

Dépoussiérage Electrostatique pour Les Particules Submicroniques en Atmosphère Usuelle (Terre)et Raréfiée (Planète Mars)

Hailong Pang

► **To cite this version:**

Hailong Pang. Dépoussiérage Electrostatique pour Les Particules Submicroniques en Atmosphère Usuelle (Terre)et Raréfiée (Planète Mars). Energie électrique. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2006. Français. tel-00139238

HAL Id: tel-00139238

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00139238>

Submitted on 30 Mar 2007

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.

UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1

THESE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER

Discipline :

Energétique physique

présentée et soutenue publiquement par

Hailong PANG

Le 18 Décembre 2006

**DEPOUSSIERAGE ELECTROSTATIQUE POUR LES PARTICULES
SUBMICRONIQUES EN ATMOSPHERE USUELLE (TERRE) ET
RAREFIEE (PLANETE MARS)**

Directeurs de Thèse :

Pierre ATTEN

Jean-Luc REBOUD

JURY :

M. Antonio CASTELLANOS	Rapporteur
M. Lucian DASCALESCU	Rapporteur
M. Pierre ATTEN	Examineur
M. Jean-Pascal BORRA	Examineur
M. Jean-Pierre KERADEC	Examineur
M. Jean-Luc REBOUD	Examineur

A mes parents...

Remerciements

Ce travail s'est déroulé au Laboratoire d'Electrostatique et de Matériaux Diélectriques de Grenoble, laboratoire mixte du CNRS et de l'Université Joseph Fourier (UJF). Ce document est l'aboutissement de trois ans de travail qui m'ont profondément marqué et formé à la recherche scientifique.

Je tiens à exprimer mes remerciements à tous ceux avec qui j'ai eu la chance de travailler depuis plus de trois années et, en particulier, à :

Monsieur *Olivier LESAIN*T, directeur du LEMD, qui m'a accueilli au sein de son laboratoire ;

Madame *Nelly BONIFACI* chargée de recherche au CNRS qui m'a conseillé et m'a fait profiter de ses dispositifs expérimentaux.

Messieurs *François MONTANVERT*, *Jean Pierre BAROUX* et *Christophe POLLET* techniciens du LEMD qui m'ont aidé dans la réalisation des différents dispositifs pilotes...

C'est avec une sincère reconnaissance que j'adresse tous mes remerciements à mes directeurs de thèse, Messieurs *Pierre ATTEN*, Directeur de Recherches au CNRS et *Jean-Luc REBOUD* Professeur à l'UJF. Je remercie Monsieur *Pierre ATTEN* pour ses conseils judicieux qu'il n'a cessé de me prodiguer avec beaucoup de patience et le soutien moral dont j'ai toujours bénéficié auprès de lui. Sa compétence scientifique et ses encouragements m'ont été très utiles tout au long de ce travail.

Je tiens à remercier aussi tous les membres du LEMD que je ne cite pas mais à qui je pense, chercheurs, techniciens, secrétaires..., les uns pour leurs conseils et leur savoir-faire, les autres pour leur présence de tous les jours ; merci de votre amitié et de votre gentillesse.

Je ne peux évidemment pas oublier ma tante et sa famille qui a dû apporter ses encouragements pendant trois ans de travail...

Résumé

Ce travail concerne la manipulation de particules submicroniques au-dessus de panneaux solaires par les dépoussiéreurs électrostatiques et par les rideaux électriques à onde stationnaire en atmosphère usuelle (Terre) et raréfiée (Planète Mars) ainsi que l'étude de l'influence de la turbulence sur l'efficacité de collecte de la poussière dans les électrofiltres. A partir de la détermination des caractéristiques des décharges électriques dans l'air et dans le gaz carbonique à pressions variées, un dépoussiéreur électrostatique particulier est conçu et réalisé pour être utilisé dans les conditions de l'atmosphère de Mars et protéger les panneaux solaires du dépôt de poussière. Une autre technique, celles des rideaux électriques à onde stationnaire, est étudiée en vue d'enlever les couches de poussière déposées. Il est montré que ce sont des décharges à barrière diélectrique qui permettent de charger et de soulever les particules qui sont ensuite éjectées de la zone soumise au champ électrique. Ces deux techniques pourraient augmenter substantiellement la durée de vie des panneaux solaires sur Mars dans les conditions idéales en atmosphère calme. Mais en présence de vents ou de tempêtes leur efficacité paraît très limitée. Les expériences sur l'influence de la turbulence de l'écoulement gazeux dans les électrofiltres ont confirmé que la collecte des poussières diminue quand le taux de turbulence augmente. Le résultat le plus original obtenu en étudiant l'influence de la concentration en particules du gaz empoussiéré porte sur l'origine de la turbulence dans les électrofiltres qui est due principalement à l'action de la force de Coulomb sur les fines particules chargées dont la vitesse de migration sous l'effet du champ est faible.

Abstract

This work concerns the handling of submicron particles above solar panels using electrostatic precipitators and standing-wave electric curtains in usual atmosphere (Earth) and rarefied atmosphere (Mars) as well as the study of the influence of turbulence on the collection efficiency of dust in electrostatic precipitators. From the determination of electric discharges characteristics in air and carbon dioxide under various pressures, a particular electrostatic precipitator is designed and built up to be used under the conditions of Mars atmosphere in order to hinder or reduce the dust deposition on the solar panels. Another technique, based on standing-wave electric curtains, is studied in order to remove the deposited dust layers. It is shown here that, indeed, dielectric barrier discharges exist which make it possible to charge and to lift the particles that then escape from the zone subjected to the electric field. These two techniques should substantially increase the life-time of solar panels on Mars under the ideal conditions of calm atmosphere. But in the presence of winds or storms their efficiency appears to be very limited. Experiments on the influence of turbulence of the gas flow in the electrostatic precipitators confirmed that the dust collection decreases when the rate of turbulence is increased. The most original result obtained through the study of the influence of particles concentration of dusty gas deals with the origin of turbulence in electrostatic precipitators : turbulence is mainly due to the action of the Coulomb force on the space charge associated with the fine particles whose drift velocity under the effect of the field is low.

Nomenclature

Notations

C_c		Facteur de Cunningham
c_m	nombre/m ³	Concentration moyenne de particules
c_n	nombre/m ³	Concentration de particules
d	m	distance inter-électrodes
D	m	Diamètre du tube
D_g	m ³ /s	Débit volumique du gaz
d_p	m	Diamètre de particule (poussière)
D_t	m ² /s	Diffusivité turbulente
e	C	Charge élémentaire d'un électron ($1,602 \times 10^{-19}$ C)
E	V/m	Champ électrique
F_{DEP}	N	Force diélectrophorétique
F_e	N	Force électrique (Coulomb)
F_f	N	Force de frottement visqueux
f_n		Fraction des particules
F_{VdW}	N	Force de Van der Waals
g	m/s ²	Accélération de la gravité
I	A	Intensité du courant
i	A/m	Courant de décharge par unité de longueur d'électrode émissive
I_{mesure}	A	Intensité du courant de mesure
$I_{réf}$	A	Intensité du courant de référence
K_B		Constante de Boltzmann ($1,381 \times 10^{-23}$ J/K)
K_E	N·m ² /C ²	Constante électrostatique (9×10^9 N·m ² /C ²)
K_{EHD}	m ² /V·s	Mobilité électrohydrodynamique (EHD)
K_i	m ² /V·s	Mobilité des ions
Kn		Nombre de Kundsén
K_p	m ² /V·s	Mobilité de particule
L	m	Longueur des électrodes de collecte
m	kg	Masse moléculaire

M		Rapport de la mobilité EHD sur la mobilité électrique
m_i	kg	Masse d'ions
m_p	kg	Masse de la particule
n		Nombre de charge
n_e		Concentration des particules à l'entrée d'électrofiltre
N_{EHD}		Nombre électrohydrodynamique
n_i	m^{-3}	Concentration des ions par m^3
n_s		Concentration des particules à la sortie d'électrofiltre
p	Pa	Pression
Pe		Nombre de Peclet
q	C	Charge électrique de la particule
q_s	C	Charge électrique de saturation
r	m	Rayon de particules (sphère)
R	J/K·mol	Constante universelle des gaz parfait (8,314 J/K·mol)
$R_{cylindre}$	m	Rayon du cylindre collecteur
Re		Nombre de Reynolds
r_{fil}	m	Rayon du fil ionisant
S	m^2	Surface des électrodes de collecte
t	°C	Température
T	K	Température
t_c	s	Temps de charge
U_g	m/s	Vitesse moyenne du flux gazeux
V	V	Potentiel ou tension appliqué
V_a	V	Tension d'amorçage
V_{appl}	V	Tension appliqué
V_c	V	Tension de claquage sur l'électrode ionisante
V_d	V	Tension de décharge
V_{DBD}	V	Tension de décharge à barrière diélectrique
v	m/s	Vitesse d'agitation thermique moyenne de molécule du gaz
V_s	V	Tension seuil sur l'électrode ionisante
w_E	m/s	Vitesse de migration des particules
w_g	m/s	Vitesse de sédimentation
w_g'		

Grec

\varnothing_{fil}	m	Diamètre du fil
α	m^{-1}	Premier coefficient de Townsend
α_{tm}		Coefficient moyen
β		Facteur de transmission
γ		Deuxième coefficient de Townsend
δ	m	Epaisseur de couche limite
ε_0	F/m	Permittivité du milieu dans le vide ($8,85 \times 10^{-12}$)
ε_m	F/m	Permittivité d'un milieu
ε_p		Constante diélectrique de la particule
ε_s		Constante diélectrique de la sphère
η	$N \cdot s/m^2$ ou $kg/(m \cdot s)$	viscosité dynamique du gaz
η_f		Efficacité fractionnaire de collecte
η_t		Efficacité (ou rendement) total
λ	m	Libre parcours moyen des molécules du gaz
ρ_g	kg/m^3	Masse volumique du gaz
ρ_i		Densité de charge ionique dans le gaz
ρ_p	kg/m^3	Masse volumique de la particule
ρ_{pc}		Densité de charge de particule chargée
τ	s	Temps caractéristique
τ_t		Taux de turbulence
Φ_{coll}		Flux de particules collectées

Table des matières

NOMENCLATURE

INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE 1. GENERALITES SUR LA MANIPULATION DE PARTICULES EN SUSPENSION DANS UN GAZ A L'AIDE DE CHAMPS ELECTRIQUES.....	5
1.1 CARACTERISATION DES PARTICULES EN SUSPENSION DANS L' AIR	7
1.2 MIGRATION DES PARTICULES CHARGEES	8
1.2.1 Force de Coulomb.....	10
1.2.2 Force diélectrophorétique	10
1.3 MECANISMES DE CHARGE DES PARTICULES	10
1.3.1 Charge « naturelle » par attachement des ions.....	10
1.3.2 Triboélectrisation	11
1.3.3 Charge par charge d'espace ionique	12
1.3.3.1 Charge par champ	12
1.3.3.2 Charge par diffusion	13
1.3.3.3 La charge mixte	14
1.4 DECHARGE COURONNE	15
1.4.1 Claquage des gaz.....	16
1.4.2 Effet couronne.....	18
1.4.3 Décharge couronne en cas de faible pression	19
1.5 DECHARGES A BARRIERE DIELECTRIQUE (DBD).....	21
1.5.1 Les régimes de décharge	23
1.5.1.1 Décharge filamenteuse.....	23
1.5.1.2 Décharge homogène	24
1.6 COLLECTE DE PARTICULES	24
1.6.1 Précipitation électrostatique.....	24
1.6.2 Efficacité d'un électrofiltre	25
1.6.3 Vitesse de migration des particules.....	26
1.6.3.1 Facteur de Cunningham C_c	26
1.6.4 Modèles du fonctionnement des électrofiltres	28
1.6.4.1 Modèle laminaire	29
1.6.4.2 Modèle de Deutsch	30
1.6.4.3 Modèle de Léonard, Mitchner et Self	31
1.7 ENTRAINEMENT DE PARTICULES PAR RIDEAUX ELECTRIQUES.....	32
1.7.1 Principe des rideaux électriques.....	33
1.7.1.1 Rideaux électriques multi-phases	33
1.7.1.2 Rideaux électriques à onde stationnaire	34
1.7.2 Applications du rideau électrique à onde stationnaire	34
1.8 DEPOUSSIERAGE DE PANNEAUX SOLAIRES.....	36
1.8.1 La planète Mars et les problèmes rencontrés.....	36
1.8.2 Conséquences de la faible pression atmosphérique sur Mars.....	36
1.8.2.1 Libre parcours moyen et densité de gaz	37
1.8.2.2 Courbe de Paschen dans le CO ₂	37

1.8.3	Empêcher le dépôt sur les panneaux solaires.....	38
CHAPITRE 2. ENLEVEMENT D'UNE COUCHE DE PARTICULES PAR RIDEAUX ELECTRIQUES A ONDE STATIONNAIRE..... 41		
2.1	RAPPEL DE TRAVAUX ANTERIEURS	43
2.1.1	Observations de Sims et al.....	43
2.1.2	Expériences de Masuda avec des poudres dites « actives ».....	43
2.2	DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX	44
2.2.1	Réseaux d'électrodes	44
2.2.2	Poudres étudiées.....	44
2.2.3	Dispositif expérimental à vide	46
2.3	EXPERIENCES DANS L' AIR.....	48
2.3.1	Observations pour un réseau d'électrodes nues	48
2.3.2	Observations pour des réseaux d'électrodes isolées	49
2.3.3	Expériences sous pression réduite	51
2.4	MECANISMES DE CHARGE DES PARTICULES	54
2.4.1	Charge initiale des particules de la couche	54
2.4.2	Charge par DBD des particules de la couche.....	55
2.4.3	Charge volumique par DBDs des particules en suspension.....	55
2.5	ETUDE DE L' ENLEVEMENT DES PARTICULES A PRESSION REDUITE	58
2.5.1	Influence de la distance entre électrodes voisines	58
2.5.2	Observations dans le CO ₂ pour des couches déposées avec la brosse.....	61
2.5.3	Observations dans le CO ₂ avec injection de poudre	61
2.6	DISCUSSION	62
2.6.1	Force d'adhésion des particules	63
2.6.2	Dépoussiérage possible pour des particules adhérant fortement	65
CHAPITRE 3. FILTRATION ELECTROSTATIQUE DU GAZ AU-DESSUS D'UN PANNEAU SOLAIRE 67		
3.1	RAPPEL DU PRINCIPE DE FILTRATION ELECTROSTATIQUE.....	69
3.2	DECHARGE COURONNE DANS LE CO ₂ SOUS FAIBLE PRESSION.....	69
3.2.1	Configuration pointe-plan	69
3.2.2	Configuration fil-plan	70
3.2.3	Configuration fil-tube	72
3.3	CHARGE ET MIGRATION DES PARTICULES	74
3.3.1	Charge des particules dans les conditions de Mars.....	74
3.3.1.1	Charge par champ	74
3.3.1.2	Charge par diffusion	75
3.3.2	Estimation de la vitesse de migration w_E	76
3.4	TEST DE DEPOUSSIERAGE EN CONDITIONS MARTIENNES	78
3.4.1	Dispositif expérimental	78
3.4.2	Techniques expérimentales	79
3.4.3	Résultats expérimentaux	80
3.4.4	Discussion	81
3.5	MODELE DE TAILLE REDUITE DE PANNEAU SOLAIRE PROTEGE PAR PRECIPITATEUR ELECTROSTATIQUE	82
3.5.1	Contraintes diverses	83
3.5.2	Dispositif construit.....	83

3.6	MESURES DANS LA CHAMBRE A VIDE.....	85
3.6.1	Mesure du facteur de réduction de dépôt.....	85
3.6.2	Simulation de la paroi métallique du tunnel	88
3.7	TESTS DANS LA SOUFFLERIE D’AARHUS	89
3.7.1	Description de la soufflerie « martienne ».....	89
3.7.2	Conditions d’existence des décharges couronne.....	90
3.7.3	Expériences dans le tunnel avec $U_g \sim 0$ m/s	91
3.7.4	Expériences dans le tunnel avec une vitesse de gaz constante	92
3.8	TESTS COMPLEMENTAIRES DANS LA CHAMBRE A VIDE AVEC L’AIR A 10 MBAR	95
3.9	DISCUSSION ET CONCLUSION	97
CHAPITRE 4. COUPLAGE ENTRE FINES PARTICULES CHARGEES ET PHENOMENES ELECTROHYDRODYNAMIQUES DANS LES FILTRES ELECTROSTATIQUES		99
4.1	INFLUENCE DE LA TURBULENCE SUR L’EFFICACITE DE COLLECTE.....	101
4.2	EXPERIENCES AVEC UNE POUDRE DE CALCITE	105
4.2.1	Dispositif expérimental et poudre utilisée	105
4.2.1.1	Electrofiltre pilote.....	105
4.2.1.2	L’injection des particules.....	106
4.2.1.3	Mesure de la concentration des particules.....	107
4.2.2	Mesures d’efficacité de collecte.....	108
4.2.2.1	Conditions expérimentales	108
4.2.2.2	Résultats expérimentaux et comparaisons	109
4.2.3	Estimation de la valeur de α_m	111
4.3	ORIGINE DE LA TURBULENCE DANS LES PRECIPITATEURS ELECTROSTATIQUES.....	113
4.3.1	Mouvement secondaire produit par la charge d’espace ionique.....	113
4.3.2	Mesures de taux de turbulence.....	116
4.3.3	Hypothèse de l’origine EHD de la turbulence – Atten & McCluskey [84].....	117
4.4	UNE EXPERIENCE SUGGERANT L’ORIGINE EHD DE LA TURBULENCE DANS LES PRECIPITATEURS ELECTROSTATIQUES	119
4.4.1	Expériences de Gdansk	119
4.4.2	Modification de notre dispositif.....	123
4.4.3	Expériences préliminaires	126
CONCLUSIONS.....		131
ANNEXE I		135
ANNEXE II.....		137
ANNEXE III		151
ANNEXE IV.....		153
ANNEXE V		165
BIBLIOGRAPHIE.....		167

Introduction

Des applications industrielles de l'électrostatique pour manipuler des particules ou des gouttelettes en suspension sont actuellement utilisées dans de nombreux domaines : peinture et poudrage électrostatiques, précipitation électrostatique (PES), pulvérisation électrique de liquides, guidage électrostatique de poudres (par rideaux électriques), séparation électrostatique de granules, etc. Dans tous ces cas, les particules ou gouttelettes en suspension doivent être électriquement chargées. Alors, sous l'effet du champ électrique, elles sont dirigées ou entraînées vers une cible, une zone de capture ou de séparation, etc.

La plus ancienne de ces applications est le dépoussiérage électrostatique. Les précipitateurs électrostatiques (PES), appelés également électrofiltres ou dépoussiéreurs électrostatiques, sont des installations de filtration largement utilisées depuis le début du 20^{ème} siècle pour épurer les fumées. Ils prennent une part importante dans la filtration des rejets industriels dans l'atmosphère. Les dépoussiéreurs électrostatiques sont actuellement les séparateurs les plus utilisés par l'industrie, en particulier pour les grands débits gazeux. On les trouve, par exemple, dans les industries métallurgiques et chimiques ou celle du ciment, ainsi que pour traiter les fumées produites par les centrales électriques brûlant du charbon pulvérisé. Le succès de ce procédé s'explique par la grande efficacité de filtration (en général, supérieure à 99% en masse) et la faible perte de charge dans ces installations de traitement.

De nos jours, la qualité de l'air est devenue une préoccupation majeure qui a de nombreuses implications sur la vie et les activités de l'homme. Dans les années 1960 et 1970 on a pris conscience de l'importance de la qualité de l'air et les législations ainsi que les normes ont commencé à évoluer. Ce n'est pas un problème restreint à quelques usines, mais, au contraire, très largement réparti à travers une grande variété d'industries. C'est pourquoi les gouvernements ont réglementé les émissions de polluants dans les rejets industriels et imposent des normes de plus en plus sévères. Les rejets industriels à traiter que nous considérons ici, consistent principalement en des particules solides ou des gouttelettes en suspension dans l'atmosphère. Une excellente épuration des polluants est obligatoire pour limiter la pollution atmosphérique. Il est plus que jamais nécessaire d'améliorer les techniques de filtration existantes et de trouver des alternatives aux procédés classiques de traitement des rejets industriels.

Malgré leur excellente efficacité en termes de masse de matière collectée, les électrofiltres ont des performances insuffisantes pour les particules de diamètre inférieur au micron ; ces fines particules sont les plus dangereuses pour la santé humaine car elles pénètrent très profondément dans les poumons. Puisque les lois sur l'environnement deviennent de plus en plus exigeantes en matière de rejets industriels, il faut donc améliorer

ces précipitateurs. Pour ce faire, il convient de bien comprendre les phénomènes physiques mis en jeu, phénomènes qui recouvrent de nombreux champs : électrostatique, décharges dans les gaz, dynamique des fluides et électrohydrodynamique (EHD), etc.

Récemment, une question très particulière de dépoussiérage s'est posée dans le cadre de l'exploration de la planète Mars. Les modules envoyés sur cette planète ont une alimentation en énergie fournie par des panneaux solaires. Mais sur Mars, l'atmosphère est très poussiéreuse, des particules de petite taille, de 1 à 10 μm , étant soulevées par des tempêtes et des vents de grande vitesse. Ces particules diffusent le rayonnement solaire et se déposent par sédimentation sur les panneaux solaires ; l'énergie que les panneaux fournissent diminue progressivement (de 0,28 % par jour martien lors de la mission Pathfinder) et ceci limite fortement la durée de vie des modules. Ce problème de dépôt de poussière devra être résolu lors des prochaines missions sur Mars que l'Agence Spatiale Européenne va organiser dans quelques années. Une technique électrostatique de dépoussiérage est, a priori, très intéressante car elle évite le recours à des pièces mobiles (balayage mécanique par exemple) qui sont délicates à utiliser dans les ambiances spatiales.

Il y a deux approches électrostatiques différentes pour augmenter la durée de vie effective des panneaux solaires sur Mars. La première consiste à enlever la couche déposée en utilisant les forces électriques. Une telle technique demanderait un fonctionnement intermittent (par exemple un balayage par semaine), ce qui est intéressant pour la gestion de l'énergie du module. Des travaux préliminaires ont été effectués sur la mise en œuvre de rideaux électriques, mais ils doivent encore être approfondis. Une autre approche consiste à empêcher, autant que possible, le dépôt de particules sur le panneau ; ceci peut se faire en repoussant les particules judicieusement chargées et en les collectant sur une électrode extérieure. Une telle technique qui impose un fonctionnement permanent du dépoussiérage du gaz au-dessus du panneau, n'est envisageable que si sa consommation d'énergie est très faible.

Le travail présenté dans ce mémoire consiste à étudier divers aspects de l'action du champ électrique sur des fines particules avec deux objectifs : la recherche d'une technique augmentant la durée de vie effective des panneaux solaires sur Mars et l'amélioration de la collecte des particules submicroniques par les précipitateurs électrostatiques industriels. Il faut pour cela affiner les connaissances sur la charge et la migration des fines particules dans les conditions de faible pression du gaz (comme dans l'atmosphère de Mars) et identifier les diverses forces et les divers mécanismes en jeu. En ce qui concerne les précipitateurs électrostatiques, il est nécessaire de bien comprendre comment la turbulence du gaz influence l'efficacité de collecte et comment cette turbulence est créée dans les électrofiltres.

