of a IRSN code for dust mobilisation problems in ITER. *Fusion Engineering and Design*, 85: 2274-2281.

Gelain, T., Rondeau, A., Peillon, S., Sabroux, J.C., Gensdarmes (2015). CFD modelling of the wall friction velocity field in the ITER tokamak resulting from airflow during a loss of vacuum accident—Consequences for particle resuspension. *Fusion Engineering and Design*, 100: 87-89.

Gensdarmes, G., Roynette, A., Peillon, S., Gelain, T. and Sillon, P. (2012). Mesure et prélèvement aérauliques de particules dans Tore-Supra. Rapport IRSN/PSN-RES/SCA/LPMA/2012-04.

Gensdarmes, F., Boulaud, D. and Renoux, A. (2001). Electrical charging of radioactive aerosols — comparison of the Clement–Harrison models with new experiments. *Journal of Aerosol Science*, 32/12: 1437-1458.

Gensdarmes, F., Grisolia, C., Roynette, A., Peillon, S., Gelain, T., Poli, S. and Gargiulo, L. (2013). Tore Supra carbon dust resuspension studies. *Fusion Engineering & Design*, 88/9-10: 2684-2687.

Gheynani, B.T., Emami-Razavi, M. and Taylor, P.A. (2011). Thermophoresis and dust devils on the planet Mars. *Physical Review E*, 84/5: 056305.

Gibbs, W.W. (2014). Triple-threat method sparks hope for fusion. *Nature*, 505: 9-10.

Glor, M. (1985). Hazards due to electrostatic charging of powders. *Journal of Electrostatics*, 16: 175-191.

Goossens, D. and Van Kerschaever, E (1999). Aeolian dust deposition on photovoltaic solar cells: The effects of wind velocity and airborne dust concentration on cell performance. *Solar Energy*, 66/4: 277-289.

Grisolia, C., Rosanvallon, S., Loarte, A., Scharpe, P. and Arnas, P. (2009). From eroded material to dust: An experimental evaluation of the mobilised dust production in Tore Supra. *Journal of Nuclear Materials*, 390-391: 53-56.

Gruber, O. (2009). ASDEX Upgrade enhancements in view of ITER application. *Fusion Engineering & Design*, 84: 170–177.

Hall, D. (1988). Measurements of the mean force on a particle near a boundary in turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 187: 451-466.

Handbook of Chemistry and Physic (1987-1988). CRC Press, 68TH Edition.

He, G., Zhou, C. and Li, Z. (2011). Review of Self-Cleaning Method for Solar Cell Array. *Procedia Engineering*, 16: 640-645.

Henry, C. and Miner, J.-P. (2014a). Progress in particle resuspension from rough surfaces by turbulent flows. *Progress in Energy and Combustion Science*, 45: 1-53.

Henry, C., Miner, J.-P. (2014b). A stochastic approach for the simulation of particle resuspension from rough substrates: Model and numerical implementation. *Journal of Aerosol Science*, 77: 168-192.

Hertz, H. (1896). Miscellaneous papers. Macmillan, London, 146 pp.

Hinds, W. C. (1999). Properties, Behavior, and Measurement of Airborne Particles, John Wiley & Sons, INC., USA, 504 pp.

Ho, T.D., Valance, A., Dupont, P. and Ould El Moctar, A. (2014). Aeolian sand transport: Length and height distributions of saltation trajectories. *Aeolian Research*, 12: 65–74.

Hutchins, D.K., Harper, M.H. and Felder, R.L. (1995). Slip Correction Measurements for Solid Spherical Particles by Modulated Dynamic Light Scattering. *Aerosol Science & Technology*, 22/2: 202-218.

Ibrahim, A.H., Dunn, P.F. and Brach, R.M. (2003). Microparticle detachment from surface exposed to turbulent air flow: controlled experiments and modelling. *Journal of Aerosol Science*, 34/6: 765-782.

Ibrahim, A.H., Dunn, P.F. and Brach, R.M. (2004). Microparticle detachment from surface exposed to turbulent air flow: Effect of flow and particle deposition characteristics. *Journal of Aerosol Science*, 35/7: 805-821.

Ibrahim, A.H. and Dunn, P.F. (2006). Effects of temporal flow acceleration on the detachment of microparticles from surfaces. *Journal of Aerosol Science*, 37/10: 1258-1266.

Ibrahim, A.H., Dunn, P.F. and Qazi, M.F. (2008). Experiments and validation of a model for microparticle detachment from a surface by turbulent air flow. *Journal of Aerosol Science*, 39/8: 645-656.

Ishida, Y. (1923). Determination of Viscosities and of the Stokes-Millikan Law Constant by the Oil-Drop Method. *Physical Review*, 21/5: 550-563.

Israelachvili, J. N., 2011. Intermolecular and surface forces, Elsevier, 706 pp.

Johnson, K.L., Kendall, K. and Roberts, A.D. (1971). Surface energy and the contact of elastic solids. *The Royal Society*, 324: 301-313.

Jones, R., Pollock, H., Cleaver, J. and Hodges C. (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.

Jouan De Kervenoel, L. (2009). Validation des mesures par vélocimétrie par image de particules dans une conduite de section rectangulaire. Thèse, Université Laval.

Kaldellis, J.K. and Kapsali, M. (2011). Simulating the dust effect on the energy performance of photovoltaic generators based on experimental measurements. *Energy*, 36: 5154-5161.

Kim, J.H., Mulholland, W., Kukuck, S.R. and Pui, D.Y.H. (2005). Slip correction measurements of certified PSL nanoparticles using a nanometer differential mobility analyser (Nano-DMA) for Knudsen number from 0.5 to 83. *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, 110/1: 31-54.

Kok, J.F., Parteli, E.J.R., Michaels, T.I. and Bou Karam, D. (2012). The physics of wind-blown sand and dust. *Reports on Progress in Physics*, 75/10(106901): 119.

Kuai, N., Li, J., Chen, Z., Huang, W., Yuan, J. and Xu, W. (2011). Experiment-based investigations of magnesium dust explosion characteristics. Journal of Loss Prevention in the Process Industries, 24: 302-313.

Kumar, A. and Xin Jiang, T.S. (2013). Role of relative size of asperities and adhering particles on the adhesion force. *Journal of Colloid and Interface Science*, 409: 211-218.

Lahure, T., Gensdarmes, F. et Gelain, T. (2011). Etude préliminaire sur la mise en suspension de particules dans ITER. Analyse bibliographique et démarche pour développer un programme expérimental analytique. Rapport IRSN, DSU/SERAC/LPMA/11-28.

Lartigue, J.G. (1987). Lawson concepts and criticality in DT Fusion reactors. *Journal of Fusion Energy*, 6/4: 413-420.

Leach, R., Greeley, R. and Pollack, J. (1989). Saltation Thresholds and Entrainment of Fine Particles at Earth and Martian Pressures. NASA Technical Memorandum 10219.

Liu, C.N., Chien, C.L., Lo, C.C., Lin, G.Y., Chen, S.C. and Tsai, C.J. (2011). Drag coefficient of a spherical particle attached on the flat surface, *Aerosol and Air Quality Research*, 11: 482-486.

Mana, Z. (2012). Etude de la remise en suspension de particules due à la marche d'un opérateur. Rapport Bibliographique, IRSN/PSN-RES/SCA/2012-12.

Martin, C., Languille, P., Panayotis, S., Pégourié, B., Roche, H., Pardanaud, C., Giacometti, G., Ruffe, R., Gauthier, E., Courtois, X., Tsitrone, E., and Roubin, P. (2013). Erosion-deposition mapping of the toroidal pump limiter of Tore Supra. *Journal of Nuclear Materials*, 438: 771-774.

Matsusaka, S., Maruyama, H., Matsuyama, T. and Ghadiri, M., (2010). Triboelectric charging of powders: A review. *Chemical Engineering Science*, 65: 5781–5807.

Merrison, J.P., Gunnlaugsson, H.P., Nørnberg, P., Jensen, A.E. and Rasmussen, K.R. (2007). Determination of the wind induced detachment threshold for granular material on Mars using wind tunnel simulations. *Icarus*, 191/2: 568-580.

Merrison, J.P. (2012). Sand transport, erosion and granular electrification. *Aeolian Research*, 4: 1-16.

Mervis, J. (2014). Final 2014 budget helps science agencies rebound. *Science*, 343: 237.

Millikan, R.A. (1923a). Coefficients of slip in cases and the law of reflection of molecules from the surfaces of solids and liquids. *Physical Review*, 21/3: 217-238.

Millikan, R.A. (1923b). The general law of fall of a small spherical body through a gas, and its bearing upon the nature of molecular reflection from surfaces. *Physical Review*, 22/1: 1-23.