Ce travail a été réalisé dans le Laboratoire d'Electrostatique et de Matériaux Diélectriques de Grenoble (LEMD-CNRS) et partiellement dans le cadre d'un contrat avec la société EADS – Astrium avec le soutien de l'Agence Spatiale Européenne (ESA). La partie expérimentale consistant à développer des dispositifs et à étudier leur efficacité pour le

dépoussiérage électrostatique de panneaux solaires a été réalisée au LEMD, puis, complétée par des essais au Laboratoire de Simulation de Mars de l'Université d'Aarhus au Danemark.

Ce document est composé de quatre chapitres. Dans le premier chapitre nous présentons les connaissances de base concernant les décharges couronne et les décharges à barrière diélectrique dans les gaz, les mécanismes de charge des particules et leur mouvement sous l'effet du champ électrique, puis les principaux phénomènes intervenant dans les filtres électrostatiques et les rideaux électriques. Une section de ce chapitre est réservée à la présentation des problèmes que pose l'utilisation de panneaux solaires sur Mars et aux propriétés caractéristiques de l'atmosphère martienne.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude de l'enlèvement d'une couche de poudre par la technique des « rideaux électriques » proposée par Masuda (et habituellement appliquée au confinement et au transport d'aérosols chargés). La réalisation de plusieurs dispositifs et des études systématiques permettent d'identifier les divers phénomènes produisant la charge des particules et favorisant ou, au contraire, empêchant leur expulsion. Pour finir, on examine la possibilité d'utilisation de cette technique pour dépoussiérer des panneaux solaires dans des conditions analogues à celles de Mars.

Les résultats obtenus en adaptant la technique de précipitation électrostatique aux conditions rencontrées sur Mars sont présentés au chapitre 3. L'efficacité de cette technique est estimée par des mesures d'illumination de cellules photovoltaïques. Un facteur de réduction du dépôt des poussières sur les panneaux solaires est ainsi mesuré. Les études faites en atmosphère calme et en présence de vent amènent à conclure que les techniques électrostatiques sont inaptes à résoudre le problème de l'empoussiérage des panneaux solaires sur Mars.

Le quatrième chapitre est consacré à la collecte des fines particules dans les électrofiltres exploités par les installations industrielles et, plus précisément, au rôle de la turbulence de l'écoulement du gaz. Après une courte étude de l'influence de cette turbulence, on présente une série d'expériences menées avec différentes concentrations de particules, qui montrent une forte corrélation entre la concentration en particules chargées et l'intensité de la turbulence. Ceci suggère que la turbulence est principalement due à la force de Coulomb s'exerçant sur les particules chargées.

Chapitre 1. Généralités sur la manipulation de particules en suspension dans un gaz à l'aide de champs électriques

Dans ce chapitre nous présentons d'abord les caractéristiques des particules en suspension dans l'atmosphère terrestre. En ce qui concerne leur collecte dans un dépoussiéreur électrostatique (ES), on commence par rappeler les connaissances concernant l'effet couronne, les mécanismes de charge des particules et la vitesse de migration des particules chargées. Ensuite, on rappelle les propriétés des rideaux électriques que nous avons utilisés dans notre travail. Enfin, on présente les propriétés de l'atmosphère de Mars et les conditions retenues pour effectuer des expériences de dépoussiérage électrostatique simulant un éventuel fonctionnement sur Mars.

1.1 Caractérisation des particules en suspension dans l'air

Les poussières fines (ou microparticules) en suspension dans les gaz sont formées par la désintégration de liquides ou solides ou par la conversion des gaz en particules. Ils peuvent aussi résulter de la mise en suspension de poudre ou de la désagrégation d'agglomérats. Ces particules en suspension dans l'air, encore appelées aérosols, sont donc constituées de substances solides et/ou liquides, présentant une vitesse de chute le plus souvent négligeable. Les particules en suspension constituent un ensemble extrêmement hétérogène de polluants divers, minéraux ou organiques ; ces particules sont composées de matières vivantes ou non et ont une taille variant de quelques nanomètres à une centaine de micromètres. La composition plus détaillée de divers types de particules en suspension est donnée en Annexe I.

La taille de particules est le paramètre le plus important pour caractériser le comportement des aérosols (presque toutes les propriétés des aérosols dépendent de la taille de particules). Il existe presque toutes les formes et tailles de particules suivant leur nature et selon qu'elles proviennent d'agrégats de matière solide ou liquide en suspension dans l'air ambiant. Elles sont classées en particules respirables (particules captées par les parois du nez et des bronches, les plus fines pénétrant totalement dans les poumons jusqu'aux alvéoles) et non respirables, selon qu'elles ont un diamètre inférieur ou supérieur à 10 μm . Les particules respirables peuvent elles-mêmes être divisées en deux catégories : les particules assez grosses, de 2,5 μm à 10 μm de diamètre, et les particules fines de 0 à 2,5 μm de diamètre. Certains distinguent une troisième catégorie : les particules ultrafines ou nanométriques, de diamètre inférieur à 0,1 μm .

Les diamètres varient selon les sources. Les particules assez grosses émanent de procédés mécaniques comme, par exemple, le broyage des matériaux secs et le ré-envol de particules déposées sur le sol. Les particules fines proviennent des procédés de combustion. Elles sont formées, en grande partie, par condensation de vapeurs. Les véhicules à moteur et les procédés industriels émettent principalement des particules fines et ultrafines. La répartition granulométrique des poussières dans l'atmosphère peut être présentée de différentes manières. On peut la donner en nombre de particules pour une classe de diamètre donnée (99,9% des poussières ont une taille inférieure à 1 μm), parler de leur masse (les particules de diamètre supérieur à 1 μm représentent 70% du poids total), ou encore parler de leur surface projetée (les particules de diamètre supérieur à 1 μm représentent 20% de la surface totale projetée). Actuellement, avec l'utilisation des compteurs laser de particules, il est possible de déterminer précisément la répartition granulométrique des particules suspendues dans l'air. La Figure 1.1 montre les domaines de variation de la taille pour diverses particules d'aérosols et les échelles pour d'autres phénomènes.

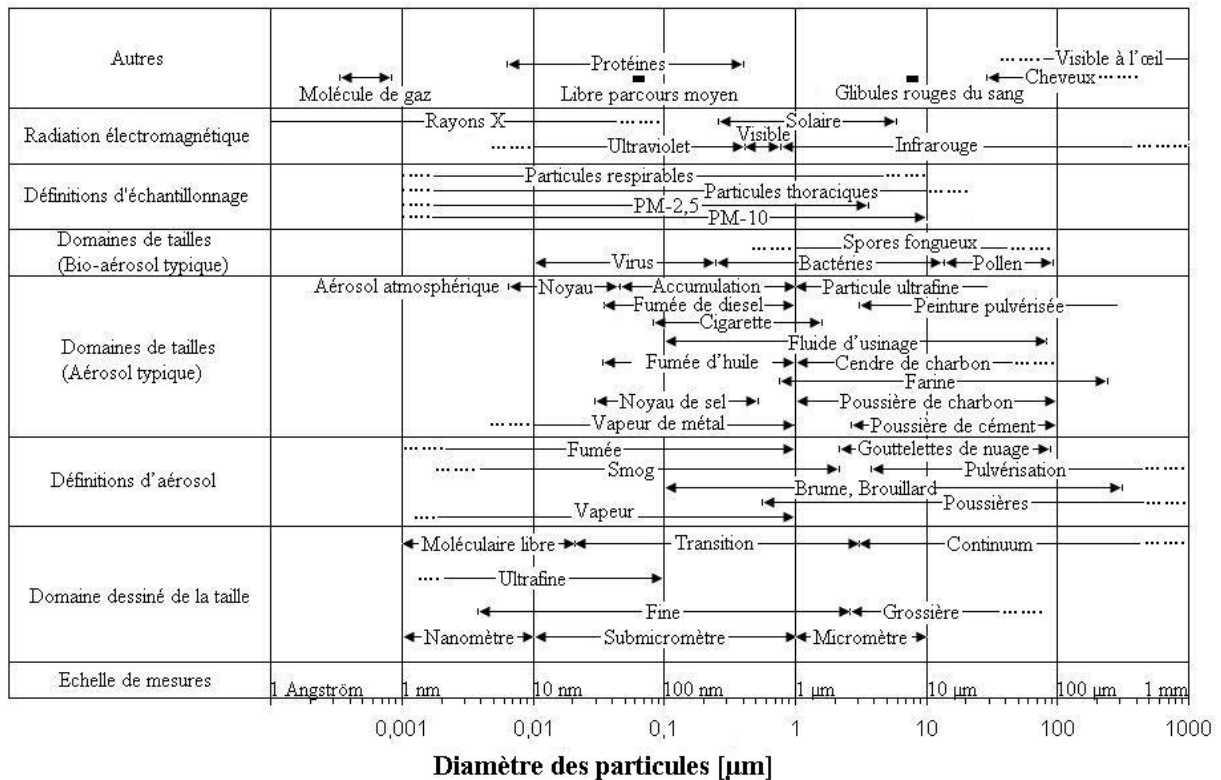


Figure 1.1 Variations de taille des particules et définitions d'aérosol (d'après [1]).

1.2 Migration des particules chargées

Généralement, les forces qui s'exercent sur les particules sont de différentes natures : les forces de volume (force de flottabilité, force électrique, force magnétique, force thermophorétique) et les forces de surface (force diélectrophorétique, force de traînée, force de portance, force de masse ajoutée, force due au gradient de pression).

L'aptitude à transporter et manipuler des particules en suspension dans l'air est souhaitée pour beaucoup d'appareils tels que les équipements d'épuration de l'air, les appareils d'échantillonnage d'aérosols et certains instruments de mesure. Il y a de nombreuses manières différentes de déplacer les particules de taille supérieure à 10 µm : le jet d'air forcé, les centrifugeuses et d'autres moyens mécaniques. Pour les particules allant de 1 à 10 µm, il ne reste en revanche aucune manière efficace de contrôler le déplacement parce que des forces extérieures complexes dominent la force de la gravitation ou d'inertie.

Dans les manières de déplacer les particules en suspension dans un fluide, un effet très important est la force exercée sur une particule chargée par un champ électrostatique. La plupart des particules en suspension portent un certain nombre de charges électriques élémentaires, et peuvent parfois être fortement chargées. Pour des particules fortement chargées, la force électrostatique peut être des milliers fois plus grande que la force de gravitation. Moesner et Higuchi [2] et Balachandran et al. [3] ont par exemple réalisé la mise en mouvement de grosses particules avec des tensions de quelques kilovolts dans l'air. Malheureusement, dans la gamme de dimension de ~ 10 µm les forces électrostatiques qui

peuvent être exercées sur les particules sont du même ordre de grandeur que les forces d'adhésion entre les particules et les surfaces solides. Le but de notre travail, est de proposer et de qualifier une installation de transport de type électrostatique des particules capable de déplacer des particules de quelques μm dans un gaz avec de basses tensions. Examinons dans un premier temps les deux forces électriques mises en jeu.

1.2.1 Force de Coulomb

Une particule chargée est soumise à une force électrostatique dès qu'elle est proche de surfaces chargées ou d'autres particules chargées. En présence d'un champ électrique E , les particules ayant acquis une charge électrique q subissent la force de Coulomb F_e proportionnelle à la charge :

$$F_e = q \cdot E \quad (1-1)$$

L'expression (1-1) est l'équation de base pour la force électrostatique agissant sur les particules en suspension dans les précipitateurs électrostatiques, dans lesquels les particules peuvent être captées par les électrodes collectrices. Nous allons présenter les caractéristiques principales de ces précipitateurs électrostatiques, ainsi que la migration des particules, chargées par effet couronne, sous l'effet du champ électrique.

1.2.2 Force diélectrophorétique

Beaucoup de travail a été effectué sur la force diélectrophorétique (DEP) agissant sur des particules allant de la poussière aux cellules biologiques. La force diélectrophorétique s'exerce sur une particule non chargée dans un gradient de champ électrique. Elle est proportionnelle au volume de la particule ($\propto d_p^3$) et au gradient du champ électrique qui lui est appliqué (∇E^2). Pour une sphère diélectrique de diamètre d_p l'expression [4] est,

$$F_{DEP} = \frac{\pi}{4} \varepsilon_m d_p^3 K \nabla E^2 \quad (1-2)$$

La constante K est définie par :

$$K = \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_m}{\varepsilon_s + 2\varepsilon_m} \quad (1-3)$$

où ε_s et ε_m sont les permittivités respectives de la sphère et du milieu.

Nous avons estimé les forces F_e et F_{DEP} dans la configuration simple fil-cylindre coaxiaux pour laquelle le champ a l'expression :

$$E(r) = \frac{V_{appl}}{r \ln(R_{cylindre} / r_{fil})} \quad (1-4)$$

$R_{cylindre}$ et r_{fil} sont respectivement les rayons du cylindre et du fil. En prenant les valeurs typiques $r_{fil} = 0,25$ mm et $R_{cylindre} = 10$ cm, les forces F_e et F_{DEP} , calculées au rayon $r = 1,5$ cm, varient en fonction du diamètre de la sphère diélectrique comme présenté dans la Figure

1.2. Cette figure montre que le rapport entre la force diélectrophorétique F_{DEP} et la force de Coulomb F_e sur la sphère chargée est inférieure à 10^{-4} (ici pour la relation (1-1) on a pris la charge q donnée par la relation de Cochet (1-8)). Par conséquent, dans nos études la force F_{DEP} peut toujours être négligée.

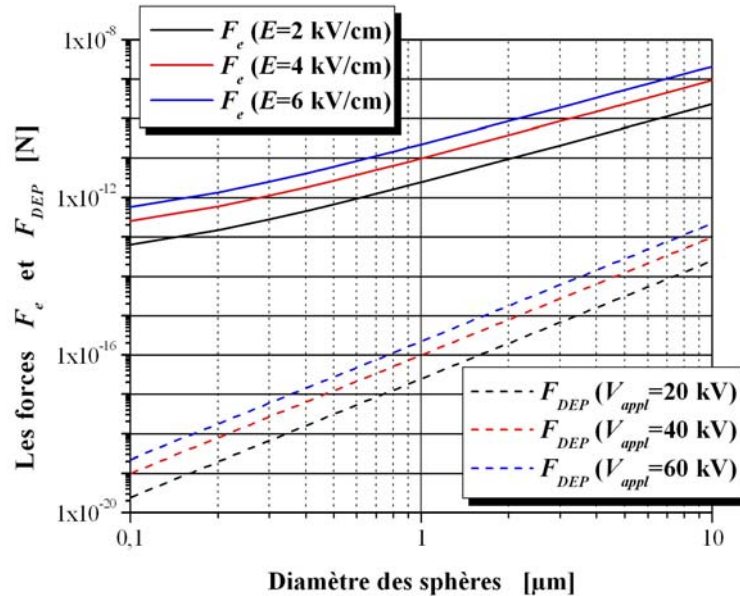


Figure 1.2 Variations de F_e et F_{DEP} en fonction du diamètre de la sphère diélectrique au rayon $r = 1,5$ cm du système fil-cylindre coaxiaux ($\epsilon_s = 4,5 \epsilon_0$, $\epsilon_m = \epsilon_0$).

1.3 Mécanismes de charge des particules

Les fines particules en suspension dans l'air peuvent recueillir des charges électriques grâce à plusieurs mécanismes qui sont : la charge « naturelle » par attachement des ions existant dans l'atmosphère, la triboélectrisation (regroupant la charge par contact et la charge par frottement) et la charge par charge d'espace ionique (regroupant la charge par champ et la charge par diffusion; les ions gazeux étant produit dans ce cas principalement à l'aide d'une source radioactive ou d'une décharge électrique). La densité d'ions peut être unipolaire (positive ou négative utilisée pour la charge des particules) ou bipolaire (utilisée pour la neutralisation de l'aérosol).

1.3.1 Charge « naturelle » par attachement des ions

Dans l'atmosphère terrestre, il existe des ions positifs et négatifs générés sans interruption par l'action des radiations cosmiques et des gaz radioactifs émanant du sol. Comme présenté par Hinds [1], l'air contient environ 1000 ions/cm³ avec en première approximation un nombre égal d'ions positifs et négatifs. Les particules d'aérosol qui sont initialement neutres, peuvent acquérir une charge par collision (due à leur mouvement thermique aléatoire) avec des ions. Les particules chargées vont avoir tendance à perdre leur charge lentement en attirant des ions de signe opposée. Donc, ce processus tend vers un état d'équilibre appelé « distribution de charge en équilibre de Boltzmann ». Cet équilibre de

Boltzmann représente la distribution de charge d'un aérosol en présence d'ions bipolaires. Pour des concentrations égales d'ions positifs et négatifs dans l'air, en première approximation la fraction des particules f_n de taille donnée ayant n charges élémentaires positives ou négatives est donnée par :

$$f_n = \left(\frac{K_E e^2}{\pi d_p k_B T} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{-K_E n^2 e^2}{d_p k_B T} \right) \quad (1-5)$$

où K_E , constante électrostatique ; e , charge élémentaire ; d_p , diamètre de particule ; k_B , constante de Boltzmann ; T , température. Le **Tableau 1.1** montre le pourcentage de particules de taille donnée ayant la charge indiquée. La distribution est symétrique ; la fraction des particules avec n charges positives étant égale à la fraction avec n charges négatives.

Tableau 1.1 Distribution de charge sur une particule en équilibre de Boltzmannn [1]

d_p (µm)	Pourcentage des particules portant le nombre indiqué de charges								
	< -3	-3	-2	-1	0	+1	+2	+3	> +3
0,01				0,3	99,3	0,3			
0,02				5,2	89,6	5,2			
0,05			0,6	19,3	60,2	19,3	0,6		
0,1		0,3	4,4	24,1	42,6	24,1	4,4	0,3	
0,2	0,3	2,3	9,6	22,6	30,1	22,6	9,6	2,3	0,3
0,5	4,6	6,8	12,1	17,0	19,0	17,0	12,1	6,8	4,6
1,0	11,8	8,1	10,7	12,7	13,5	12,7	10,7	8,1	11,8
2,0	20,1	7,4	8,5	9,3	9,5	9,3	8,5	7,4	20,1
5,0	29,8	5,4	5,8	6,0	6,0	6,0	5,8	5,4	29,8
10,0	35,4	4,0	4,2	4,2	4,3	4,2	4,2	4,0	35,4

1.3.2 Triboélectrisation

La triboélectrisation regroupe deux causes d'électrisation : le frottement et le contact. Dans la charge par frottement, c'est-à-dire quand deux particules (ou particule/substrat) différentes frottent l'une contre l'autre, il y a un transfert d'électrons (charges) à partir de la surface d'une particule vers celle de l'autre. Ce processus utilise la différence de structure électronique des deux surfaces en fonction desquelles une des particules devient positivement chargée et l'autre négativement chargée. Ce phénomène fait que dans les nuages de particules entraînées par un flux d'air, une forte proportion des particules est chargée par contact avec les parois ou par collisions.

La charge par contact se produit pendant la séparation de particules sèches et non-conductrices de surfaces solides [1] [5] [6]. Dans ce processus, quand une particule touche une surface, des charges sont transférées, si bien que la particule acquiert une charge nette positive ou négative quand elle se sépare de la surface. La polarité de la particule chargée et le nombre de charges sur celle-ci dépendent des matériaux et de leurs positions relatives dans les séries triboélectriques [1]. Le frottement augmente le nombre de charges acquises. Parce qu'il requiert des surfaces sèches, le phénomène de charge par contact devient inefficace en

conditions d'humidité relative plus grande que 65% environ.

1.3.3 Charge par charge d'espace ionique

Nous présentons dans cette section la phénoménologie de la charge des particules dans un champ électrique affecté par une charge d'espace ionique. Les mécanismes de charge sont expliqués et on présente, d'une manière critique, les modèles théoriques de charge les plus souvent utilisés dans l'étude de la précipitation électrostatique.

Précédemment, nous avons dit que la force de Coulomb qui s'exerce principalement sur les particules chargées, est la principale cause de mise en mouvement des particules dans les filtres électrostatiques. Une augmentation de la charge des particules est donc nécessaire afin de produire leur migration vers les électrodes collectrices du précipitateur. Cela peut être provoqué par une forte densité d'ions due à une décharge couronne dans l'espace inter-électrodes. Ce mécanisme de décharge sera décrit par la suite. Le processus de charge dépend alors de plusieurs facteurs parmi lesquels les plus importants sont la densité de charge ionique, l'intensité du champ électrique local, ainsi que la taille des particules. De nombreuses études [1][7][8][9] ont montré que le procédé de charge peut être principalement attribué à deux mécanismes :

- la charge par champ
- la charge par diffusion

Quel que soit le mécanisme, la charge électrique acquise par une particule est le résultat des interactions entre celle-ci et les ions résultant de la décharge couronne. Les deux mécanismes de charge interviennent ensemble et leur importance relative est déterminée principalement par les dimensions des particules et l'intensité du champ électrique.

1.3.3.1 Charge par champ

Comme le suggère son nom, ce mécanisme de charge est relié à l'action du champ électrique. Une particule présente dans un gaz provoque une distorsion locale du champ électrique; les lignes de champ aboutissent à la surface de celle-ci. Cette distorsion locale du champ dépend de la nature de la particule : lorsque la particule est conductrice la distorsion du champ est maximale. Pour une particule non-conductrice (isolante), la perturbation du champ dépend de sa permittivité. Ainsi, l'intensité du champ électrique augmente à la surface de la particule. Dans ce cas, les ions présents dans le gaz qui se déplacent le long des lignes de champ électrique, peuvent atteindre la surface de la particule. Chaque ion qui atteint la particule change la distribution locale du champ électrique. Tant que le champ électrique créé par la charge de la particule est inférieur au champ électrique maximum qui existe à la surface de la particule lorsqu'elle n'est pas chargée, les ions continuent d'atteindre la surface de celle-ci. Lorsque la charge acquise est suffisante, les lignes de champ contournent la particule ; on dit que la particule a acquis la charge de saturation par champ q_s [7].

Une première théorie concernant la charge par champ a été développée en 1923 par

Rohmann cité par [8] et elle a été complétée par Pauthenier [10][11] en 1932. Ces auteurs montrent que les ions arrivent sur une particule tant que la charge de celle-ci n'est pas suffisante pour les repousser ; on parle alors d'une charge limite par champ q_s . Pauthenier a montré qu'à cause du phénomène de répulsion électrostatique, seule une partie réduite de la surface des particules est atteinte par les ions. Continuant dans le même esprit, d'autres auteurs ont apporté des contributions complémentaires [12][13][14]. D'après McDonald [15], ce mécanisme de charge est prépondérant tant que la taille des particules est supérieure à environ 0,5 μm . La quantité de charge acquise par les particules dépend de leur diamètre, du champ électrique, de la densité d'ions présents, du temps de présence des particules dans le champ électrique, de la mobilité des ions et de la constante diélectrique ε_p de la matière constituant les particules. Ce processus de charge par champ cesse lorsque la particule porte une charge de saturation qui s'écrit [1] :

$$q_s = \left(\frac{3\varepsilon_p}{\varepsilon_p + 2} \right) \left(\frac{Ed_p^2}{4K_e e} \right) \quad (1-6)$$

où d_p est le diamètre des particules et E est le champ électrique.

1.3.3.2 Charge par diffusion

Le processus de charge par diffusion a été imaginé pour expliquer la charge des particules lorsque le champ électrique appliqué est faible (ou même nul) et lorsque la taille des particules est suffisamment petite (quelques libres parcours moyens). Il est alors nécessaire de prendre en compte le phénomène de diffusion des ions dans le processus de charge [7][8]. Ce mécanisme met en jeu la probabilité de collision entre les particules et les ions animés d'un mouvement aléatoire d'agitation thermique. Dans une zone où le champ électrique appliqué est nul, les ions ont une répartition uniforme autour des particules. Dans ces conditions, tous les éléments de surface d'une particule ont la même probabilité de choc avec les ions et la particule peut accumuler une certaine charge électrique. Ce mécanisme de charge par diffusion a une importance plus grande pour les particules très fines, d'un diamètre inférieur à 0,5 μm [7][9]. Dans la charge par diffusion, la quantité de charge accumulée dépend de la taille des particules, de la densité des ions, de la vitesse moyenne d'agitation thermique des ions, de la constante diélectrique de la particule, de la température absolue du gaz, du temps de présence des particules au sein du champ. Selon Friedlander [16], l'expression de la charge d'une particule en fonction du temps s'écrit :

$$q(t) = \frac{d_p k_B T}{2e^2} \ln \left[1 + \left(\frac{2\pi}{m_i k_B T} \right)^{1/2} d_p e^2 n_i t \right] \quad (1-7)$$

où n_i est la concentration des ions, k_B est la constante de Boltzmann, m_i est la masse des ions, T est la température et t est le temps de charge.

La charge acquise est proportionnelle à d_p^2 pour le mécanisme de charge par champ et

à d_p pour la charge par diffusion ; la charge par champ est le mécanisme dominant pour les particules plus grandes que $1 \mu\text{m}$, et la charge par diffusion est le mécanisme dominant pour les particules plus petites que $0,1 \mu\text{m}$, même en présence d'un champ électrique. Entre $0,1$ et $1 \mu\text{m}$, ces deux mécanismes fonctionnent en même temps et la situation est beaucoup plus compliquée. Dans la Figure 1.3, on voit que les particules de taille inférieure à $0,1 \mu\text{m}$ ont acquis statistiquement moins d'une charge élémentaire par champ et que le mécanisme par diffusion est également inefficace pour les particules plus petites que $0,03 \mu\text{m}$.

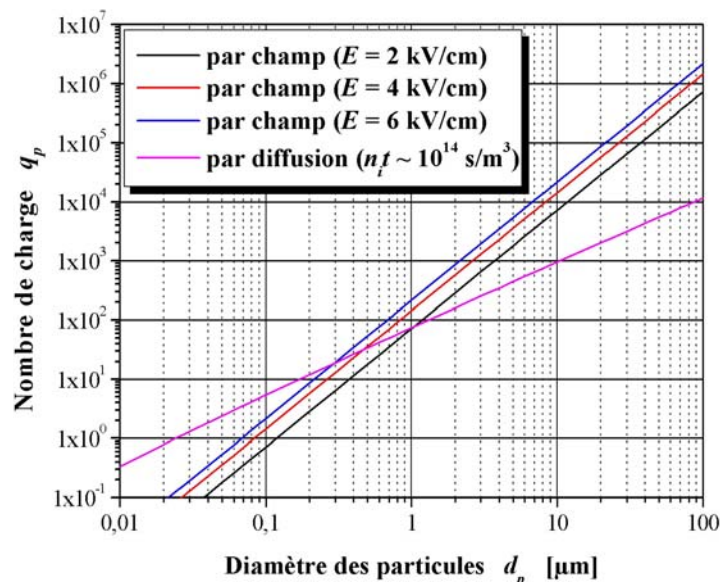


Figure 1.3 Estimation du nombre de charges élémentaires des particules pour les mécanismes de charge par champ et par diffusion dans l'air atmosphérique ($T = 293 \text{ K}$, $\epsilon_p = 4,5$ et $n_i t \sim 10^{14} \text{ s/m}^3$ [16]).

1.3.3.3 La charge mixte

Pratiquement, les deux mécanismes agissent ensemble pour les particules de taille comprise entre $0,5$ et $1 \mu\text{m}$ dans l'air. Cependant, la charge totale acquise par une particule n'est pas simplement la somme de la charge par champ et de la charge par diffusion. Les deux mécanismes interagissent et plusieurs traitements approchés ont été proposés pour résoudre ce problème très complexe [15][17].

Smith & McDonald [18] ont développé un modèle de charge des particules basé sur la théorie cinétique et qui tient compte simultanément des mécanismes de charge par champ et de charge par diffusion. En considérant que la charge des particules est très largement due au mouvement d'agitation thermique des ions, le champ électrique externe ne représente qu'un facteur perturbateur du phénomène de charge par diffusion. Ces auteurs considèrent qu'au voisinage d'une particule chargée, la distribution des ions est modifiée par le champ électrique.

Des travaux plus récents sur le processus de charge ont été développés par Fjeld [19][20] en 1989. L'auteur considère qu'une particule peut accumuler une certaine charge sous l'effet du champ électrique ou par diffusion, suivant l'importance des deux mécanismes. Il

établit des relations pour la charge par champ et par diffusion en tenant compte du couplage entre les deux mécanismes. Pour cela il distingue deux régimes de charge : un régime où la charge par champ et la charge par diffusion sont présentes en même temps ; un autre où la particule a atteint la charge limite par champ et où seule la charge par diffusion intervient. Les relations établies par Fjeld conduisent à des valeurs de charge cohérentes avec les résultats expérimentaux obtenues en 1957 par Hewitt [21] mais seulement dans le cas où le champ électrique extérieur est faible.

Lawless & Altman [17] ont amélioré le modèle de Fjeld en modifiant les lois de charge qui, cette fois-ci, conduisent à de bons résultats même dans le cas où le champ électrique extérieur est important. A partir d'arguments physiques, ils obtiennent des relations assez simples qui prennent en compte les interactions des mécanismes de charge.

En définitive, pour relier la vitesse de migration w_E à la taille des particules on fera appel à une relation établie par Cochet [22]. Elle donne la charge limite d'une particule qui se trouve dans un champ électrique d'intensité E en tenant compte de manière indirecte de l'effet de la charge par diffusion (elle offre une bonne corrélation avec les résultats expérimentaux pour $d_p > 0,3 \mu\text{m}$ [22]) :

$$q_p^s = \left[\left(1 + \frac{2\lambda}{d_p} \right)^2 + \left(\frac{2}{1 + 2\lambda/d_p} \right) \left(\frac{\varepsilon_p - 1}{\varepsilon_p + 2} \right) \right] \pi \varepsilon_0 d_p^2 E \quad (1-8)$$

ici λ est le libre parcours moyen des molécules et ε_0 est la permittivité de vide. La Figure 1.4 présente les variations de la charge limite en fonction du diamètre des particules ($\varepsilon_p = 4,5$) en considérant plusieurs valeurs de l'intensité du champ électrique E .

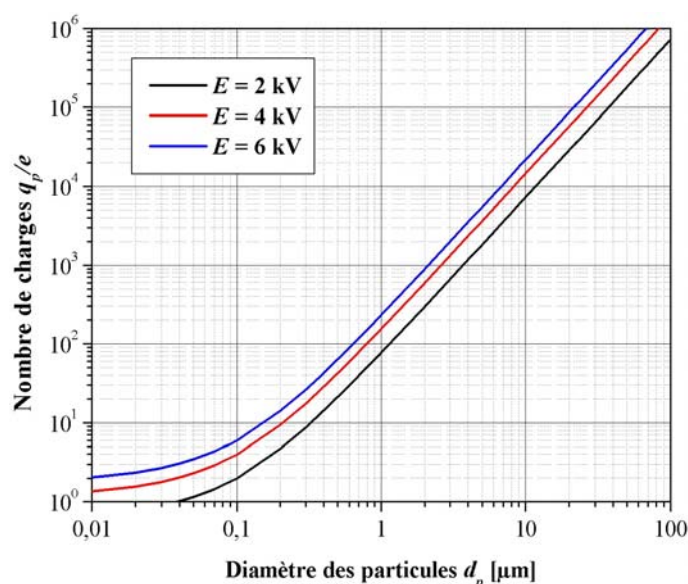


Figure 1.4 Variations de la charge des particules prédite par la relation de Cochet en fonction du diamètre d_p ($\lambda = 0,065 \mu\text{m}$, $\varepsilon_p = 4,5$ et $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$).

1.4 Décharge couronne

La charge par champ et celle par diffusion présentées dans la section précédente requièrent une concentration élevée d'ions unipolaires. En conséquence, les ions doivent être produits sans interruption. Pour créer les ions, on utilise le plus souvent des décharges couronne. Avant de présenter l'effet couronne, il faut rappeler quelques phénomènes fondamentaux concernant les décharges dans les gaz.

1.4.1 Claquage des gaz

Les phénomènes fondamentaux de la décharge couronne sont variés et complexes et conduisent à des régimes distincts de décharge. Ces régimes dépendent de paramètres tels que la tension appliquée et le champ électrique qui en résulte, les espèces moléculaires présentes dans le gaz, la densité de molécules neutres à partir desquelles la décharge est produite, etc... Les modèles de décharge couronne basés sur la physique des plasmas montrent que les phénomènes peuvent être réduits aux interactions entre molécules et électrons et molécules et photons : ionisation par impact, attachement des électrons, photo-ionisation, recombinaison entre deux ou trois espèces. Dans l'air, il existe naturellement un certain nombre d'électrons libres et d'ions créés par l'action du rayonnement cosmique ou par des désintégrations de radioéléments. Dans ces conditions, l'application d'un champ électrique modéré ne déplace qu'un nombre réduit de porteurs de charge et l'air est assimilé à un isolant. A partir d'une valeur critique du champ électrique appelée « champ seuil », l'énergie acquise par les électrons devient suffisante pour provoquer, par choc, l'ionisation des molécules neutres de l'air. De nouveaux électrons sont ainsi créés qui, à leur tour, sont soumis au même champ et vont ioniser d'autres molécules et ainsi de suite. Ce processus prend une allure d'avalanche dite « avalanche de Townsend ». L'air devient alors conducteur et s'ionise fortement.

L'évolution spatiale de la décharge est une fonction de la nature du gaz, de l'importance relative des mécanismes d'ionisation et d'attachement ainsi que de la densité d'électrons primaires présents dans le gaz. La théorie de Townsend montre que le nombre de chocs ionisants, pour une espèce moléculaire donnée, est déterminé par le coefficient d'ionisation α (appelé aussi premier coefficient de Townsend). Le coefficient d'ionisation α inclut donc plusieurs processus : ionisation par chocs d'électrons, attachement et détachement [23]. La valeur de α dépend du champ électrique, de la nature et de la pression du gaz. Lorsque la pression est très grande, l'électron acquiert difficilement de l'énergie, les chocs avec les molécules étant trop nombreux. Au contraire, si la pression est très faible, l'électron acquiert une grande énergie mais ne rencontre pas beaucoup de molécules à ioniser. D'après Felici [23], une relation approchée entre α et E qui caractérise bien le phénomène d'ionisation est :

$$\frac{\alpha}{p} = A \cdot \exp\left(-B \cdot \frac{p}{E}\right) \quad (1-9)$$

où A et B sont des constantes et p est la pression du gaz.

D'après la théorie de Townsend, il existe certains mécanismes qui permettent de

généraliser quelques électrons initiaux à la surface de la cathode : le bombardement d'ions positifs, les photons incidents émis lors de la recombinaison ion-électron, etc... Les électrons issus de la cathode vont être à l'origine d'avalanches électroniques de la même façon que les électrons naturels. Cette émission d'électrons libres, appelée émission secondaire, détermine donc une augmentation du courant électrique à travers le gaz.

Lorsqu'un électron est libéré dans un gaz, s'il existe un champ électrique suffisamment important, il se multiplie. A partir de l'électron initial, le nombre d'électrons créés pour l'avalanche entière est inférieur ou égal à $\exp(\alpha \cdot d)$, où d est la distance entre les électrodes. On atteint la limite $\exp(\alpha \cdot d)$ lorsque l'électron initial part de la cathode. Chaque électron a γ chances d'être régénéré par les mécanismes secondaires. γ est le deuxième coefficient qui intervient dans la théorie de Townsend. Si $\gamma \cdot \exp(\alpha \cdot d) > 1$, il est possible (mais non certain) que le phénomène s'amplifie indéfiniment [23]. Au contraire, si $\gamma \cdot \exp(\alpha \cdot d) < 1$, il est impossible qu'il y ait multiplication indéfinie de l'électron germe. On peut dire que la condition nécessaire mais non suffisante pour qu'une décharge électrique soit auto-entretenu (elle se maintient même si le courant d'électrons primaires I_0 est annulé) est la suivante [23] :

$$\gamma \cdot \exp(\alpha \cdot d) > 1 \quad (1-10)$$

Cette relation est valable lorsque le champ électrique est uniforme ; dans ce cas le coefficient d'ionisation α ne dépend pas de la position par rapport aux électrodes. Ainsi, l'ionisation fait intervenir non seulement le champ à la surface des électrodes mais aussi le champ dans le volume de l'isolant. La condition d'existence d'une décharge auto-entretenu est en effet que le champ soit suffisamment grand sur une certaine profondeur [23].

En résolvant (1-9) et (1-10), nous trouvons la loi de Paschen qui donne la valeur de la tension d'amorçage V_a pour un champ uniforme :

$$V_a = \frac{Bpd}{\ln(Apd) - \ln\left[\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)\right]} \quad (1-11)$$

Ainsi, à faibles et fortes valeurs du produit pd , la tension d'amorçage est élevée (voir Figure 1.5). Autrement dit, si on veut isoler des tensions élevées par des gaz, il faut, pour une distance donnée, utiliser des pressions très grandes ou très faibles. Pour la tension basse, au contraire (< 340 V), en raison de l'existence d'un minimum de la valeur de Paschen, l'isolement est toujours assuré. Au-dessous de 340 V, l'air est isolant sous n'importe quelle pression et n'importe quelle épaisseur, d'où la simplicité de la construction électrique pour basses tensions.

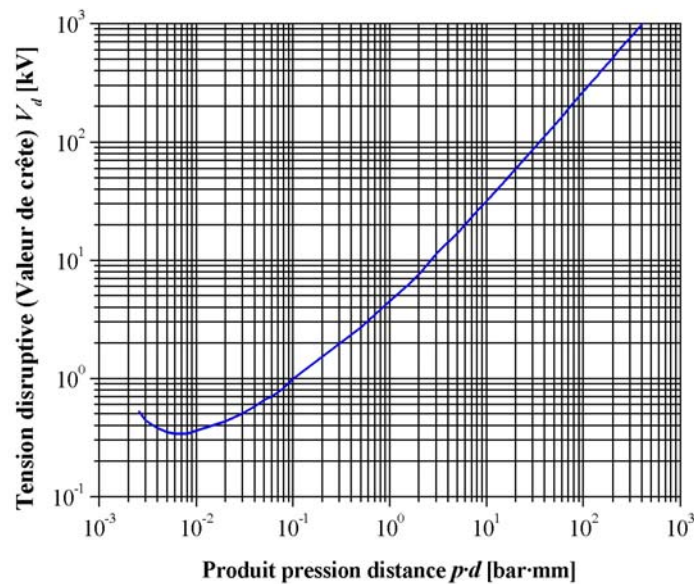


Figure 1.5 Courbe de Paschen pour l'air à 20°C [24].

1.4.2 Effet couronne

Les précipitateurs électrostatiques utilisent un champ électrique pour épurer les gaz chargés de particules en suspension. Le principe est de charger électriquement les particules puis de les diriger sous l'effet du champ électrique vers les zones de collecte. La charge des particules est assurée par la présence d'une charge d'espace générée par une décharge couronne.

Dans le cas d'une décharge sur une cathode, du fait de la grande différence de rayon de courbure entre les électrodes des précipitateurs (classiquement des fils et des plaques), le champ électrique est fortement inhomogène (Figure 1.6), l'avalanche électronique se développe dans ce cas jusqu'à une distance telle que l'intensité du champ électrique n'est plus suffisante pour assurer la multiplication électronique. Ces mécanismes sont à l'origine de la formation d'une charge d'espace ionique dans l'espace inter-électrodes. En dehors de cette région d'ionisation, les électrons libres s'attachent rapidement aux molécules neutres pour former des ions négatifs ; à partir d'une certaine distance de l'électrode ionisante, tout se passe comme si l'électrode à faible rayon de courbure émettait des ions de la même polarité qu'elle [23][25]. Les phénomènes d'ionisation qui ont lieu dans la couronne lumineuse et qui génèrent les électrons libres, donnent aussi naissance à une forte densité d'ions positifs. Sous l'action du champ électrique, ces ions se déplacent vers le fil et en raison de leur mobilité bien plus petite que celle des électrons, une charge d'espace ionique se forme dans cette zone (Figure 1.6).

Dans le cas d'une décharge positive sur le fil, la zone de champ intense n'est plus au voisinage immédiat de la cathode et le phénomène est plus complexe. Un électron qui se trouve près du fil produit une avalanche, mais quand les électrons arrivent sur le fil, ils ne produisent rien qui puisse entretenir le phénomène. La cathode est située trop loin de la zone de champ intense et ne joue plus le rôle de source d'électrons. Si le champ est assez fort, les

électrons germes produits sous l'action du rayonnement ultraviolet émis par une avalanche créent de nouvelles avalanches [23].

Pour le même gaz et les mêmes conditions extérieures, la valeur de la tension de claquage est nettement inférieure en polarité positive. Pour cette raison, dans la majorité des électrofiltres, les électrodes émissives sont alimentées par une tension négative afin d'assurer une bonne charge des particules, un champ électrique suffisamment intense ainsi que pour limiter autant que possible les claquages.

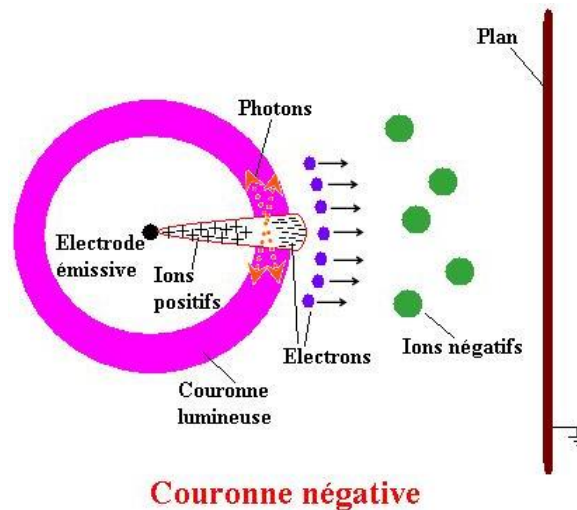


Figure 1.6 Représentation schématique d'une décharge couronne négative : avalanche électronique et formation de la couronne lumineuse.

1.4.3 Décharge couronne en cas de faible pression

Selon la loi de Paschen, à très faible pression, pour une distance entre électrodes planes et parallèles fixée, étant donné le nombre limité de molécules présentes, l'avalanche ionisante est limitée ; ceci se traduit par une tension disruptive élevée. Il en est de même pour les pressions élevées où la grande densité moléculaire fait que le libre parcours moyen des électrons est très court et rend nécessaire d'appliquer de fortes tensions pour déclencher la décharge. Entre les deux il y a un optimum correspondant au minimum de Paschen. Pour des pressions de gaz de quelques mbar, la distance correspondant au minimum de Paschen est de l'ordre du millimètre. La figure 1.5 montre que pour des distances entre électrodes de quelques centimètres, la tension de claquage est de l'ordre de 3 kV.

Pour une pression de l'air de 5 à 10 mbar, on s'attend donc à une tension d'amorçage de l'effet couronne sur un fil ou une pointe variant entre 1 et 2 kV. Mais la conséquence de la faible pression gazeuse p est qu'il est facile d'avoir des claquages. Le processus de charge des particules par décharge couronne unipolaire sera donc assez délicat à contrôler. Selon les mesures faites en configuration fil-plan (distance $d \sim 10$ cm), nous avons observé que les décharges couronne sont moins stables à faible pression en tension négative qu'en tension positive. Dans les conditions de nos études expérimentales, la tension positive sera utilisée.

Une étude préliminaire de la décharge couronne sous faible pression d'air a été faite

dans la configuration fil-plan avec un fil de diamètre 0,5 mm. La tension d'amorçage de la décharge couronne sous la pression de 7 mbar est d'environ 2 kV, beaucoup plus basse qu'à la pression atmosphérique (voir Figure 1.5, $V_s \sim 30$ kV). La Figure 1.7 et la Figure 1.8 présentent respectivement les caractéristiques courant-tension sous différentes pressions à distance fixée et pour différentes distances à pression donnée. Nous observons sur la Figure 1.7 ($d = 10$ cm) des courbes de forme tout à fait classique ; bien que les tensions appliquées sont plus de 10 fois plus faibles qu'à pression atmosphérique, le courant de décharge est environ 10 fois plus élevé. On voit aussi que l'intervalle d'existence de la décharge unipolaire augmente lorsque la pression est augmentée. La Figure 1.8 montre que le courant de décharge augmente rapidement en diminuant la distance entre électrodes à une pression donnée.

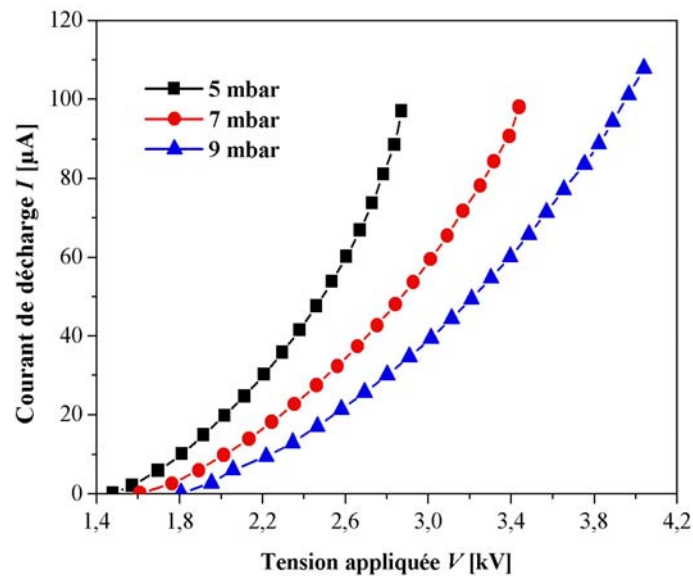


Figure 1.7 Caractéristiques courant-tension en configuration fil-plan dans l'air pour différentes pressions ($d = 10$ cm, polarité positive sur le fil).

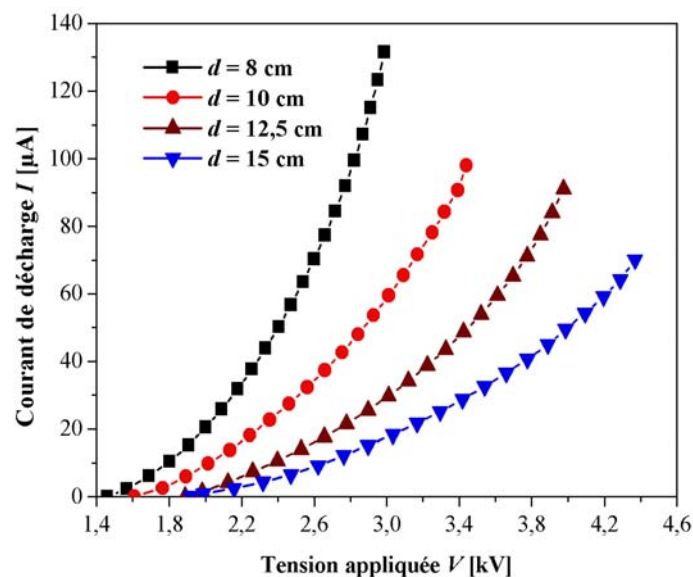


Figure 1.8 Caractéristiques courant-tension en configuration fil-plan dans l'air pour différentes distances ($p = 7$ mbar, polarité positive sur le fil).