Mittal, M. (2014). Explosion characteristics of micron- and nano-size magnesium powders. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 27: 55-64.

Mokgalapa, N.M., Ghosh, T.K. and Loyalka, S.K. (2014). Graphite Particle Adhesion to Hastelloy X: Measurements of the Adhesive Force with an Atomic Force Microscope. *Nuclear Technology*, 186: 45-49.

Monin, A. S. and Yaglom, A. M. (2007). Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence. John L. Lumley, 874 pp.

Morsi, S.A. and Alexander, A.J. (1972). An investigation of particle trajectories in two-phase flow systems. *Journal of Fluid Mechanics*, 55: 193-208.

Muller, V.M., Yushchenko, V.S. and Derjaguin, B.V. (1994). On the influence of molecular forces on the deformation of an elastic sphere and its sticking to a rigid plane. *Journal of Colloid and Interface Science*, 45: 157-167.

Nicholson, K.W. (1988). A review of particle resuspension. *Atmospheric Environment* 22/12: 2639-2651.

Nicholson, K.W. (1993). Wind tunnel experiments on the resuspension of particulate material. *Atmospheric Environment Part A. General Topics*, 27/2: 181-188.

Nifuku, M. and Katoh, H., (2003). A study on the static electrification of powders during pneumatic transportation and the ignition of dust cloud. *Powder Technology*, 135/136: 234–242.

Nørnberg, P., Gunnlaugsson, H.P., Merrison J.P. and Vendelboe, A.L. (2009). Salten Skov I: A Martian magnetic dust analogue. *Planetary and Space Science*, 57: 628-631.

Nunez, M. (2012). Analyse de la turbulence dans la veine aéraulique BISE I. Rapport IRSN/PSN-RES/SCA/2012.

O'Neill, M.E. (1968). A sphere in contact with a plane wall in a slow linear shear flow. *Chemical Engineering Science*, 23: 1293-1298.

Paci, S., Forgione, N., Parozzi, F. and Porfiri, M.T. (2005a). Bases for dust mobilization modelling in the light of STARDUST experiments. *Nuclear Engineering & Design*, 235: 1129-1138.

Paci, S., Parozzi, F. and Porfiri, M.T. (2005b). Validation of the ECART code for the safety analysis of fusion reactors. *Fusion Engineering & Design*, 75/79: 1243-1246.

Peacock, A.T., Andrew, P., Coad, J.P., Federici, G., Hurd, F.H. and Wu, C.H. (1999). Dust and flakes in the JET MkIIa divertor, analysis and results. *Journal of Nuclear Materials*, 266-269: 423-428.

Peillon, S. et Roynette, A. (2013). Qualification aéraulique de BISE II. Rapport PSN-RES/SCA/2013-64.

Peillon, S., Roynette, A., Grisolia, C., Gensdarmes, F. (2014). Resuspension of carbon dust collected in Tore Supra and exposed to turbulent airflow: Controlled experiments and comparison with model. *Fusion Engineering & Design*, 89/11: 2789-2796.

Perko, H.A., Nelson, J.D. and Green, J.R. (2002). Review of Martian dust composition, transport, deposition, adhesion, and removal. *Proceedings of Engineering, Infrastructure, and Sciences in Space*, ©ASCE, Space 2002 and Robotics 2002: 176-189.

Porfiri, M. T., Forgione, N., Paci, S. and Rufoloni, A. (2006). Dust mobilization experiments in the context of the fusion plants - STARDUST facility. *Fusion Engineering & Design*, 81: 1353-1358.

Rader, D.J. (1990). Momentum slip correction factor for small particles in nine common gases. *Journal of Aerosol Science*, 21/2: 161-168.

Rasmussen, K.R., Kok, J.F. and Merrison, J.P. (2009). Enhancement in wind-driven sand transport by electric fields. *Planetary & Space Science*, 57/7: 804-808.

Reeks, M.W., Reed, J. and Hall, D. (1988). On the resuspension of small particles by a turbulent flow. *Journal of Physics-D*, 21: 574-589.

Reeks, M.W. and Hall, D. (2001). Kinetic models for particle resuspension in turbulent flows: theory and measurement. *Journal of Aerosol Science*, 32: 1-31.

Renno, N.O. and Kok, J.F. (2008). Electrical Activity and Dust Lifting on Earth, Mars, and Beyond. *Space Science Review*, 137: 419-434.