1.5 Décharges à barrière diélectrique (DBD)

Les décharges électriques contrôlées par barrière diélectrique (les électrodes ne sont pas nues mais noyées dans un isolant solide « barrière ») jouent un rôle de plus en plus important sur le plan industriel. Généralement utilisées à la pression atmosphérique, leurs domaines d'applications s'étendent de la production d'ozone aux traitements de surface polymère en passant par les sources incohérentes de rayonnement UV et le contrôle de pollution [26]. Suivant le type d'applications envisagées, plusieurs formes et dispositions du couple électrodes-diélectrique sont utilisées. Les électrodes cylindriques sont plus adaptées au traitement des gaz (Figure 1.9d), alors que les structures avec électrodes planes sont plutôt utilisées pour les problèmes de traitement de surface (Figure 1.9a, b et c).

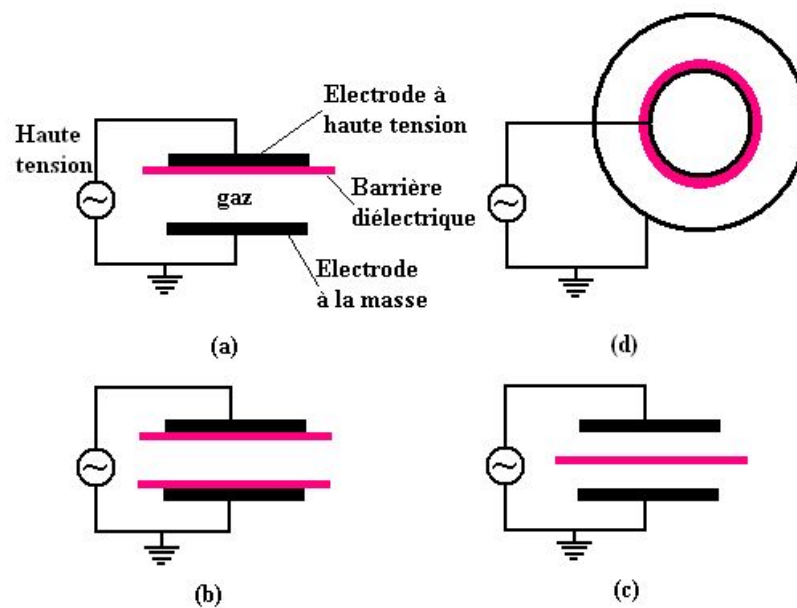


Figure 1.9 Configurations géométriques typiques des dispositifs produisant des décharges à barrière diélectrique.

Les décharges à barrière diélectrique (DBD), appelées aussi décharges silencieuses, présentent la caractéristique fondamentale de limiter le courant de la décharge par suite de l'accumulation des charges sur la surface du diélectrique. La tension de décharge dépend de la nature et de la densité du gaz, de la largeur d'espace de décharge. L'activité de décharge, indiquée symboliquement en courant alternatif pendant les phases $2 \rightarrow 3$ et $4 \rightarrow 1$ dans la Figure 1.10 est seulement observée quand la différence du potentiel sur l'espace de décharge dépasse V_d (tension de décharge).

Si la tension appliquée est constante, la différence de potentiel appliquée sur le gaz entre barrières (ou entre barrière et électrode) diminue régulièrement, entraînant une décroissance du champ électrique à l'intérieur du gaz et la décharge s'éteint. Par contre, si l'on inverse la tension appliquée, le nouveau champ à l'intérieur du gaz s'ajoute à l'ancien et la décharge redémarre. C'est la raison pour laquelle, les décharges contrôlées par barrière diélectrique nécessitent d'être alimentées par une tension alternative.

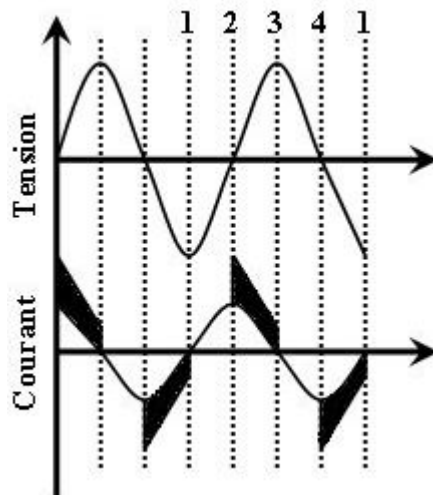


Figure 1.10 Présentation schématique de l'activité des micro-décharges (DBD) en courant alternatif [26].

A la pression atmosphérique, la décharge électrique du gaz dans l'espace des électrodes isolées et parallèles produit normalement un grand nombre de canaux de décharge individuels, appelés micro-décharges, voir Figure 1.11. Le nombre de micro-décharges est proportionnel à la différence entre la tension appliquée V_{appl} et la tension de décharge V_d sur les électrodes. U. Kogelschatz et B. Eliasson [27][28][29][30][31][32] ont étudié les propriétés des DBDs dans l'air à la pression atmosphérique. Les filaments obtenus ont des diamètres d'environ une centaine de microns et une durée de vie d'environ 100 ns. Ainsi U. Kogelschatz a montré que la décharge à barrière diélectrique limite la quantité de charge et l'énergie déposées sur une micro-décharge individuelle et distribue les micro-décharges sur toute la surface de l'électrode.

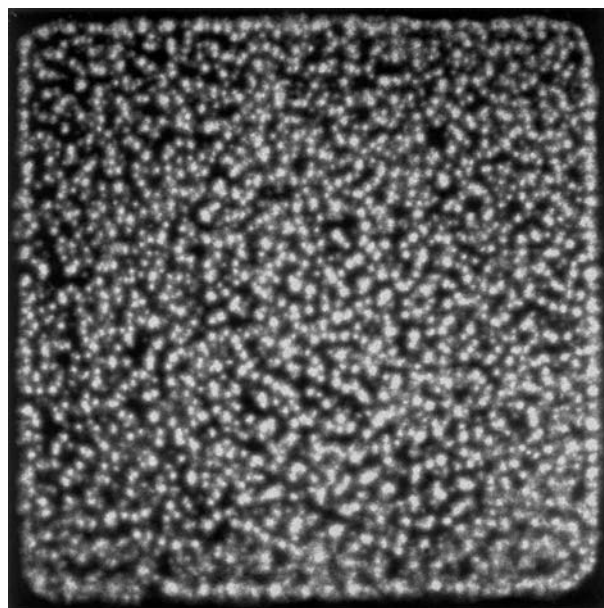


Figure 1.11 Vue de dessus des micro-décharges (configuration plan-plan du type de Figure 1.9 a) dans 1 mm d'air atmosphérique, photographiée à travers une électrode transparente (6×6 cm, 20 ms) – d'après [26].

1.5.1 Les régimes de décharge

Dans une décharge, quelle que soit la configuration de l'ensemble électrodes-diélectrique, les électrons libres naturellement présents dans le milieu vont acquérir de l'énergie sous l'effet du champ électrique appliqué, permettant ainsi des réactions d'ionisation, d'excitation, etc. En fonction d'un certain nombre de paramètres tels que la tension appliquée, la forme et la dimension des électrodes et des diélectriques, la distance inter-électrodes, la nature du gaz et/ou encore sa pression, les phénomènes physiques entrant en jeu seront différents, conduisant à divers régimes de décharge. On pourra avoir soit une décharge constituée de petits canaux ou filaments (Figure 1.12a), soit une décharge ayant un aspect radial homogène (Figure 1.12b).

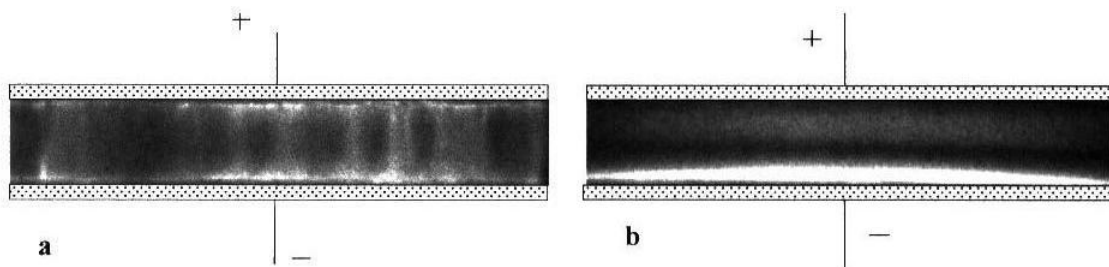


Figure 1.12 Photographies par caméra rapide de décharges : a) aspect filamentaire b) décharge homogène (d'après [33]).

1.5.1.1 Décharge filamentaire

On sait aujourd'hui que le mécanisme de rupture d'un gaz est fonction du produit pression \times distance inter-électrodes. Le mécanisme de Townsend est observé pour des valeurs de ce produit inférieures à quelques mbar.cm tandis que le claquage de type filamentaire (ou streamer) apparaît pour des valeurs plus élevées. Classiquement, dans une DBD à la pression atmosphérique, l'espace est de l'ordre du millimètre, le produit pression \times distance est donc de l'ordre de 1 bar.mm. Il en résulte que le mécanisme de rupture du gaz le plus facilement et le plus fréquemment observé est de type filamentaire. La micro-décharge filamentaire provient d'un électron libre naturellement présent dans le milieu (Figure 1.13) qui, sous l'effet du champ appliqué entre les électrodes parallèles, produit des avalanches électroniques.

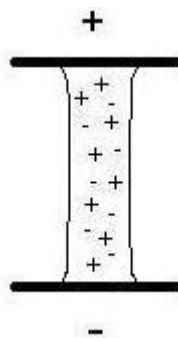


Figure 1.13 Schéma décrivant les étapes de la formation d'une micro-décharge filamentaire.

1.5.1.2 Décharge homogène

Il existe deux groupes de décharges dites "homogènes" : les décharges par couplage de streamers (Figure 1.14a) et les décharges de Townsend lumineuses (Figure 1.14b). Bien que l'homogénéité spatiale ne fasse aucun doute, elles se distinguent par leur déroulement et par les mécanismes physiques responsables de leur évolution. Les premières se rapprochent de la décharge filamentaire, alors que les secondes sont voisines des décharges lumineuses à faible pression [33].

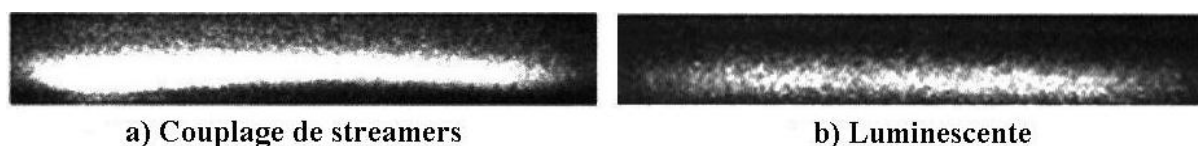


Figure 1.14 Photographies par caméra rapide de décharges de nature différente ayant cependant toutes les deux un aspect homogène (d'après [33]).

1.6 Collecte de particules

Dans l'industrie, il existe un grand nombre de procédés d'épuration des gaz que l'on peut classer en 4 catégories suivantes (**Tableau 1.2**) selon principalement des caractéristiques du gaz porteur (composition, température, débit...), des poussières à filtrer (concentration, composition...), et de l'efficacité recherchée d'après des règlements locaux.

Précédemment, les mécanismes de décharge électrique et de charge des particules ont été tour à tour étudiés. A partir de ces acquis, la précipitation électrostatique et la vitesse de migration ou de précipitation des particules vont être évaluées théoriquement.

Tableau 1.2 Catégories des précipitateurs industriels

Type de précipitation	Principe d'épuration
Séparateur mécanique	Forces d'inertie, de pesanteur et de centrifugation
Séparateur hydraulique	Mise en contact des particules avec le liquide de lavage (forces d'inertie, de pesanteur et de centrifugation)
Séparateur filtrant	Le flux traverse une couche de matière solide ou un lit granulaire consistant en un empilement de grains (sable, gravier, alumine...)
Séparateur électrique	Charger les particules dans le gaz ; collecter les particules chargées par le champ électrique ; enlever les poussières captées

1.6.1 Précipitation électrostatique

La précipitation électrostatique est basée sur trois principes :

- charger électriquement les particules en suspension ;
- collecter les particules chargées par l'intermédiaire d'un champ électrique ;
- enlever les poussières précipitées sur les plaques de collecte.

Les précipitateurs électrostatiques sont utilisés pour filtrer les particules, aussi bien en sortie d'usine de production que dans les centrales thermiques brûlant du charbon pulvérisé. Le principe repose sur le passage du gaz porteur de particules entre deux électrodes (fil-cylindre ou fils-plans), où est appliquée une forte différence de potentiel. Due à la dissymétrie des électrodes, une décharge électrique est générée, utilisée comme source d'ions gazeux qui va permettre de charger les particules en suspension dans le gaz. Les particules chargées sont ensuite déviées par le champ électrique, et migrent vers la contre-électrode où elles sont collectées.

L'accumulation de particules sur l'électrode de collecte nuisant à l'efficacité du procédé, le nettoyage des plaques est effectué régulièrement. Si les particules sont liquides, le liquide tombe de l'électrode par gravitation. Si les particules sont solides, la couche de poussière collectée sur l'électrode est périodiquement enlevée en frappant les électrodes.

Dans les installations industrielles, la décharge électrique est souvent négative, et donc les particules sont chargées négativement. Ce choix est dû à la tension de passage à l'arc, plus grande, pour une géométrie donnée, en polarité négative qu'en polarité positive.

1.6.2 Efficacité d'un électrofiltre

Précédemment, les mécanismes de décharge électrique, de charge des particules et les forces agissant sur une particule chargée ont tour à tour été étudiés. A partir de ces acquis, le rendement de précipitation ou d'électrofiltrage peut être évalué théoriquement.

Les performances globales du fonctionnement d'un électrofiltre sont quantifiées par une grandeur nommée efficacité totale de collecte (ou rendement de collecte) η_t , définie par l'expression suivante:

$$\eta_t = 1 - \frac{n_s}{n_e} \quad (1-12)$$

où n_s et n_e représentent respectivement les concentrations à la sortie et à l'entrée de précipitateur ; n peut être exprimé en nombre de particules ou en masse.

En raison de la différence de taille des particules dispersées dans l'électrofiltre, nous pouvons calculer l'efficacité de collecte par classe de taille (chaque classe de taille est caractérisée par un diamètre moyen d_p), appelée l'efficacité fractionnaire de collecte η_f . Par exemple, pour la classe i , l'efficacité fractionnaire de collecte est définie par :

$$\eta_f^i = 1 - \frac{m_s(d_p^i)}{m_e(d_p^i)} \quad \text{ou} \quad 1 - \frac{c_s(d_p^i)}{c_e(d_p^i)} \quad (1-13)$$

où $m_e(d_p^i)$ et $m_s(d_p^i)$ sont les masses de particules de la classe i à l'entrée et à la sortie du précipitateur, $c_e(d_p^i)$ et $c_s(d_p^i)$ sont les concentrations moyennes en nombre des particules de la classe i à l'entrée et à la sortie du filtre.

1.6.3 Vitesse de migration des particules

L'ensemble des méthodes analytiques pour calculer η_f est basé sur le concept de vitesse de migration des particules par rapport à l'air. Cette grandeur est obtenue en égalant la force coulombienne $q \cdot E$ subie par la particule chargée au sein du champ électrique avec la force de résistance du fluide au déplacement de la particule, celle-ci étant supposée sphérique. Usuellement, cette vitesse a pour expression (en utilisant la formule de Stokes pour la force de frottement visqueux du fluide, c'est-à-dire pour un nombre de Reynolds $Re < 1$) :

$$w_E = \frac{qE}{3\pi\eta d_p} \quad (1-14)$$

où q est la charge portée par la particule, d_p le diamètre de la particule, E le champ électrique appliqué, η la viscosité dynamique du gaz et w_E la vitesse relative de la particule par rapport au gaz. Cependant, pour des particules de diamètre inférieur à 1 μm , la taille n'est pas beaucoup plus grande que le libre parcours moyen des molécules du gaz porteur à pression atmosphérique et l'on doit tenir compte de cet aspect moléculaire. Dans ce cas, on corrige l'expression de w_E [1] par un facteur de correction C_c appelé facteur de Cunningham [34][35] :

$$w_E = \frac{qEC_c}{3\pi\eta d_p} \quad (1-15)$$

1.6.3.1 Facteur de Cunningham C_c

Le facteur de correction de la force de frottement visqueux F_f [36] :

$$F_f = -\frac{3\pi\eta v d_p}{C_c(Kn)} \quad (1-16)$$

est défini par l'expression : :

$$C_c(Kn) = 1 + A \cdot Kn \quad (1-17)$$

qui dépend du nombre de Knudsen Kn caractérisant les différents régimes de mouvement de la particule dans le gaz :

$$Kn = \frac{2\lambda}{d_p} \quad (1-18)$$

avec λ : libre parcours moyen des molécules de gaz ($\lambda \sim 0,065 \mu\text{m}$ pour l'air dans les conditions normales de température et de pression). Le coefficient A a l'expression suivante :

$$A = \alpha_1 + \alpha_2 \exp\left(-\frac{\alpha_3}{Kn}\right) \quad (1-19)$$

et $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ dépendent de la composition du gaz et de la forme de la particule.

Un fluide est considéré comme un continuum si la particule mobile est

considérablement plus grande que le libre parcours moyen. Alors, elle se déplace dans le fluide comme si le fluide était un milieu continu. Mais si la particule a une taille comparable ou plus petite que le libre parcours moyen des molécules, la particule est affectée par les collisions avec les molécules et glisse parfois entre elles. Un tel mouvement s'appelle écoulement moléculaire libre. La Figure 1.15 présente la variation du facteur de Cunningham en fonction du diamètre des particules sphériques dans le cas de l'air atmosphérique pour lequel on a : $\alpha_1 = 1,246$, $\alpha_2 = 0,42$ et $\alpha_3 = 0,87$ [8].

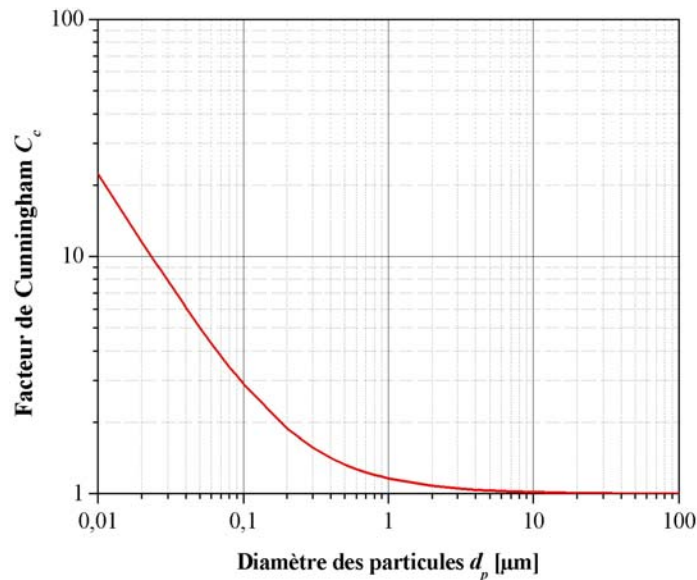


Figure 1.15 Variations du facteur de correction de Cunningham en fonction du diamètre des particules ($\lambda = 0,065 \mu\text{m}$ et $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$).

En utilisant les résultats sur la charge électrique des particules montrés dans la Figure 1.4, on peut évaluer les valeurs de la vitesse de migration w_E (Figure 1.16) suivant l'équation (1-15). On observe que la variation de la vitesse de migration w_E passe par une valeur minimale pour d_p égal à environ $0,25 \mu\text{m}$. Une faible vitesse de migration diminue le transport des particules vers les électrodes collectrices dans d'électrofiltre et par conséquent l'efficacité de collecte. On peut anticiper ici une première conclusion qui résulte de cette approche théorique simple : dans le cas des filtres électrostatiques, les plus mauvais rendements de précipitation sont obtenus pour les particules d'un diamètre compris entre $0,1$ et $1 \mu\text{m}$.

A pression faible, le libre parcours moyen est plus grand et l'effet de l'écoulement moléculaire libre est plus important. Nous allons estimer le facteur de correction de Cunningham C_c à pression faible en utilisant la formule pratique [1] :

$$C_c = 1 + \frac{1}{pd_p} [15,60 + 7,00 \exp(-0,059 pd_p)] \quad (1-20)$$

où p est la pression absolue en kPa et d_p est le diamètre des particules en μm . Cette équation est seulement fonction du produit pd_p . La Figure 1.17 montre que le facteur C_c varie fortement pour les pressions faibles dans l'air. Dans le cas $p = 10 \text{ mbar}$, il est quelques dizaines de fois plus élevé qu'à la pression atmosphérique pour des particules de diamètre d_p entre $0,1$ et 1

μm . Nous verrons que ceci a des conséquences pour la vitesse de migration des particules dans les conditions de faible pression de l'atmosphère martienne.

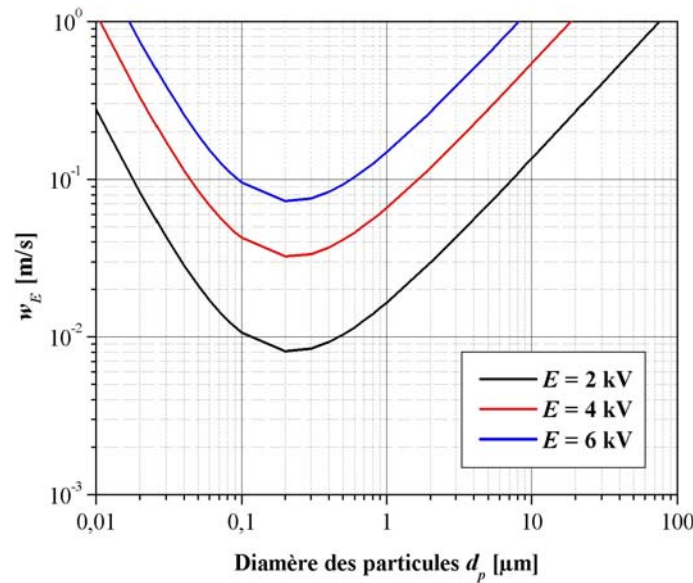


Figure 1.16 Variations de la vitesse de migration w_E en fonction de la taille des particules ($\lambda = 0,065 \mu\text{m}$, $\eta = 1,85 \times 10^{-5} \text{ kg/m.s}$ et $T = 20^\circ\text{C}$).

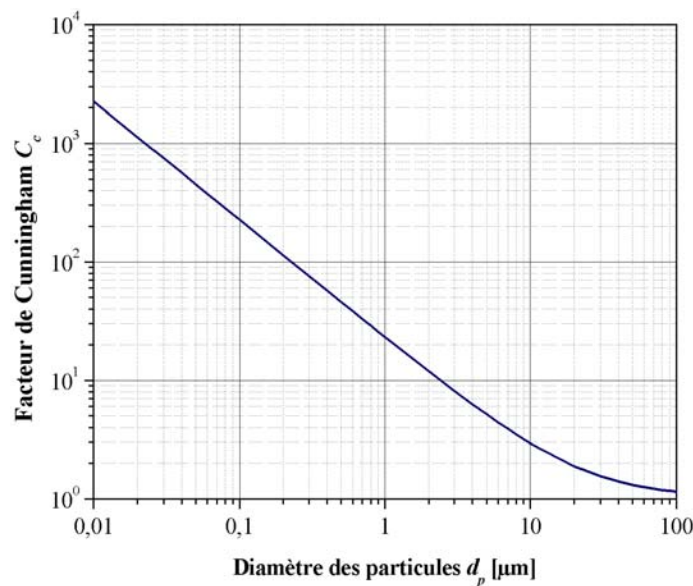


Figure 1.17 Facteur de Cunningham C_c dans l'air à 10 mbar ($T = 20^\circ\text{C}$).

1.6.4 Modèles du fonctionnement des électrofiltres

Estimer l'efficacité de séparation d'un nouveau précipitateur électrostatique en vue de sa réalisation pratique reste encore un problème difficile. L'importance d'un dimensionnement correct représente finalement un problème économique car, entre le gabarit d'un filtre et son coût total de fabrication il y a une liaison très étroite. Au cours du temps, de nombreux travaux ont été menés pour créer des modèles théoriques capables d'offrir des informations sur le rendement du fonctionnement de certaines installations. Au début il y a eu des approches simples, semi-empiriques, qui ont leurs racines dans l'observation directe du

fonctionnement des électrofiltres existants. Ce sont les modèles qu'on appelle analytiques ; ils permettent de décrire l'efficacité de collecte en fonction de paramètres géométriques, électriques et mécaniques [37]. De nos jours, le développement des moyens de calcul a permis de développer des modèles numériques, basés sur la simulation des phénomènes produits au sein d'un électrofiltre.

1.6.4.1 Modèle laminaire

Le modèle analytique le plus simple du fonctionnement d'un électrofiltre considère un écoulement laminaire du gaz avec un profil de vitesse plat entre deux plaques parallèles portées à un potentiel électrique différent. On admet que les particules en suspension dans le gaz ont toutes le même diamètre et la même charge électrique. Elles se déplacent dans la direction axiale avec la vitesse moyenne d'écoulement et subissent l'action du champ électrique. Les trajectoires sont donc des lignes droites déterminées par les vitesses U_g et w_E (Figure 1.18).

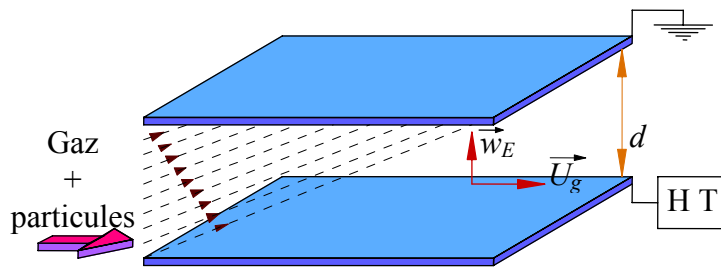


Figure 1.18 Illustration schématisée du modèle laminaire.

Les particules sont toutes collectées au bout d'une longueur L_D correspondant aux trajectoires des particules entrant à la distance d de l'électrode collectrice :

$$L_D = U_g \cdot \frac{d}{w_E} \quad (1-21)$$

où U_g est la vitesse moyenne du gaz. Toutes les particules seront collectées à une distance égale ou inférieure à L_D . L'efficacité fractionnaire η_f de collecte peut être alors calculée par la relation suivante :

$$\eta_f(d_p) = \min \left[\frac{w_E(d_p, E, q_p) \cdot L}{U_g \cdot d}, 1 \right] \quad (1-22)$$

Ce schéma est très éloigné de la réalité. Il y a d'abord les conditions électriques qui peuvent être très différentes de celles admises ici : particules chargées instantanément se déplaçant dans un champ électrique uniforme. Mais l'hypothèse la plus critiquable est celle d'un écoulement laminaire du gaz avec un profil plat de la vitesse. Cependant, dans le cas de certains précipitateurs électrostatiques à double étage, ce modèle peut constituer le point de départ de l'étude sur la collecte des particules.

1.6.4.2 Modèle de Deutsch

Dans les précipitateurs électrostatiques l'écoulement est presque toujours turbulent. En 1921, Deutsch a développé le premier modèle théorique permettant d'estimer les valeurs d'efficacité de collecte. Aujourd'hui ce modèle fait toujours référence. Son développement est basé sur les hypothèses simplificatrices détaillées ci-dessous [37]. Deutsch distingue deux zones dans le filtre électrostatique : (1) le cœur du précipitateur, où la concentration des particules est considérée uniforme dans toute section transversale et où la vitesse moyenne d'écoulement est supposée constante ; (2) une couche limite laminaire d'épaisseur δ près des parois où la diffusivité turbulente est nulle ; les particules entrant dans cette couche limite sont toutes collectées. La vitesse de migration est supposée constante dans cette couche.

Nous considérons deux sections transversales situées à une distance dx l'une de l'autre, dans la direction d'écoulement du gaz (Figure 1.19).

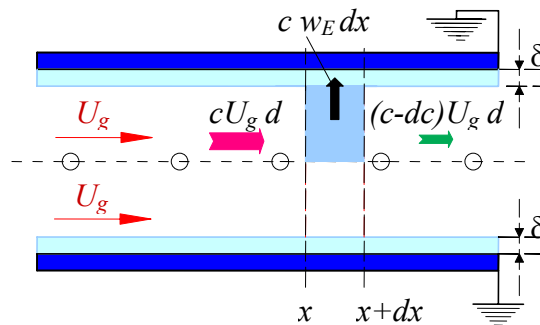


Figure 1.19 Modèle de Deutsch : schéma des couches laminaires et du bilan massique de particules sur une longueur élémentaire dx .

Dans le volume $dx \cdot h \cdot d$, où h représente la hauteur des plaques, on distingue : $c \cdot U_g \cdot h \cdot d$ - le flux des particules qui entrent par la section située à l'abscisse x , $(c+dc) \cdot U_g \cdot h \cdot d$ - le flux des particules non collectées sortant par la section située à l'abscisse $x+dx$ et le flux de particules captées sur la longueur dx - $(c \cdot w_E \cdot h \cdot dx)$. Par un bilan massique, on trouve :

$$c \cdot U_g \cdot h \cdot d = (c + dc) \cdot h \cdot U_g \cdot d + c \cdot w_E \cdot h \cdot dx \quad (1-23)$$

en intégrant sur toute la longueur L du filtre, on obtient la relation entre la concentration des particules à l'entrée et celle à la sortie du précipitateur :

$$c_s(d_p) = c_e(d_p) \cdot \exp\left[-\frac{w_E(d_p) \cdot L}{d \cdot U_g}\right] \quad (1-24)$$

ce qui conduit à la formule de Deutsch-Anderson [9] :

$$\eta_f(d_p) = 1 - \exp\left[-\frac{w_E(d_p) \cdot L}{U_g \cdot d}\right] = 1 - \exp\left[-w_E(d_p) \cdot \frac{S}{D_g}\right] \quad (1-25)$$

où S est la surface totale des électrodes collectrices et D_g est le débit volumique du gaz.

Le modèle de Deutsch ignore tous les phénomènes qui peuvent diminuer le rendement

de collecte, comme le réentraînement des particules collectées par le flux gazeux, l'influence de la charge d'espace des particules sur la décharge couronne,...

1.6.4.3 Modèle de Léonard, Mitchner et Self

Le modèle de Deutsch utilise l'hypothèse de répartition uniforme des particules dans chaque section transversale, ce qui est contestable. Une autre méthode plus précise, le modèle de Léonard et al., consiste à résoudre dans la géométrie donnée (Figure 1.20) l'équation de conservation pour les particules (de concentration c) [7] :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \text{div}(c \cdot \vec{V}_p) = 0 \quad (1-26)$$

où la vitesse des particules, \vec{V}_p , est la somme de la vitesse du gaz \vec{U}_g et de la vitesse de migration \vec{U}_E :

$$\vec{V}_p = \vec{U}_g + \vec{U}_E = \begin{cases} u_g + u_E \\ v_g + v_E \\ w_g + w_E \end{cases} \quad (1-27)$$

En développant, on obtient :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + (V_p)_x \cdot \frac{\partial c}{\partial x} + (V_p)_y \cdot \frac{\partial c}{\partial y} + (V_p)_z \cdot \frac{\partial c}{\partial z} + c \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{U}_E = 0 \quad (1-28)$$

En décomposant en valeurs moyennes et fluctuantes : $u_g = \bar{u}_g + u'_g$, $v_g = \bar{v}_g + v'_g$, $w_g = \bar{w}_g + w'_g$, $c = \bar{c} + c'$ et en prenant la moyenne temporelle de l'équation (1-28), on obtient :

$$\bar{U}_g \cdot (\vec{\nabla} \bar{c}) + \bar{U}_E \cdot (\vec{\nabla} \bar{c}) + \frac{\partial \bar{c}'u'_g}{\partial x} + \frac{\partial \bar{c}'v'_g}{\partial y} + \frac{\partial \bar{c}'w'_g}{\partial z} + \bar{c} \cdot \vec{\nabla} \bar{U}_E = 0 \quad (1-29)$$

Les deux premiers termes représentent le transport des particules par convection et par migration tandis que les trois termes suivants représentent le transport par diffusion turbulente. Le dernier terme peut être négligé si le champ électrique n'est pas influencé par la charge d'espace (dans les approches théoriques, le champ est presque toujours supposé uniforme). On peut modéliser les termes de transport par diffusion à l'aide du concept de diffusivité turbulente [7][22] :

$$\overline{c'u'_g} = -D_{t_x} \cdot \frac{\partial \bar{c}}{\partial x}, \quad \overline{c'v'_g} = -D_{t_y} \cdot \frac{\partial \bar{c}}{\partial y}, \quad \overline{c'w'_g} = -D_{t_z} \cdot \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \quad (1-30)$$

Si on suppose que la diffusivité turbulente D_t est homogène et isotrope et que le champ électrique est constant et parallèle à l'axe Oz . L'équation se réduit à la forme suivante :

$$u_g \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} + w_E \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} - D_t \left(\frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial z^2} \right) = 0 \quad (1-31)$$

avec les conditions aux limites

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} = 0 & \text{ou } \bar{c} = 0 & \text{à } z = 0 \\ \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} - \frac{\bar{c} \cdot w_E}{D_t} = 0 & & \text{à } z = d \end{cases} \quad (1-32)$$

En introduisant des variables adimensionnelles dans l'équation (1-31), il apparaît un terme important appelé nombre de Peclet électrique [7] :

$$Pe = \frac{w_E \cdot d}{D_t} \quad (1-33)$$

qui mesure l'importance de la migration des particules par rapport à l'entraînement dû aux fluctuations de l'écoulement du fluide porteur.

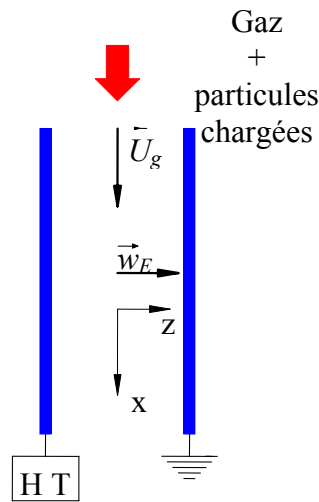


Figure 1.20 Schéma du problème considéré par Léonard et al. [38].

Le modèle de Deutsch correspond alors à une valeur de $Pe = 0$ tandis que le cas d'un écoulement laminaire peut se retrouver pour $Pe \rightarrow \infty$. Une relation permettant de prédire l'efficacité de collecte à partir des vitesses de migration et du coefficient de diffusion turbulente est alors proposée. En pratique, quand la valeur D_t est finie le nombre Pe devient fini et donc l'efficacité fractionnaire $(\eta_f)_{\text{Leonard}} > (\eta_f)_{\text{Deutsch}}$.

Nous allons présenter les estimations quantitatives d'efficacité de collecte par des mesures de concentrations de particules dans le Chapitre 4. Ceci permettra de discuter l'origine de la turbulence dans les électrofiltres.

1.7 Entraînement de particules par rideaux électriques

En utilisant des réseaux d'électrodes intercalées et alimentées par des tensions alternatives avec des déphasages appropriés, Masuda [39] a développé une technique de transport et de manipulation de fines particules le long de frontières solides par ce qu'on appelle des ondes électriques progressives. Les résultats ont été discutés dans le contexte d'applications variées en agriculture [40] et en biologie [41][42], pour des développements [43][44] en xérographie et pour des systèmes micro-électromécaniques (MEMS) [2][45].

1.7.1 Principe des rideaux électriques

1.7.1.1 Rideaux électriques multi-phases

Pendant les années 1970 Masuda et ses collègues ont effectué de nombreuses études sur une technique appelée « rideau électrique » (« electric curtain » en anglais) pour le confinement et le transport d'aérosols chargés [46]. Le dispositif typique du rideau électrique comporte des séries d'électrodes rectilignes, parallèles, toutes placées dans un plan horizontal et noyées dans une couche plane d'isolant. Dans le dispositif triphasé (Figure 1.21), les électrodes sont connectées et réalisent un ensemble de trois « peignes » intercalés alimentés par des tensions périodiques ayant un déphasage de $2\pi/3$ et qui génèrent un champ progressif (appelé « traveling-wave electric curtain » en anglais) dans la direction perpendiculaire aux axes des électrodes [47].

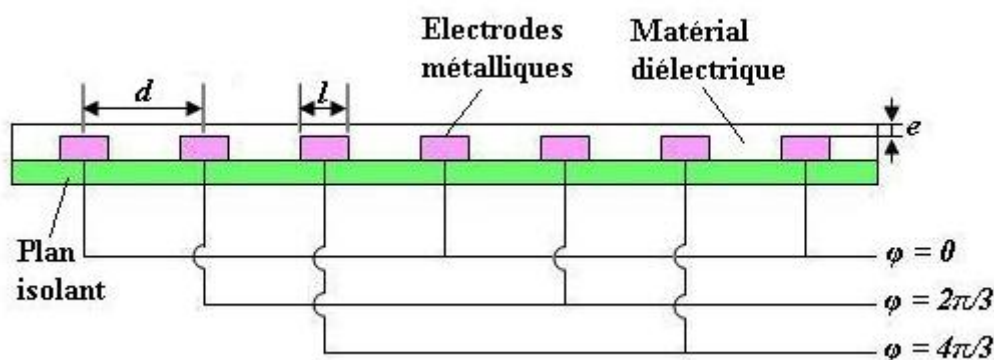


Figure 1.21 Section transversale d'un rideau électrique triphasé.

En un point dans l'air au-dessus de la surface de l'isolant, le rideau électrique multi-phases a un champ électrique tournant. On pourrait s'attendre à un mouvement cyclique des particules chargées. Mais le champ électrique diminue avec la distance au plan des électrodes de façon que le cycle n'est pas fermé ; sur une période du champ alternatif, l'analyse du mouvement d'une particule chargée a établi que la force exercée sur la particule a une composante verticale qui peut compenser la force de gravitation et une composante horizontale dont la direction dépend du signe de la charge [47][48]. La force résultante est proportionnelle à la charge de la particule et au champ électrique et dépend aussi du gradient de champ. Ceci explique le balayage horizontal des particules chargées qui sortent ainsi de la zone soumise au champ.

1.7.1.2 Rideaux électriques à onde stationnaire

Masuda a également examiné le cas plus simple où deux « peignes » intercalés sont alimentés par une tension monophasée (Figure 1.22), l'un est connecté à la tension alternative et l'autre est relié à la masse. Dans ce cas, le champ électrique est oscillant (« standing-wave » en anglais) et, en un point, le champ a une direction définie et une amplitude oscillant à la période imposée. Une particule chargée unique a donc un mouvement oscillatoire. Pour le dispositif horizontal, il apparaît une force résultante verticale qui peut repousser la particule chargée ; mais, pour une amplitude suffisamment faible du mouvement des particules, la composante horizontale moyennée spatialement est nulle et une particule unique devrait être piégée dans la région autour de la position initiale, entre les deux électrodes les plus proches. Si l'amplitude du champ est plus élevée, le mouvement peut être beaucoup plus complexe et nous avons observé un déplacement assez aléatoire de particules finissant par quitter la zone soumise au champ. Z. Dudzicz [49] a suggéré que le processus pourrait être utilisé pour étudier et construire de nouveaux types de précipitateurs et de séparateurs électrostatiques.

1.7.2 Applications du rideau électrique à onde stationnaire

Des expériences effectuées avec un dispositif à ondes stationnaires ont montré que les poudres de certains composés comme le poly-chlorure de vinyle (PVC), le polyéthylène (PE), le nylon et des résines époxy se chargent au contact de la feuille d'isolant (Téflon, PE ou même papier) recouvrant les électrodes ; la poudre déposée présente une agitation intense lorsqu'une tension suffisante est appliquée [5]. Masuda n'a pas discuté le phénomène d'expulsion progressive de la poudre hors de la zone de champ. Il est vraisemblable que les interactions entre les particules chargées contribuent à donner aux particules une vitesse moyenne horizontale non nulle.

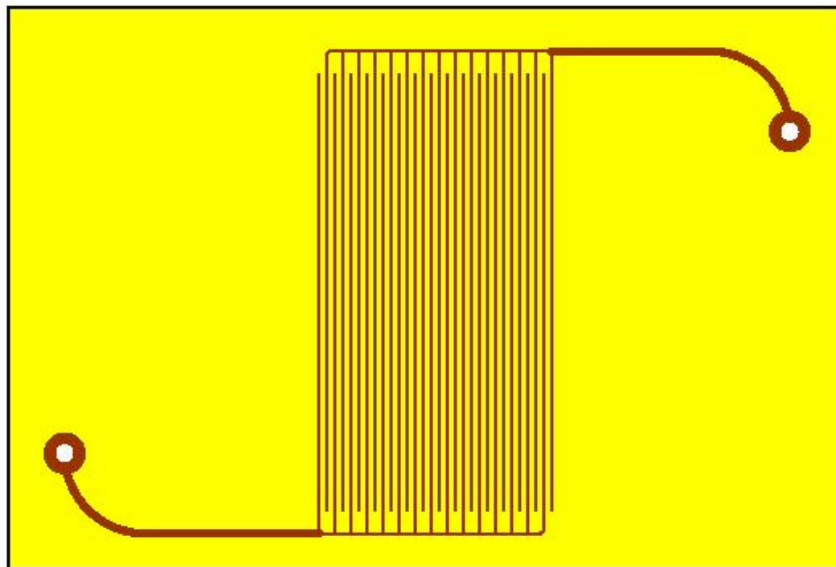


Figure 1.22 Rideau électrique à onde stationnaire avec double réseau (d'après [51]).

Assez récemment des observations ont été effectuées sur des rideaux électriques à

onde stationnaire étudiés dans le but de dépoussiérer les couches de poudre déposée, en particulier, sur les panneaux solaires martiens. Sims et al. [50] ont utilisé des réseaux intercalés d'électrodes du type montré dans la Figure 1.22, ce qui génère une onde stationnaire. Dans l'air à 1 bar, pour des tensions appliquées suffisamment élevées (quelques kilovolts) de fréquence variant de quelques dizaines à quelques centaines de Hertz, il se produit une mise en agitation de la poudre déposée sur la couche isolante qui enduit les deux réseaux d'électrodes et l'on observe une éjection notable bien qu'incomplète des particules hors de la zone soumise au champ. Sims et al. [50] ont montré que le facteur de nettoyage, c'est-à-dire la proportion de poudre enlevée par le champ alternatif, est une fonction croissante de la tension appliquée et prend des valeurs très similaires pour trois poudres : polymère acrylique, lactose et une poudre simulant la poussière de Mars. D'autres expériences ont été effectuées dans un gaz sous une pression égale à la pression typique régnant au sol sur Mars. Des phénomènes similaires ont été observés avec la différence que l'agitation de la poudre et son enlèvement ont lieu pour des tensions appliquées notablement plus faibles que dans l'air à 1 bar [52].

Dans tous ces travaux [50][52] les auteurs n'ont pas identifié clairement l'origine de la charge des particules et le mécanisme aboutissant à l'éjection des particules chargées. Si l'on parvient à bien maîtriser les phénomènes, une telle technique pourrait être utilisée pour enlever, de manière intermittente, la couche déposée sur les panneaux solaires de modules sur Mars.

Deux questions se dégagent des observations sur les rideaux électriques à onde stationnaire. La première concerne l'origine de la charge des particules. Il a été proposé que les particules acquièrent leur charge par effet triboélectrique [50], mais on ne sait pas si le mouvement des particules est une conséquence de leur charge antérieure ou s'il est à l'origine de leur charge (par collision ou contact). La deuxième question concerne l'enlèvement progressif des particules qui n'est pas attendu pour un champ électrique oscillant stationnaire. Bien que cette question requière une analyse détaillée, nous pouvons proposer quelques hypothèses simples pour essayer de comprendre les observations, en particulier le caractère aléatoire du déplacement des grosses particules. D'abord, il y a beaucoup de particules qui sautent plus ou moins au hasard et les interactions attractive et répulsive entre elles vraisemblablement ont un effet résultant non nul. Deuxièmement, même si nous considérons une particule unique chargée, le mouvement périodique supposé le long d'une petite partie d'une ligne de champ est une image asymptotique simplifiée valable pour un temps suffisamment grand. Le régime transitoire du mouvement d'une particule dépend de sa taille et de charge et aussi de la fréquence de la tension appliquée. Par ailleurs, pour une force électrique élevée et/ou une faible fréquence du champ, l'amplitude de la quasi-oscillation d'une particule chargée peut être plus grande que la distance entre axes des électrodes adjacentes ; la combinaison avec la charge et les fluctuations du champ peuvent amener à un déplacement de la position moyenne de la particule (moyennée sur une période) et à des sauts de temps en temps d'une zone d'inter-électrode à une autre. Autrement, la petite échelle et le

mouvement du gaz plus ou moins au hasard induit par les particules qui sautent peuvent jouer un rôle et contribuer à une sorte de diffusion, éventuellement aboutissant à la sortie des particules en dehors de la zone soumise au champ.

Au Chapitre 2, nous présentons les résultats de l'étude expérimentale sur les rideaux électriques monophasés centrés sur la caractérisation des phénomènes et sur la possibilité d'utilisation de rideaux électriques à onde stationnaire pour enlever la poudre déposée sur des panneaux solaires de modules martiens.

1.8 Dépoussiérage de panneaux solaires

1.8.1 La planète Mars et les problèmes rencontrés

L'atmosphère de la planète Mars est assez différente de celle de la Terre. Elle est composée principalement de dioxyde de carbone (95,32%), de petites quantités d'azote (2,7%) et d'argon (1,6%) ainsi que de quelques traces de vapeur d'eau (0,03%) et d'oxygène (0,13%). La température moyenne ambiante enregistrée au sol varie de -140°C à 20°C. La pression moyenne quotidienne à la surface de Mars n'est que de 7 millibars (moins de 1% de celle de la Terre); elle varie de 5 millibars à 10 millibars selon la latitude et la saison [53]. L'atmosphère est néanmoins suffisamment dense pour supporter des vents très forts qui peuvent être supérieurs à 100 km/h, ainsi que d'énormes tempêtes. Les poussières sont alors soulevées jusqu'à plusieurs dizaines de kilomètres d'altitude par ces tempêtes [53] et parfois l'atmosphère poussiéreuse recouvre toute la planète pendant des mois. La majorité des particules de poussière en suspension dans l'atmosphère ont un diamètre ~ 1 à $2 \mu\text{m}$ [50]. Les poussières en suspension absorbent une partie assez importante du rayonnement solaire, ce qui diminue l'énergie récupérable au sol.

Les premiers véhicules déposés sur Mars ont mis en évidence un dépôt progressif de poussière sur les panneaux solaires leur fournissant l'énergie [54] par sédimentation. Cette sédimentation par gravitation est la source principale de la formation de couche de poussière sur les surfaces horizontales. La dégradation de l'efficacité de cellules photovoltaïques due au dépôt de poussière est d'environ 0,28 % par sol (le sol est la période de rotation de Mars $\cong 24,7$ heures) [55]. L'obscurcissement des panneaux pourrait atteindre des niveaux importants empêchant la poursuite du fonctionnement du module pour des missions de longue durée.