Renoux, A. and Boulaud, D. (1998). Les aérosols : Physique et métrologie.

Rimai, D.S. and Busnaina, A.A. (1995). The adhesion and removal of particles from surfaces. *Particulate Science and Technology*, 13: 249-270.

Rohde, V., Balden, M., Lunt, T. and the ASDEX Upgrade Team (2009). Dust investigation at ASDEX Upgrade. *Physica Scripta*, T138.

Rondeau, A., (2014a). Etude de la mise en suspension aéraulique appliquée à la problématique des poussières dans ITER – Rapport bibliographique. Rapport IRSN, n° PSN-RES/SCA/2014-26.

Rondeau, A, Merrison, J., Iversen, J.J., Peillon, S., Lemaitre, P., Sabroux, J-C. (2014b). Study of dust re-suspension in the environmental wind tunnel of the Aarhus University. Rapport IRSN, PSN-RES/SCA/2014-104.

Rondeau, A., Peillon, S, Roynette, A. et Marcillaud, B. (2014c). Données préliminaires issues d'expériences de mise en suspension dans la veine aéraulique BISE-II. Rapport IRSN, PSN-RES/SCA/2014-114.

Rondeau, A., Peillon, S., Roynette, A., Sabroux, J.-C., Gelain, T., Gensdarmes, F., Rohde, V., Grisolia, C. and Chassefière, E. (2015-a). Characterization of dust particles produced in an all-tungsten wall tokamak and potentially mobilized by airflow. *Journal of Nuclear Materials*, 463: 873-876.

Rondeau, A., Merrison, J., Iversen, J.J., A., Peillon, S., Sabroux, J.-C., Lemaitre, P., Gensdarmes, F., Chassefière, E. (2015-b). First experimental results of particle re-suspension in a low pressure wind tunnel applied to the issue of dust in fusion reactors. *Fusion Engineering & Design*, 98-99: 2210-2213.

Rosanvallon, S., Grisolia, C., Counsell, G., Hong, S.H., Onofri, F., Worms, J., Winter, J., Annaratone, B.M., Maddaluno, G. and Gasior, P. (2008). Dust control in tokamak environment. *Fusion Engineering & Design*, 83: 1701–1705.

Roth, J., Tsitrone, E., Loarte, A., Loarer, T., Counsell, G., Neu, R., Philipps, V., Brezinsek, S., Lehnen, M., Coad, P., Grisolia, C., Schmid, K., Krieger, K., Kallenbach, A., Lipschultz, B., Doerner, R., Causey, R., Alimov, V., Shu, W., Ogorodnikova, O., Kirschner, A., Federici and G. and Kukushkin, A. (2009). Recent analysis of key plasma wall interactions issues for ITER. *Journal of Nuclear Materials*, 390: 1-9.

Ryhming, I.L. (1992). Dynamique des fluides. Deuxième édition revue et augmentée. Presses polytechniques et universitaires romandes, 450 pp.

Saffman, P. G. (1965). The lift on a small sphere in a slow shear flow. *Journal of Fluid Mechanics* 22/2: 385-400.

Sclichting, H. (1979). Boundary-Layer Theory. Septième edition, Mc Graw-Hill, New York.

Sharpe, J.P., Chappuis, P., and Petti, D.A. (2001). Characterization of tokamak dust collected from Tore Supra. *Fusion Technology*, 39: 1061-1065.

Sharpe, J.P., Petti, D.A. and Bartels, H.W. (2002). A review of dust in fusion devices: Implications for safety and operational performance. *Fusion Engineering & Design*, 63-64: 153-163.

Sharpe, J.P., Rohde, V., Sagara, A., Suzuki, H., Komori, A., and Motojima, O. (2003). Characterization of dust collected from ASDEX-Upgrade and LHD. *Journal of Nuclear Materials*, 313-316: 455-459.

Sharpe, J.P. and Humrickhouse, P.W. (2006). Dust mobilization studies in the TDMX facility. *Fusion Engineering & Design*, 81/8-14: 1409-1415.

Shimada, M., Pitts, R.A., Ciattaglia, S., Carpentier, S., Choi, C.H., Dell Orco, G., Hirai, T., Kukushkin, A., Lisgo, S., Palmer, J., Shu, W. and Veshchev, E. (2013). In-vessel dust and tritium control strategy in ITER. *Journal of Nuclear Materials*, 438: S996–S1000.