1.8.2 Conséquences de la faible pression atmosphérique sur Mars

La composition et la faible pression de l'atmosphère de Mars [56] jouent un rôle important sur les décharges électriques et le mouvement des particules. Le premier fait est que le libre parcours moyen des molécules du gaz ne peut pas être négligé par rapport au diamètre des particules, de l'ordre du micromètre. Ceci joue un rôle très important pour la vitesse de migration des particules. L'autre conséquence de la faible pression atmosphérique sur Mars est que les caractéristiques des décharges électriques sont très différentes de celles sur Terre.

1.8.2.1 Libre parcours moyen et densité de gaz

Afin d'étudier la charge et la migration des particules, il est nécessaire de connaître les paramètres atmosphériques de Mars (voir Annexe II). En particulier le libre parcours moyen λ des molécules de gaz carbonique CO_2 dépend de la densité du gaz ρ_g et de la viscosité dynamique η . Le libre parcours moyen λ peut être calculé selon la formule suivante [57] :

$$\lambda = \frac{3 \cdot \eta}{v_m \cdot \rho_g} \quad (1-34)$$

où v_m représente la vitesse d'agitation thermique des molécules. La viscosité dynamique η est calculée avec la méthode de Chung et al. [58] ; par exemple, $\eta_{293K} = 1,45 \times 10^{-5}$ Pa·s et $\eta_{210K} = 1,03 \times 10^{-5}$ Pa·s. La densité ρ_g dépend seulement de la température ; en appliquant l'équation d'état des gaz parfaits, nous obtenons les valeurs montrées dans la Figure 1.23 pour le dioxyde de carbone CO_2 pour deux températures différentes : $T = 293$ K (20°C) et $T = 210$ K (-63°C). Cette figure montre que les valeurs du libre parcours moyen λ et de la densité du gaz ρ_g sont très significativement fonctions de la pression entre 4 et 12 mbar.

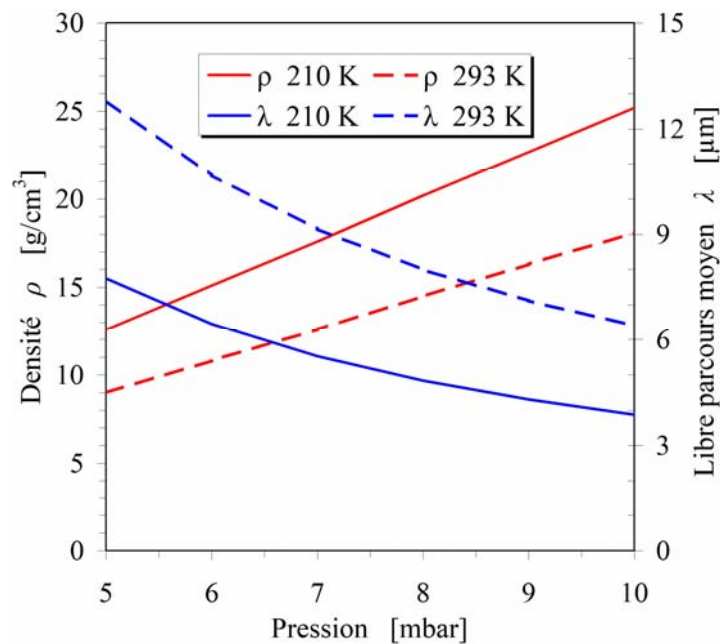


Figure 1.23 Variations de la densité ρ_g et du libre parcours moyen λ en fonction de la pression pour CO_2 .

Un fait important est que le libre parcours moyen des molécules est environ 100 fois plus grand que dans l'air ($p = 1$ bar). Le libre parcours moyen élevé va jouer un rôle important pour les caractéristiques des décharges couronne, ainsi que pour la charge des particules et leur vitesse de migration (voir chapitre 3, §3.3).

1.8.2.2 Courbe de Paschen dans le CO_2

Le fait que la taille des particules considérées est plus petite que le libre parcours moyen λ des molécules gazeuses joue un rôle très important sur la vitesse de migration des

particules chargées. La faible pression sur Mars conduit à des caractéristiques de décharges électriques clairement différentes de celles généralement observées dans l'air à pression atmosphérique terrestre. La Figure 1.24 montre la courbe de Paschen caractérisant les décharges électriques dans le dioxyde de carbone. Cette courbe a une valeur minimum $V_{\min} \cong 420$ V pour le produit $(pd)_{\min} = 68$ Pa.cm [59].

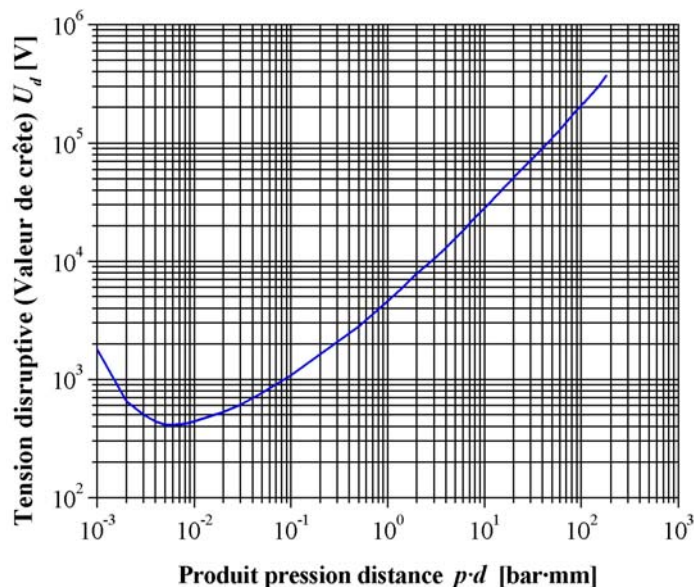


Figure 1.24 Courbe de Paschen pour le CO₂ à 20°C (d'après [60]).

En retenant les valeurs typiques $T = 210$ K pour la température et $p = 7$ mbar pour la pression de l'atmosphère sur Mars, nous trouvons que la distance minimum d_{\min} est d'environ 1 mm, une valeur environ 100 fois plus grande que dans l'air à la pression atmosphérique terrestre. Sous la pression $p = 7$ mbar, la courbe de Paschen indique que les valeurs de tension de claquage sont environ de 420 V, 1 kV et 5 kV pour $d = 1$ mm, 1 cm et 10 cm respectivement. Ceci implique que le gaz ne sera pas un bon milieu isolant et que les étincelles peuvent très facilement se produire lorsqu'on augmente la tension appliquée. Une autre conséquence résultant de la valeur d_{\min} élevée à faible pression est que des contre-émissions sont facilement déclenchées sur les électrodes collectrices. Le claquage est donc à craindre à la place de la décharge couronne unipolaire. Par conséquent, le processus de charge des particules par décharge couronne unipolaire ne sera possible que dans un intervalle très limité de tension.

1.8.3 Empêcher le dépôt sur les panneaux solaires

Les moyens d'enlèvement de poussière peuvent être classés en quatre catégories : naturel, mécanique, électromécanique et électrique [61]. Sur Mars, le moyen d'enlèvement naturel est le vent. La catégorie mécanique consiste à physiquement nettoyer la surface, par essuyage mécanique, ou soufflage (jet de gaz) ou encore à le protéger par un couvercle amovible. Des moyens électromécaniques sont par exemple des vibrations ou impacts des panneaux, ou l'utilisation de sons ou d'ultrasons pour briser l'adhésion des particules. Le

moyen le plus simple d'enlèvement électrique est la technique électrostatique, qui ne nécessite aucune pièce en mouvement.

Nous avons deux stratégies possibles pour limiter la détérioration des performances des panneaux solaires. La première consiste à empêcher ou, au moins, limiter fortement le dépôt de poussière; ceci implique une action permanente. Elle apparaît envisageable avec des techniques électrostatiques si la consommation d'énergie est suffisamment faible. Une des façons assez simples dans le principe consiste à dépoussiérer l'atmosphère juste au-dessus du panneau solaire à l'aide d'un précipitateur électrostatique. L'efficacité de collecte apparaît suffisante pour concevoir une telle technique en atmosphère calme [56]. Mais il n'est pas sûr que le fonctionnement soit satisfaisant en cas de vent fort et de tempête et, de plus, cette technique n'a aucune action sur les particules déjà déposées.

La seconde stratégie est d'éliminer la couche de poussière déposée lorsque l'absorption de la lumière solaire par la couche atteint un certain niveau (action intermittente). Elle consiste à enlever la couche de temps en temps par un moyen mécanique (brosse, essuie-glace) ou électrique, par exemple utilisation de rideaux électriques en admettant que les particules sont chargées ou qu'on arrive à les charger. C'est ce genre de procédé qui est étudié dans la suite.

Chapitre 2. Enlèvement d'une couche de particules par rideaux électriques à onde stationnaire

Dans le premier chapitre nous avons présenté le principe des rideaux électriques imaginés par Masuda. Dans ce chapitre des travaux antérieurs sur des rideaux électriques à onde stationnaire sont d'abord rappelés. Ensuite, on montre que, pour les poudres appelées « non actives », l'enlèvement total de la couche de poussière n'est possible qu'en présence de décharges à barrière diélectrique. Le résultat principal concernant l'utilisation de la technique de rideau électrique à onde stationnaire pour les panneaux solaires de futurs modules sur Mars est que l'enlèvement des fines particules n'est pas possible lorsque l'adhésion des particules est forte.

2.1 Rappel de travaux antérieurs

2.1.1 Observations de Sims et al.

Assez récemment, des expériences ont été effectuées sur des rideaux électriques à alimentation monophasée pour enlever une couche de poussière déposée, avec comme application recherchée le dépoussiérage des panneaux solaires alimentant les modules sur la planète Mars [50][52][62]. Sims et al. [50] ont utilisé deux réseaux intercalés d'électrodes du type montré dans la Figure 1.22, ce qui génère une onde stationnaire. Dans l'air (pression $p \approx 1$ bar), en appliquant une tension de quelques kilovolts, de fréquence variant de quelques dizaines à quelques centaines de Hertz et des formes d'onde sinusoïdale, rectangulaire, triangulaire et en impulsion, la poudre se trouvant au-dessus de la couche isolante (polyuréthane) dans laquelle sont noyées les électrodes est mise en agitation et une partie de celle-ci est éjectée hors de la zone soumise au champ. Les particules suffisamment chargées sont soulevées au-dessus de la couche du panneau par la force de répulsion électrique qui compense la force de gravitation. En même temps, ces particules se déplacent le long de la surface du panneau et sortent de la zone soumise au champ au bout d'un temps de l'ordre de quelques secondes. Sims et al. ont indiqué que la proportion de particules enlevées est une fonction croissante de la tension appliquée et prend des valeurs très similaires pour les trois poudres étudiées : polymère acrylique, lactose et une poudre simulant la poussière de Mars [50].

D'autres expériences ont été effectuées sous des pressions de gaz typiques de celles existant à la surface de Mars. Des phénomènes tout à fait similaires ont été observés ; la seule différence notable est que l'agitation de la poudre et son expulsion partielle se produisent pour des tensions appliquées nettement plus faibles que dans l'air à 1 bar [52]. Avant de présenter les résultats des nos expériences on rappelle les observations de Masuda et ses collègues [5] qui ont clairement montré que, pour certaines poudres, il y a charge des particules par contact.

2.1.2 Expériences de Masuda avec des poudres dites « actives »

Masuda et ses collègues [5][46][48] ont étudié le cas le plus simple de rideaux électriques à ondes stationnaires alimentés par une tension alternative monophasée. Dans ce cas nous avons une onde stationnaire et, en un point, le champ électrique a une direction fixe et une amplitude oscillant à la période imposée. Une particule chargée unique a donc un mouvement oscillatoire suivant la ligne de champ électrique. Pour une installation horizontale, il apparaît une force verticale contre la force de gravitation qui peut soulever la particule chargée ; mais pour les amplitudes assez petites du mouvement des particules, la composante horizontale de la force électrique moyennée dans le temps et dans un plan horizontal est zéro. Une particule unique devrait donc être piégée dans la région entre les deux électrodes les plus proches, pas loin de sa position initiale (le gaz étant au repos). Les expériences donnent un résultat différent. Dans un rideau électrique à onde stationnaire,

Masuda et al. [5] ont observé que des poudres de certains polymères comme PVC, PE, nylon et quelques résines époxy sont facilement chargées par contact avec le matériau isolant recouvrant les électrodes (PTFE ou PE). Pour une tension appliquée suffisamment élevée, les particules montrent une agitation intense [5] et sont progressivement expulsées de la zone soumise au champ électrique alternatif. Les auteurs n'ont pas donné d'explication pour ces phénomènes qui n'ont pas été discutés.

2.2 Dispositifs expérimentaux

2.2.1 Réseaux d'électrodes

Afin de répéter d'abord les expériences de Masuda et d'effectuer ensuite d'autres études sur les rideaux électriques à onde stationnaire, plusieurs ensembles d'électrodes ont été construits en cuivre en forme de peignes par la technique classique de fabrication de circuits imprimés à partir de plaques (couche de cuivre sur résine époxy). Les dispositifs avec des électrodes intercalées ont été construits (Figure 2.1). Les électrodes ont une largeur l variant de 0,25 à 0,7 mm et une distance entre axes (demi-longueur d'onde) d qui varie de 0,75 à 2,5 mm. Excepté dans un cas, ces ensembles d'électrodes ont été isolés. La première manière de procéder a consisté à déposer sur le dispositif une couche de résine époxy liquide dont l'épaisseur e était comprise entre 100 μm et 500 μm . Le dispositif était ensuite mis dans une étuve à vide et les petites bulles d'air étaient éliminées par pompage jusqu'à environ 1 Pa. Le dispositif était ensuite modérément chauffé pour accélérer la polymérisation. Une deuxième manière de réaliser la barrière diélectrique isolant les électrodes consiste à coller une feuille de mylar ($e = 100 \mu\text{m}$) en utilisant une colle cyano-acrylate. Pour les panneaux solaires sur Mars, le verre sera probablement utilisé. Pour quelques essais nous avons donc remplacé la feuille de mylar par une lame de verre ($e = 200 \mu\text{m}$) et vérifié que les résultats étaient pratiquement identiques [63].

Une tension alternative sinusoïdale de fréquence variant de 20 à 500 Hz a été appliquée entre les deux ensembles d'électrodes. Cette tension a été obtenue à partir d'un signal donné par un générateur de basse fréquence amplifié par un amplificateur HiFi et appliqué au circuit primaire d'un transformateur de 10 kilovolts (valeur crête). Dans la suite nous donnons toujours la valeur efficace de la tension appliquée.

2.2.2 Poudres étudiées

Quatre poudres différentes ont été utilisées dans les expériences : polyéthylène (PE), polychlorure de vinyl (PVC) qui sont plutôt grossières (taille typique des particules de 20 à 30 μm), calcite (CaCO_3), une poudre fine de taille typique $\cong 0,6 \mu\text{m}$ [64] et une poudre qui est supposée être représentative des poussières et des particules existant sur Mars. Cette poudre simulant la poussière de Mars provient de Salten Skov au Danemark [65]. C'est une poussière sédimentaire naturelle contenant une forte concentration d'oxydes de fer (approximativement 60% en masse) avec comme composition minéralogique : 73% de

goethite, 14% d'hématite et 13% de maghémite [66]. Elle est très fine (maximum de la distribution à $0,6 \mu\text{m}$ - voir Figure 2.2 réalisée à l'aide d'un compteur optique - TOPAS LAP 320 monté dans notre dispositif expérimental). La Figure 2.3 montre les particules déposées par sédimentation après injection de la poudre dans l'enceinte sous pression réduite ($p = 7 \text{ mbar}$) de CO_2 . La répartition en taille observée sur cette figure apparaît contradictoire avec la distribution granulométrique de la Figure 2.2. Ceci provient vraisemblablement de la charge des particules par tribo-électrisation lors de l'injection et de l'agrégation des particules chargées au sein de la suspension qui sédimente lentement (~ 20 minutes).

Les deux poudres fines (calcite et poudre simulant la poussière de Mars) sont desséchées à 180°C pendant plusieurs jours pour enlever l'humidité.

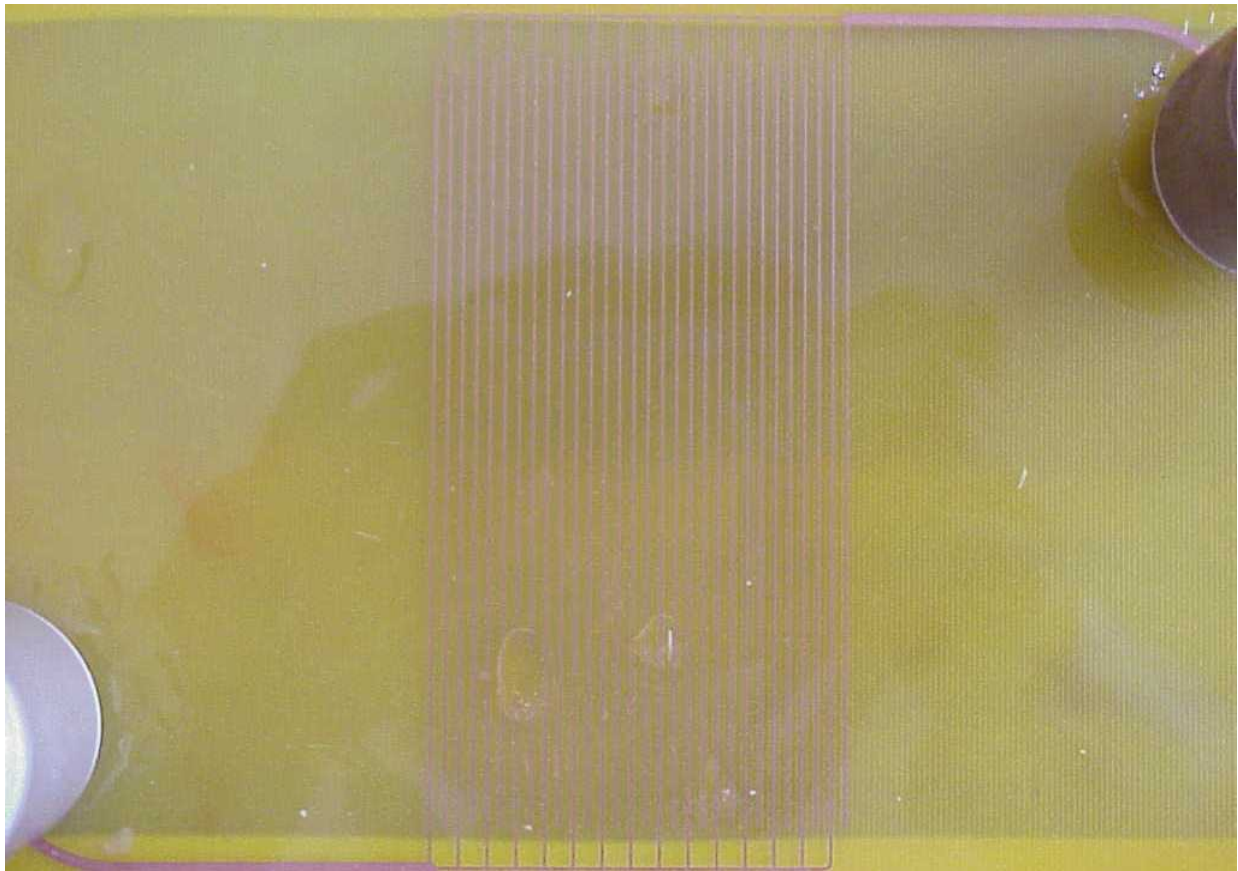


Figure 2.1 Photographie d'un rideau électrique à onde stationnaire réalisé.

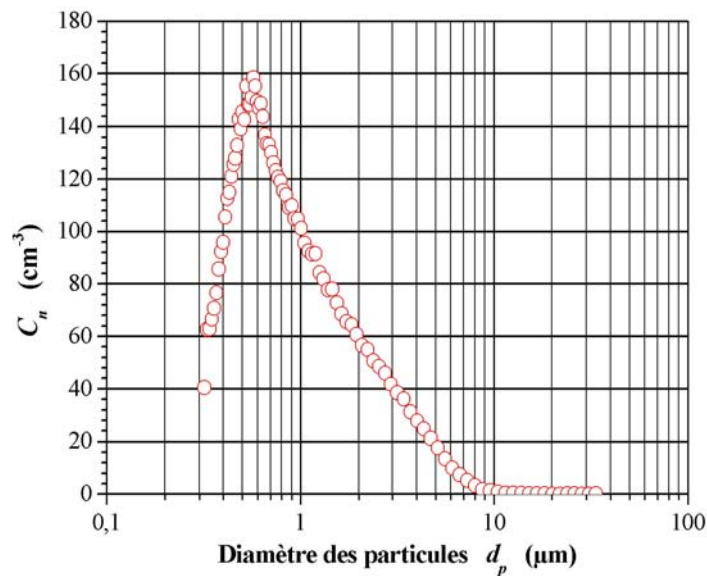


Figure 2.2 Distribution granulométrique de la poudre simulant la poussière de Mars (Salten Skov).

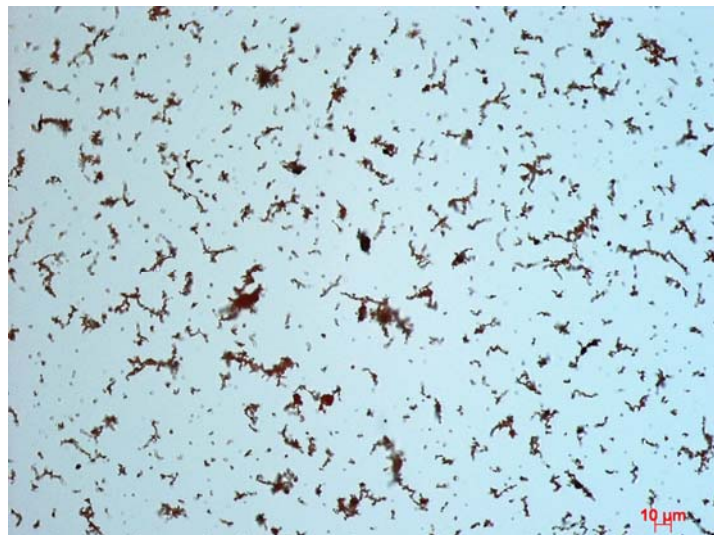


Figure 2.3 Poudre (Salten Skov) déposée par sédimentation (appareil photo de marque Axio Cam MRc). On voit les agrégats mais pas les plus fines particules.

2.2.3 Dispositif expérimental à vide

L'installation expérimentale montrée schématiquement sur la Figure 2.4 consiste principalement en une chambre à vide. Un cylindre vertical en verre (diamètre intérieur : 46,5 cm, hauteur : 63,5 cm, épaisseur de verre : 16 mm) est clôturé par deux plaques métalliques horizontales avec les ouvertures appropriées pour le pompage du gaz, l'injection de la poudre et pour les traversées électriques. Après fermeture du cylindre, l'air est pompé à l'aide d'une pompe primaire jusqu'à la pression demandée pour les expériences dans l'air. Afin d'imiter l'atmosphère de Mars, l'air est d'abord pompé presque totalement (jusqu'à environ 10^{-2} mbar). Puis le gaz carbonique CO_2 est introduit pour obtenir une pression analogue à celle qui existe sur Mars (généralement 5 à 10 mbar).

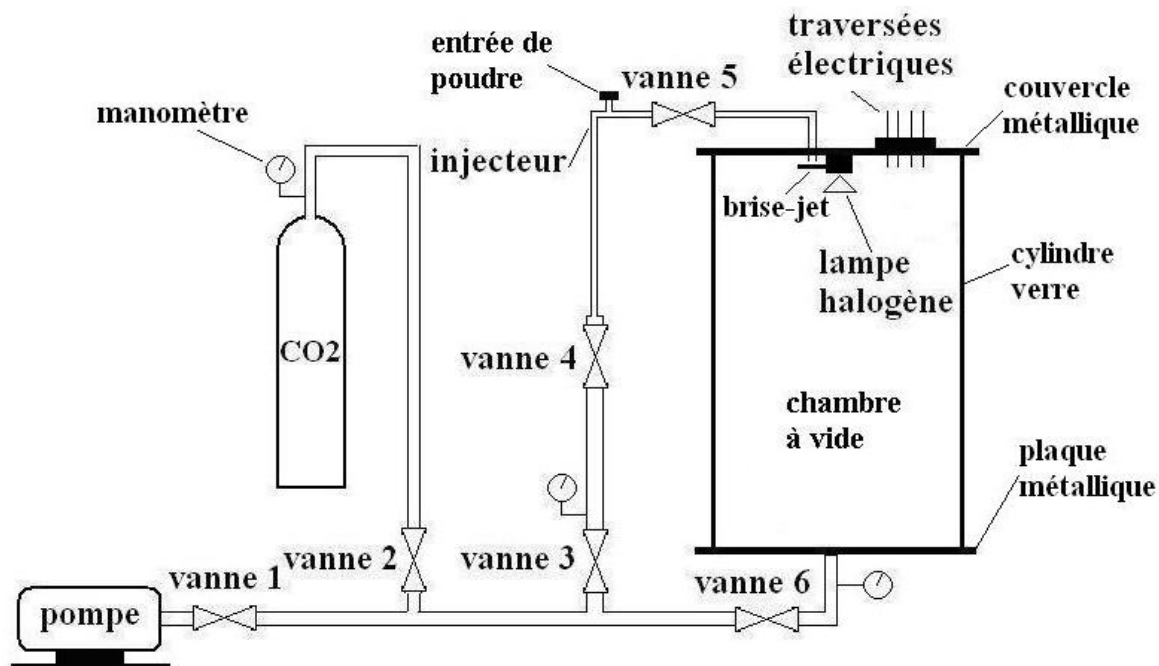


Figure 2.4 Schéma de la chambre à vide et des systèmes de contrôle de la pression (air ou CO₂) et d'injection de poudre.

Une attention particulière a été donnée aux fils et aux différents câbles d'alimentation des dispositifs placés dans l'enceinte à vide : ces câbles et les raccordements ont été très soigneusement isolés afin d'éliminer toutes les décharges parasites qui se produisent très facilement sur les pièces métalliques en contact avec le gaz à faible pression lorsqu'on applique des tensions alternatives d'amplitude plus haute que quelques centaines de volts.

La technique expérimentale pour injecter la poudre simulant la poussière de Mars est la suivante : une certaine quantité de poudre est déposée dans le tube d'injection en verre entre les vannes n°4 et n°5 (voir Figure 2.4). Après fermeture de l'entrée pour la poudre, l'air dans la conduite entre les vannes n°3 et n°5 est lentement vidé par le pompage de la totalité de l'air de la chambre à vide jusqu'à 10^{-2} Pa et nous la remplissons de CO₂ sous une pression de 5 mbar avant de fermer les vannes n°4 et n°6; puis une quantité finie de CO₂ est introduite dans le réservoir entre les vannes n°3 et n°4 avec une pression d'environ 700 mbar, avant de fermer la vanne n°3. En ouvrant la vanne n°4 l'écoulement vigoureux du gaz entraîne entièrement la poudre qui est injectée par le tube de verre et bien dispersée dans l'enceinte à vide par un brise-jet de PVC qui se trouve au-dessous de la plaque supérieure de l'enceinte de vide (la légère augmentation de la pression interne résultant du processus d'injection est réduite par pompage juste avant l'injection suivante de poudre). A la fin de la dispersion, la pression est de 7 mbar dans la chambre à vide et la vanne n°5 est refermée. Pour un test suivant, chaque injection est redémarrée très simplement. Nous ouvrons les vannes n°5 et n°6 et diminuons la pression du système à 5 mbar par la pompe primaire. Après fermeture de la vanne n°6 et ouverture de la vanne n°3, on répète le processus d'ajout de CO₂ à la pression de 700 mbar dans le réservoir entre n°3 et n°4 puis de dispersion de la poudre.

2.3 Expériences dans l'air

2.3.1 Observations pour un réseau d'électrodes nues

Une première série d'essais a été faite pour reproduire certaines expériences de Masuda avec les rideaux électriques à onde stationnaire [5]. Nous avons utilisé un réseau d'électrodes semblable à celui de la Figure 2.1 avec $l = 0,7$ mm, $d = 2,5$ mm. Les électrodes étaient nues (pas de couche isolante déposée). Dans ces conditions la tension seuil de décharge dans l'air ($p \cong 1$ bar) était $V_c \cong 2400$ V. Le réseau d'électrodes nues a été couvert avec une feuille de matériau isolant (PTFE ou mylar) d'épaisseur $e \cong 100$ μ m (entre les électrodes et la feuille de PTFE ou de mylar, une couche d'air existe dans laquelle des décharges peuvent se produire). Nos observations ont entièrement confirmé celles de Masuda et al. [5] concernant le mouvement des particules à pression atmosphérique. Pour certaines poudres (appelées "actives" par Masuda et al.) comme le PVC et le PE (particules de diamètre $d_p \sim 20$ à 30 μ m), avec une tension alternative appliquée V_{appl} de quelques centaines de volts, les particules montrent un mouvement oscillatoire au-dessus du plan. Schématiquement, pour une fréquence supérieure à environ 100 Hz ou inférieure à 30 Hz, il y a une vibration, la plupart des particules restant au même endroit. Pour une fréquence entre 30 et 100 Hz, l'oscillation est plus vigoureuse et les particules ont une trajectoire plus aléatoire ; leur amplitude de vibration augmente avec la tension appliquée ($V_{appl} < 2,4$ kV). Après quelque temps, les particules sortent de la zone soumise au champ bien qu'il n'y ait pas de champ glissant. Le temps de sortie, de l'ordre de 20 s pour ce rideau électrique, ne dépend que légèrement de la tension appliquée et de la fréquence. Pour $V_{appl} > 2,4$ kV, la mesure du courant a confirmé l'existence de décharges entre électrodes adjacentes (nombreuses impulsions de courant symétriques pour les deux demi-périodes). Alors les poudres de PVC et de PE présentent une agitation forte menant à l'expulsion d'une fraction importante des particules sur chaque côté de la zone rectangulaire définie par les électrodes (le temps de sortie des particules est de l'ordre de quelques secondes). Ce comportement n'est pas facilement explicable ; en effet, il faut noter que les particules sont placées au-dessus du film de PTFE et, par conséquent, elles ne sont pas chargées par les ions créés par les décharges qui se produisent entre les électrodes sous le film isolant.

Les résultats de ces études préliminaires concernant des particules assez grosses (~ 30 μ m en diamètre) confirment les observations de Masuda et al. : les poudres sont "actives" ou "inactives" par rapport au substrat [5]. Vraisemblablement les particules des poudres "actives" sont facilement chargées par électrisation due au contact avec le substrat et gardent leur charge à cause de leur très forte résistivité. Malheureusement, la poudre simulant la poussière de Mars n'est pas "active" ; quelle que soit la nature de la feuille isolante couvrant les électrodes, en augmentant la tension appliquée (même au-dessus de la tension seuil des décharges entre les électrodes nues), il n'y a aucun mouvement observé des particules déposées sur la feuille isolante.

2.3.2 Observations pour des réseaux d'électrodes isolées

Les décharges possibles entre électrodes métalliques sont éliminées par l'isolation de l'ensemble des électrodes dans une couche de matériau isolant. Nous avons premièrement utilisé un dispositif avec une couche de résine époxy d'épaisseur $e \cong 0,2$ mm. Avec ce dispositif, nous avons obtenu des décharges partielles dans l'air au-dessus de la surface de la couche isolante pour $V_{appl} > V_{DBD} \cong 4000$ V ; une quantité limitée de charges est produite par demi-période de ces décharges à barrière diélectrique (DBD). En déposant et en répartissant une couche de poudre PVC ou PE sur le dispositif à l'aide d'une petite brosse, pour une tension appliquée $V_{appl} > 4000$ V, nous avons observé que les décharges DBD et le champ mettent en mouvement les particules de sorte que presque toute la poudre a été éjectée de la zone active au bout d'un temps limité (de l'ordre de 10 s).

En répétant les expériences avec ce dispositif et avec un deuxième dispositif ($l = 0,4$ mm, $d = 2$ mm, $e \cong 0,5$ mm) et en utilisant deux poudres bien séchées qui sont la calcite et la poudre simulant la poussière de Mars, nous avons obtenu une image plus précise des phénomènes. Pour V_{appl} inférieur à une tension seuil V_{mouv} qui est la tension de début de mouvement des particules ($\cong 800$ V pour le deuxième ensemble d'électrodes utilisé), il n'y a aucun mouvement visible (soulèvement et vibration) des particules. Pour $V_{appl} > V_{mouv}$ (mais $V_{appl} < V_{DBD}$), quelques particules (chargées) sont mises en mouvement et éjectées de la zone soumise au champ électrique alternatif. Plus précisément, en augmentant V_{appl} par un pas de petite amplitude, un certain nombre de particules sont soulevées et montrent une agitation plus ou moins aléatoire ; après un certain temps elles sortent de la zone soumise au champ électrique et il n'y a plus de particule en mouvement. Un autre pas de V_{appl} provoque le soulèvement d'autres particules qui ont vraisemblablement une charge suffisamment haute pour qu'elles échappent à la couche de poudre. Nous avons donc observé un enlèvement progressif – mais très limité – des particules en fonction de la tension appliquée.

Pour $V_{appl} > V_{DBD}$ ($\cong 4000$ V pour cette configuration d'électrodes), les décharges à barrière diélectrique (DBD) apparaissent dans l'air et on observe une agitation plus forte d'un nombre plus important de particules. La poudre est alors expulsée avec un taux plus élevé (voir Figure 2.5). Dans ces conditions, les décharges à barrière diélectrique créent des ions qui peuvent charger les particules ou agglomérats ayant une charge "naturelle" faible ; on comprend alors que l'expulsion de la poudre peut être beaucoup plus importante.

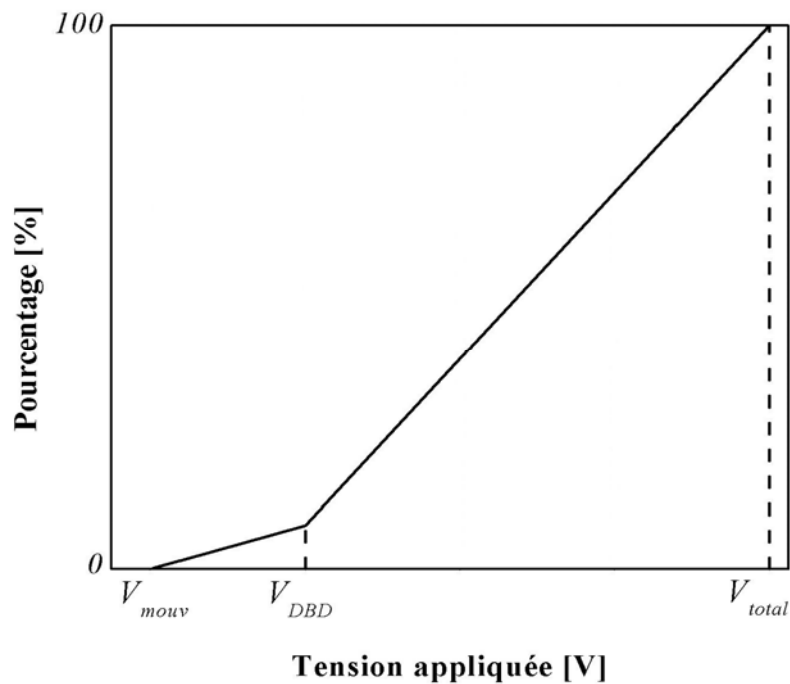


Figure 2.5 Représentation schématique de l'enlèvement des particules en fonction de la tension appliquée au rideau électrique à onde stationnaire.

Nous avons donc observé, pour une tension V_{appl} (ici $\cong 6000$ V) plus grande que V_{DBD} dans l'air atmosphérique, un enlèvement complet de poudre de calcite déposée sur la surface de résine époxy (voir Figure 2.6) avec un réseau d'électrodes $d \cong 2,5$ mm, $l \cong 0,7$ mm et $e \cong 0,2$ mm. De même, en utilisant deux nouveaux réseaux (voir Figure 2.14), la poudre simulant la poussière de Mars déposée sur la surface de mylar avec est totalement expulsée vers les quatre côtés des rideaux électriques (Figure 2.7).

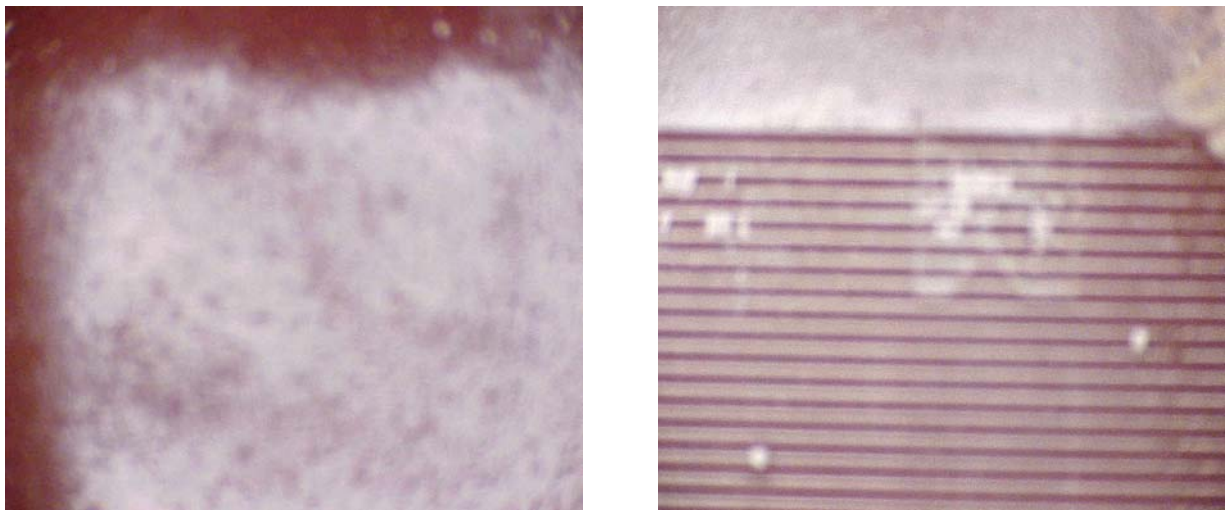
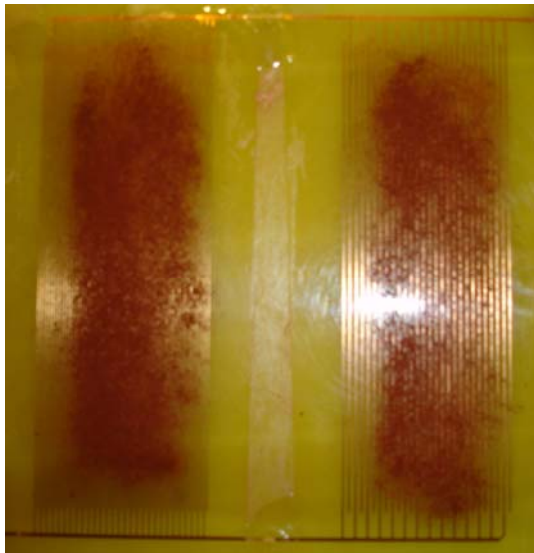
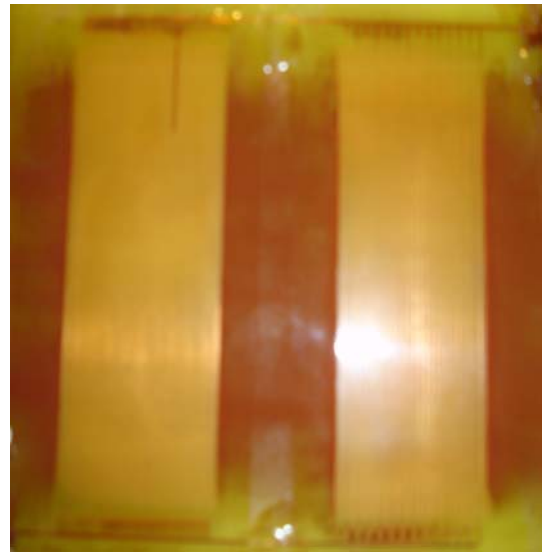


Figure 2.6 Photographies illustrant l'enlèvement de poudre de calcite dans l'air atmosphérique. Vues avant (à gauche) et après (à droite) l'application d'une tension $V_{appl} = 6$ kV pour un rideau électrique $d = 2,5$ mm, $l = 0,7$ mm et $e = 0,2$ mm.



Rideau I

Rideau II



Rideau I

Rideau II

Figure 2.7 Photographies des rideaux I et II avec la poudre simulant la poussière de Mars dans l'air atmosphérique. a) couches initiales déposées (à gauche) ; b) distributions finales (à droite) après application de $V_{appl} = 6$ kV (pour les rideaux I et II, $V_{DBD} = 2,8$ kV et $2,6$ kV respectivement).

2.3.3 Expériences sous pression réduite

Avec le même dispositif, nous avons effectué un premier test dans l'air à une pression réduite $p = 7$ mbar (analogue à la pression de l'atmosphère de Mars). A la différence des résultats obtenus par Calle et al. [52], nous n'avons observé aucun enlèvement de poudre. Afin de comprendre les phénomènes ayant lieu (ou pas !) dans le gaz à pression réduite, nous avons effectué des expériences avec un autre dispositif de caractéristiques : $l = 0,4$ mm, $d = 2$ mm et $e = 0,2$ mm (l'épaisseur de résine époxy) sous différentes pressions de l'air.

Le dispositif a été mis dans la chambre à vide dans laquelle la pression peut être ajustée de 10^{-5} à 1 bar par pompage (voir Figure 2.4). La poudre simulant la poussière de Mars a été d'abord utilisée pour cette étude de l'effet de pression du gaz, la poudre étant déposée et répartie à l'aide d'une brosse. La pression de l'air étant fixe, en augmentant la tension appliquée, nous avons déterminé les trois valeurs particulières de tension correspondant au commencement de l'agitation des particules (V_{mouv}), au seuil de DBD (V_{DBD}) et à l'enlèvement total de la couche de poudre (V_{total}).

La Figure 2.8 montre pour la poudre simulant la poussière de Mars que la tension d'agitation des particules (V_{mouv}) caractérisant l'apparition d'un mouvement de quelques particules est presque constante (pour $p \geq 50$ mbar). Ceci se comprend si on fait l'hypothèse que des particules sont naturellement chargées par frottement ou contact (triboélectrisation), pendant le processus de dépôt et de répartition de la poudre. Comme cela peut être prévu à partir de la courbe de Paschen (voir Figure 1.24), la tension seuil de DBD, V_{DBD} , diminue de ~ 3000 V à $p = 1$ bar à environ 360 V à $p = 7$ mbar (la valeur de V_{DBD} dépend de la nature et de l'épaisseur du matériau isolant aussi bien que de la distance entre les électrodes). Pour la

pression $p = 7$ mbar la valeur de crête de V_{DBD} ($V_{crête} \cong 500$ V) est supérieure à la tension de Paschen $V_P \geq 340$ V ; la différence $V_{crête} - V_P$ correspond aux deux chutes de tension dans le matériau isolant entre les électrodes et la surface de la couche . Il faut remarquer sur la Figure 2.8 que pour $p < 50$ mbar, les décharges à barrière diélectrique apparaissent pour une tension appliquée plus faible que V_{mouv} ($\cong 800$ V). Dans ce cas, l'agitation de la poudre est déclenchée par les particules chargées par les ions et électrons créés par les décharges à barrière diélectrique.

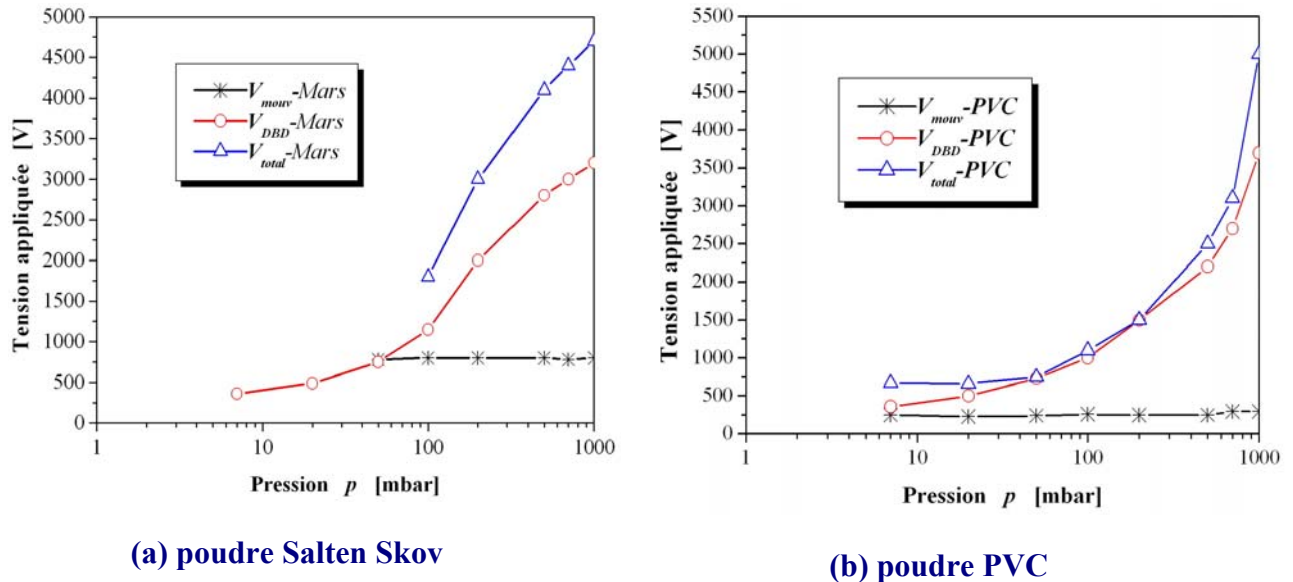


Figure 2.8 Variations de V_{mouv} , V_{DBD} et V_{total} en fonction de la pression pour deux poudres ($d = 2$ mm, $l = 0,4$ mm, $e = 0,2$ mm).

Pour $V_{appl} \geq V_{DBD}$, les particules faiblement ou non chargées sont soumises aux DBDs et peuvent acquérir une charge suffisamment élevée pour être soulevées, agitées et expulsées après un certain temps. Clairement l'effet du champ électrique sur la poudre est principalement déterminé par l'existence des décharges à barrière diélectrique. Ces décharges sont confinées aux volumes dans l'air dans lesquels la différence de potentiel excède une tension seuil dépendant de la pression du gaz et de l'échelle caractéristique de ces volumes. Le confinement des décharges (voir Figure 2.12) doit se traduire par un confinement correspondant des zones de la surface de la couche de poudre où arrivent les ions et les électrons et où les particules peuvent être chargées. En effet nous avons observé la formation de bandes dégagées étroites au-dessus des électrodes, la poudre restant pas ou peu perturbée entre les électrodes (Figure 2.9). La largeur des bandes dégagées tend à augmenter avec la tension appliquée et pour une pression de l'air suffisamment élevée ($p \geq 100$ mbar), la poudre est totalement enlevée à une certaine tension V_{total} . Mais sous une faible pression de gaz ($p < 100$ mbar), il n'est pas possible (Figure 2.8) d'enlever totalement la poudre déposée à l'aide d'une brosse (la représentation schématique de l'enlèvement de la poussière dans la Figure 2.5 n'est pas toujours valable).