Sickafoose, A.A. (2002). Experimental dust charging and dynamics with applications for planetary environments. Thesis, University of Colorado, 233 pp.

Sizemore, H.G. and Mellon, M.T. (2008). Laboratory characterization of the structural properties controlling dynamical gas transport in Mars-analog soils. *Icarus*, 197: 606-620.

Skinner, C.H., Campos, A., Kugel, H., Leisure, J., Roquemore, A.L. and Wagner, S. (2008). Electrostatic Dust Detection and Removal for ITER. Princeton Plasma Physics Laboratory, Report PPL-4351: 8.

Skinner, C.H. (2009). Management of dust in fusion devices. Workshop, Theme III Taming the Plasma Material Interface.

Smith II, W.J., Whicker, F.Ward and Meyer, H.R. (1982). Review and categorization of saltation, suspension, and resuspension models. *Nuclear Safety*, 23/6: 685-699.

Soltani, M. and Ahmadi, G. (1994). On particle adhesion and removal mechanisms in turbulent flows. *Journal of Adhesion Science & Technology*, 8/7: 763-785.

Soltani, M. and Ahmadi, G. (1999). Charged particle trajectory statistics and deposition in a turbulent channel flow. *Aerosol Science & Technology*, 31/2-3: 170-186.

Sorbom, B.N., Ball, J., Palmer, T.R., Mangiarotti, F.J., Sierchio, J.M., Bonoli, P., Kasten, C., Sutherland, D.A., Barnard, H.S., Haakonsen, C.B., Goh, J., Sung, C. and Whyte D.G. (2015). ARC: A compact, high-field, fusion nuclear science facility anddemonstration power plant with demountable magnets. *Fusion Engineering and Design*, 100: 378-405.

Sugiyama, K., Tanabe, T., Krieger, K. and Bekris, N. (2005).Tritium distribution on plasma-facing tiles from ASDEX Upgrade. *Journal of Nuclear Materials*, 337-339: 634-638.

Sweeney, L.G. and Finlay, W.H. (2007). Lift and drag forces on a sphere attached to a wall in a Blasius boundary layer. *Journal of Aerosol Science*, 38: 131–135.

Taylor, N., Ciattaglia, S., Cortes, P., Iseli, M., Rosanvallon, S. and Topilski, L. (2012). ITER safety and licensing update. *Fusion Engineering & Design*, 87: 476–481.

Tillman, J.E. (1988). Mars global atmospheric oscillations: Annually synchronized, transient normal-mode oscillations and the triggering of global dust storms. *Journal of Geophysical Research*, 93/D8: 9433-9451.

Thomas, P. and Gierasch, P.J. (1985). Dust devils on Mars. *Science*, 230: 175-177.

Ural, E.A. (2011). Towards Estimating Entrainment Fraction for Dust Layers. Springer Briefs in Fire 9, © *Fire Protection Research Foundation*: 70.

Van Dorsselaere, J.P., Perrault, D., Barrachin, M., Bentaib, A., Bez, J., Cortès, P., Seropian, C., Trégourès, N. and Vendel, J. (2009). R&D on support to ITER safety assessment. *Fusion Engineering & Design*, 84: 1905–1911.

Van Dorsselaere, J.P., Perrault, D., Barrachin, M., Bentaib, A., Gensdarmes, F., Haeck, W., Pouvreau, S., Salat, E., Seropian, C. and Vendel, J. (2011). Progress of IRSN R&D on ITER safety assessment. *Journal of Fusion energy*, 31: 405–410.

Vaughan, A.F., Johnson, J.R., Herkenhoff, K.E., Sullivan, R., Landis, G.A., Goetz, W. and Madsen, M.B. (2010). Pancam and Microscopic Imager observations of dust on the Spirit Rover: Cleaning events, spectral properties, and aggregates. *Mars, The International Journal of Mars Science & Exploration*, 5: 129-145.

Wen H.Y. & Kasper, G. (1989). On the kinetics of particle reentrainment from surfaces. *Journal of Aerosol Science*, 20/4: 483-498.

Willeke, K. (1976). Temperature dependence of particle slip in a gaseous medium. *Journal of Aerosol Science*, 7: 381-387.

Willeke, K. and Baron, P.A. (1993). Aerosol Mesurement: Principles, Techniques and Applications. Van Nostrand-Reinhold, New York, 876 pp.

Zhang, F. (2011). The modelling of particle resuspension in a turbulent boundary layer. Ph.D. thesis, School of Mechanical and Systems Engineering, Newcastle University and IRSN, 213 pp.

Zhang, F., Reeks, M. and Kissane, M. (2013a). Particle resuspension in turbulent boundary layers and the influence of non-Gaussian removal forces. *Journal of Aerosol Science*, 58: 103-128.

Zhang, F., Reeks, M., Kissane, M. and Perkins, R.J. (2013b). Resuspension of small particles from multilayer deposits in turbulent boundary layers. *Journal of Aerosol Science*, 66: 31-61.

Zhang, X. and Ahmadi, G. (2011). Effect of electrostatic and capillary forces and surface deformation on particle detachment in turbulent flows. *Journal of Adhesion Science & Technology*, 25: 1175-1210.

Ziskind, G., Fichman, M. and Gutfinger, C. (1995). Resuspension of particulates from surfaces to turbulent flows - review and analysis. *Journal of Aerosol Science*, 26: 613-644.

université PARIS-SACLAY
ÉCOLE DOCTORALE
Sciences chimiques : molécules, matériaux, instrumentation et biosystèmes

Titre : Etude de la mise en suspension aéraulique appliquée à la problématique des poussières dans le futur tokamak ITER

Mots clés : Mise en suspension, Particule, Basse pression, ITER, LOVA

Résumé : Dans les analyses de sûreté du futur tokamak ITER, on anticipe un accident de perte de vide susceptible de mettre en suspension des particules produites et déposées sur les parois du tore. L'objectif de cette thèse est de fournir des données expérimentales fiables afin de développer et valider un modèle de mise en suspension (MES), prenant en compte la basse pression et prévoyant les fractions de particules mobilisées lors d'un tel événement. Pour ce faire, des expériences ont été effectuées en fonction des paramètres clés — diamètre des particules, vitesse de frottement et masse volumique — entrant dans le mécanisme de MES. L'analyse de la granulométrie des particules de tungstène produites en tokamak met en évidence des diamètres allant de 0,1 à 10 µm. Les résultats expérimentaux de MES de dépôts monocouche de particules de tungstène sont en bon accord avec le model *Rock'n Roll* lorsque les particules sont uniquement mobilisée par le fluide. Cependant, une mobilisation des particules fines par agglomération, non prise en compte dans les modèles de MES, a été mise en évidence. Mes expériences ont aussi révélé l'importance de la structure (porosité et épaisseur) des dépôts multicouches dans le mécanisme de MES avec, là encore, une mobilisation par agglomération de particules. L'effet de la basse pression dans la mise en suspension a été étudié entre 10 et 1 000 mbar et montre une réduction du frottement dans les forces aérauliques à basse pression. Enfin, les mesures de la cinétique du phénomène de MES ont mis en évidence trois zones distincts avec un effet à court terme, un effet à long terme et une zone de transition qui devront être pris en compte dans tout calcul de MES.

Title : Study of the aeraulic re-suspension applied to the dust issue in the future ITER tokamak

Keywords : Re-suspension, Particles, Low pressure, ITER, LOVA

Abstract: In ITER, a loss of vacuum accident is likely to re-suspend particles produced and deposited on the torus walls. The thesis purpose is to provide reliable experimental data to develop and validate a re-suspension model, taking into account the low pressure and predicting the amount of particles mobilized during such event. Experiments were carried out as a function of key parameters — particle diameter, friction velocity and density of the atmosphere — entering in the re-suspension mechanism. The size distribution of tungsten particles produced in tokamaks shows diameters from 0.1 to 10 µm. The experimental data of tungsten particle monolayer deposits re-suspension are in good agreement with the Rock'n Roll model when the particles are only mobilised by the fluid. However, a mobilisation of fine particles by clustering, no taken into account in re-suspension models, was highlighted. My experiments have also revealed the importance of the multilayers deposit structure (porosity and thickness) in the re-suspension mechanism with, here again, a mobilisation by particle clustering. The effect of low pressure in the re-suspension mechanism was studied between 10 and 1,000 mbar and shows a friction reduction in the airflow forces at low pressure. Finally, measurements of the MES phenomenon kinetics highlighted three distinct regions with a short-term effect, a long-term effect and a transition region which must be taken into account in a MES calculation.

Université Paris-Saclay
Espace Technologique / Immeuble Discovery
Route de l'Orme aux Merisiers RD 128 / 91190 Saint-Aubin, France