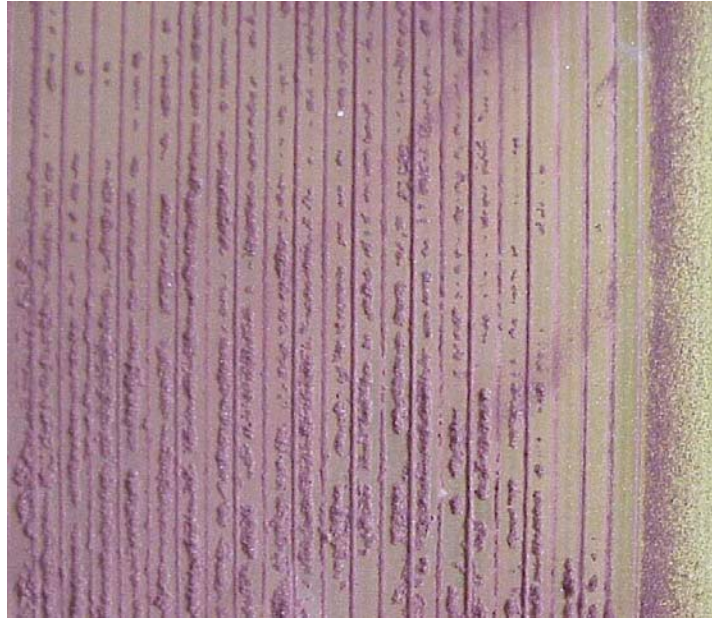


Figure 2.9 Photographie de la poudre (simulant la poussière de Mars) restant entre les électrodes (DBDs dans l'air atmosphérique, $V_{appl} = 5$ kV).

La Figure 2.10 montre les résultats obtenus pour deux poudres de nature différente. Les résultats confirment que la tension appliquée V_{mouv} à laquelle quelques particules commencent à être soulevées et mises en mouvement est indépendante de la pression du gaz. La tension V_{mouv} prend une valeur beaucoup plus petite pour des particules de PVC que pour la poudre simulant la poussière de Mars ; ceci confirme le fait que les particules de PVC peuvent facilement obtenir une charge par contact et/ou triboélectrisation (poudre "active"). Les valeurs de la tension seuil V_{DBD} des décharges à barrière diélectrique dans l'air sont légèrement différentes pour les deux poudres comparées quand $p \geq 100$ mbar ; mais à pression plus faible ($p < 100$ mbar), la différence est insignifiante. Il y a un enlèvement total des particules de PVC avec une assez haute tension appliquée pour toutes les pressions de l'air considérées $p > 7$ mbar. Ce n'est pas le cas pour l'autre poudre : sous les pressions inférieures à environ 100 mbar et pour des réseaux d'électrodes $d \cong 2$ mm, il apparaît une différence marquée entre les particules assez grosses (PE et PVC), qui peuvent être totalement enlevées et les poudres de fines particules (la calcite et la poussière stimulant de Mars) qui ne sont pratiquement pas affectées par le champ et les décharges.

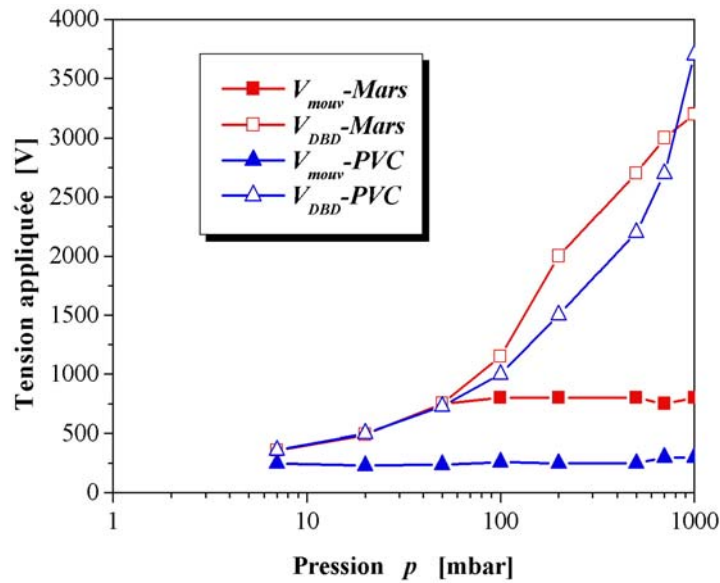


Figure 2.10 Variations des tensions caractéristiques V_{mouv} et V_{DBD} en fonction des pressions pour la poudre de PVC et la poudre simulant la poussière de Mars.

2.4 Mécanismes de charge des particules

Les résultats obtenus montrent que les rideaux électriques à onde stationnaire peuvent être utilisés dans certaines conditions pour enlever une couche de poussière ou de particules. La première condition pour une telle opération d'enlèvement est d'avoir des particules suffisamment chargées. Dans le cas de couches de particules isolantes, c'est-à-dire, caractérisées par un grand temps de relaxation de la charge, une proportion des particules sont très probablement naturellement chargées par triboélectrisation lors de leur étalement sur le réseau et peuvent être soulevées par des champs électriques assez forts. Mais le mécanisme principal de charge de particules est lié aux décharges à barrière diélectrique quand la tension appliquée est supérieure à la tension seuil V_{DBD} .

2.4.1 Charge initiale des particules de la couche

Le premier soulèvement d'une particule de la couche de poudre implique que cette particule a une charge assez grande. En l'absence de DBDs, une telle charge peut exister indépendamment du champ électrique à la suite d'un phénomène de triboélectrisation pendant la manipulation de la poudre. Bien que la couche de poussière déposée sur le rideau électrique soit globalement électriquement neutre, une fraction des particules sont positivement ou négativement chargées; en effet, la triboélectrisation par collision aléatoire des particules et/ou par contact est connue pour mener à une distribution approximativement symétrique des charges [65][67]. Généralement la plus grande partie des particules ont une charge nulle ou très faible. A la tension seuil de V_{mouv} , les particules ayant la plus haute charge "naturelle" sont soumises à une force électrique suffisamment grande pour être soulevées et commencer à osciller. Une fois suspendues, les particules chargées gardent leur charge jusqu'à ce qu'elles heurtent d'autres particules en suspension ou la couche restante. Dans ces conditions, les particules qui sont en agitation ont une probabilité pratiquement égale d'être positivement ou

négativement chargées. Lorsque la tension appliquée est augmentée, le champ est augmenté et d'autres particules, avec une charge naturelle progressivement plus faible, sont soulevées, mises en mouvement et après un certain temps, sortent de la zone soumise au champ électrique.

2.4.2 Charge par DBD des particules de la couche

Pour une certaine tension V_{DBD} des décharges à barrière diélectrique apparaissent et sont détectées par la mesure du courant sur l'oscilloscope : des impulsions de courant d'amplitude du même ordre que le courant capacitif apparaissent de façon répétitive à chaque alternance. L'observation visuelle de la surface du rideau en l'absence de poudre pour des tensions V_{appl} un peu supérieures à V_{DBD} a révélé que des micro-décharges se produisent aléatoirement au-dessus de certaines zones de la surface diélectrique (Figure 2.11-a). En augmentant la tension appliquée, les micro-décharges occupent une aire de plus en plus importante et pour une tension V_{appl} assez élevée elles existent sur toute la zone de décharges à barrière diélectrique (Figure 2.11-b). Ces décharges se développent dans le volume du gaz (voir Figure 2.12 et Figure 2.13) et ne sont pas restreintes à la surface diélectrique.

Pendant la décharge, il y a bombardement de petites sections de la surface de la couche de poudre par les ions positifs d'un côté et par les électrons et les ions négatifs de l'autre côté qui chargent des particules ou des agglomérats particulières à la surface de la couche de poudre. Juste après la décharge, les particules ainsi chargées sont soumises à une force orientée vers le réseau d'électrodes. A l'inversion de la direction du champ (après environ une demi-période de la tension appliquée), les forces s'inversent et certaines des particules chargées sont soulevées et commencent à sauter et à se mouvoir de façon assez désordonnée. Le processus est très efficace à la pression atmosphérique parce que la tension seuil de DBD prend des valeurs de quelques kilovolts qui donnent les champs plutôt élevés ; de plus pour une pression de gaz $p \sim 1$ bar et $d \sim 1$ mm, les DBDs sont filamenteuses [68] de sorte que les zones bombardées ont une section très restreinte ; nous obtenons ainsi des particules fortement chargées. A pression réduite ($p \sim 10$ mbar), le champ prend clairement des valeurs plus basses et les DBDs sont de type décharge lumineuse et non filamenteuse. La charge plus réduite produite par décharge élémentaire affecte des zones de section plus larges que sous la pression atmosphérique ; cela réduit la charge des particules à des valeurs plus modestes qui peuvent être trop petites pour permettre leur soulèvement. De toute façon, les DBDs favorisent le soulèvement de nombres à peu près égaux de particules positivement et négativement chargées.

2.4.3 Charge volumique par DBDs des particules en suspension

Dans la configuration de deux électrodes planes parallèles couvertes par film isolant (voir Figure 1.9), les DBDs induites par une tension alternative génèrent une charge d'espace positive en moyenne dans le gaz ($p \sim 1$ bar) entre les barrières diélectriques [68]. Ceci est dû au fait qu'une partie non négligeable des porteurs de charge négatifs sont des électrons qui ont

une mobilité bien plus élevée que les ions. Donc les particules suspendues dans le gaz ont également en moyenne une charge positive [68]. Le rideau électrique utilisé dans notre étude a une configuration différente du cas de deux plans parallèles mais les phénomènes de décharge dans la zone "active" du gaz (épaisseur $\sim d$) juste au-dessus du matériau isolant sont très similaires. Il faut donc examiner l'hypothèse qu'il y a une charge d'espace positive moyenne dans le gaz et que les particules suspendues électriquement acquièrent une charge positive et se repoussent. Ceci pourrait expliquer la répulsion progressive de la poudre hors de la zone soumise au champ électrique à onde stationnaire.

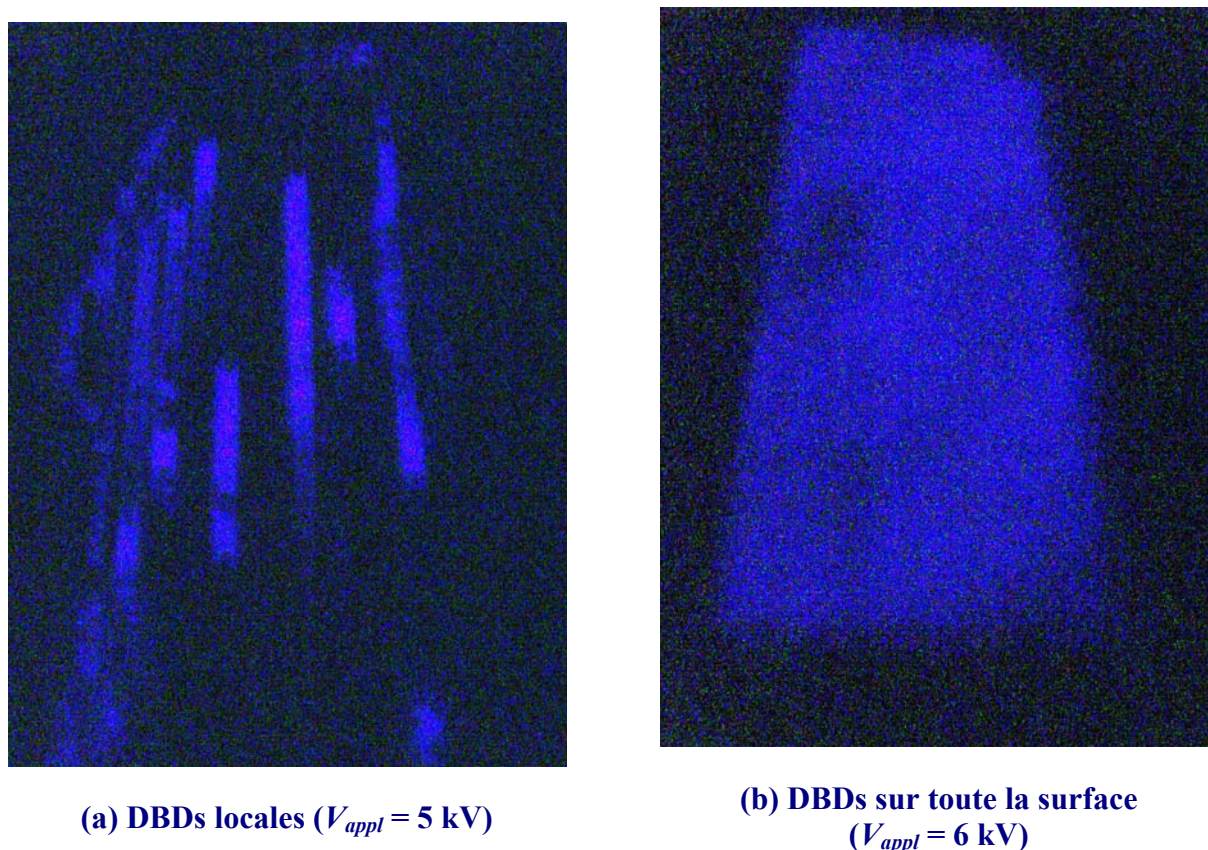


Figure 2.11 Photographies de la lumière émise par les décharges à barrière diélectrique dans l'air atmosphérique.

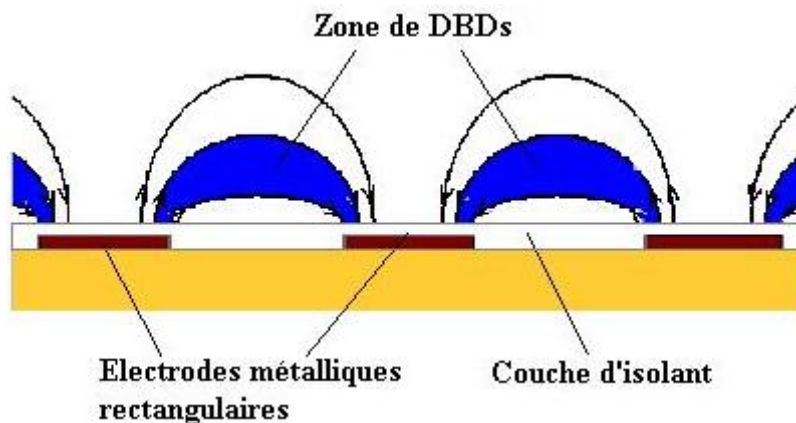


Figure 2.12 Représentation schématique pour un rideau électrique à onde stationnaire des lignes de champ et des zones où peuvent se produire des décharges.

Pour avoir une idée de la cinétique de charge des particules en suspension, il faut d'abord estimer un ordre de grandeur de la densité moyenne de charge positive dans la couche de gaz d'épaisseur $\sim d$ au-dessus de la couche isolante. Nous allons considérer la configuration qualitativement équivalente où le gaz d'épaisseur d est entre deux électrodes planes parallèles recouvertes d'une couche isolante (voir Figure 1.9-b). Tant qu'il n'y a pas de décharge DBD, il n'y a pas de charge de surface aux interfaces isolant/gaz et l'on a la relation suivante entre le champ E_{gaz} dans le gaz et le champ E_{pol} dans les couches de polymère recouvrant les électrodes : $\epsilon_0 E_{gaz} = \epsilon_{pol} E_{pol}$. Pour $V_{appl} > V_{DBD}$ les décharges partielles apportent des charges aux interfaces qui maintiennent le champ dans le gaz à la valeur seuil de décharge $E_{Paschen}$. Alors, on a la relation $|\sigma| = \epsilon_{pol} E_{pol} - \epsilon_0 E_{Paschen}$ et la tension appliquée seuil V_{DBD} prend la valeur :

$$V_{DBD} = V_{Paschen} \left(1 + \frac{\epsilon_0}{\epsilon_{pol}} \frac{2d_{pol}}{d} \right) \quad (2-1)$$

$V_{Paschen}$ étant la tension seuil de décharge sur la couche d'air d'épaisseur d . La densité de charge de surface σ prend la valeur maximum suivante (valeurs efficaces des tensions) :

$$\sigma_{max} = \sqrt{2} \frac{\epsilon_{pol}}{2d_{pol}} (V_{appl} - V_{DBD}) \quad (2-2)$$

Au cours d'une alternance, la densité de charge passe de $-\sigma_{max}$ à $+\sigma_{max}$ (ou l'inverse) et la densité moyenne du courant associé à la migration des ions positifs dans le gaz prend la valeur :

$$\overline{j_+} = \frac{2\sigma_{max}}{(T/2)} = 2\sqrt{2} f \frac{\epsilon_{pol}}{d_{pol}} (V_{appl} - V_{DBD}) \quad (2-3)$$

où f est la fréquence de la tension appliquée. La densité moyenne de courant est proportionnelle à la densité moyenne de charge volumique des ions positifs : $\overline{j_+} = K_+ \rho_+ E_{gaz}$, et on déduit donc :

$$\overline{\rho_+} \sim 2\sqrt{2} f \frac{\epsilon_{pol}}{K_+} \frac{d}{d_{pol}} \frac{V_{appl} - V_{DBD}}{V_{DBD}} \quad (2-4)$$

Dans des conditions typiques à faible pression du gaz : $f = 50$ Hz, $\epsilon_{pol} \sim 2 \cdot 10^{-11}$, $K_+ \sim 2 \times 10^{-2}$ m²/V·s, $d = 1$ mm, $d_{pol} = 100$ μm, $V_{appl} = 2V_{DBD} = 1000$ V, on obtient $\overline{\rho_+} \sim 10^{-6}$ C/m³ qui correspond à $\sim 10^7$ ions/cm³. Cette densité d'ions est suffisante pour charger les fines particules en un temps inférieur ou ~ 1 s comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.8.

La configuration coplanaire des électrodes dans les rideaux électriques ne doit pas changer beaucoup l'ordre de grandeur de $\overline{\rho_+}$. Il apparaît donc que les particules qui sont en suspension au-dessus du rideau électrique vont rapidement être chargées positivement.

La répulsion coulombienne devrait jouer un rôle dans l'expulsion des particules en dehors de la zone soumise au champ. Mais il n'est pas sûr que ce rôle est dominant parce que nous avons observé un processus d'expulsion des particules qualitativement identique dans les conditions $V_{appl} < V_{DBD}$, c'est-à-dire en l'absence de DBDs et, par conséquent, en l'absence de charge d'espace ionique positive dans l'air. Dans ces conditions il y a, en première approximation, autant de particules chargées positivement que négativement. Il est donc probable que le phénomène d'expulsion progressive des particules n'est pas déterminé uniquement par la répulsion coulombienne entre des particules toutes chargées positivement.

2.5 Etude de l'enlèvement des particules à pression réduite

2.5.1 Influence de la distance entre électrodes voisines

L'influence de la pression du gaz qui a été mise en évidence (Fig. 2.8 et Fig. 2.10) n'est pas directe. La pression joue un rôle par la tension seuil des décharges à barrière diélectrique. Pour $V_{appl} > V_{DBD}$ les décharges se produisent dans une zone où la différence de potentiel entre éléments correspondants à l'interface diélectrique/gaz ainsi que la longueur des lignes de champ dans le gaz prennent des valeurs appropriées. La Figure 2.13 montre une photographie de la section transversale du rideau avec des DBDs dans l'air atmosphérique pour $V_{appl} = 6$ kV et pour le rideau sans couche de poudre. La zone lumineuse est celle où se produisent les décharges ; on voit que cette zone a une forme qualitativement analogue à celle de la Figure 2.12 donnant une représentation schématique des lignes de champ et de la zone soumise à DBD (l'ionisation du gaz et les charges de surface qui peuvent modifier les profils de ligne de champ ne sont pas pris en compte). Nous pouvons décrire la zone possible de décharge comme la région délimitée par deux lignes de champ. Une telle décharge induit des charges de surface à l'interface de diélectrique/gaz.

Le premier effet de la décharge est de charger des particules se situant dans les "éléments" correspondants tracés par les lignes de champ limites ; pour $V_{appl} > V_{DBD}$ ces éléments sont initialement et principalement placés au-dessus des électrodes (Figure 2.13 et Figure 2.12) et ceci explique pourquoi les zones au-dessus des électrodes sont d'abord dégagées (voir Figure 2.9). Lorsque la tension est encore augmentée au-dessus de V_{DBD} , à cause des charges de surface, la zone où les DBDs peuvent se produire devient plus importante. L'enlèvement de la poudre concerne des bandes de largeur croissante jusqu'à l'enlèvement total de la poussière.

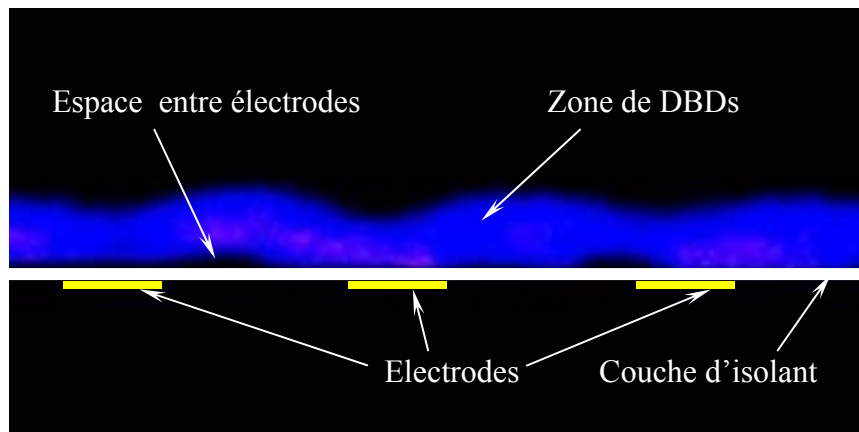


Figure 2.13 Photographie (vue presque rasante) de la section transversale du rideau II avec DBDs dans l'air atmosphérique ($V_{appl} = 6 \text{ kV}$).

Le deuxième effet des DBDs et des charges de surface qu'elles produisent est que la différence de potentiel maximale entre les éléments d'interface est limitée et correspond à la valeur de la tension seuil des décharges. Par conséquent, le champ électrique dans le gaz qui peut favoriser le soulèvement des particules ou agrégats au-dessus de la couche prend les valeurs correspondant aux conditions du seuil de décharges. Comme V_{DBD} diminue quand la pression du gaz est diminuée, le champ électrique et son gradient diminuent également et, à faible pression, peuvent prendre des valeurs trop petites pour compenser la force de gravitation et la force d'adhésion. Ceci est renforcé par le fait que, à faible pression, la quantité de charges produites par une DBD individuelle diminue quand la pression diminue. Il doit être noté qu'en augmentant V_{appl} au-dessus de V_{DBD} , on obtient une augmentation du nombre de décharges localisées (Figure 2.11 (a)), mais pas un changement de leurs propriétés principales de sorte que les particules qui sont chargées à la surface de la couche de poudre ont très probablement la même valeur moyenne de charge.

Des observations semblables (non soulèvement des particules) ont été faites auparavant avec un autre dispositif pour lequel $d \geq 1,5 \text{ mm}$ à la pression $p \sim 7 \text{ mbar}$ dans l'air ou le CO_2 . Nous notons que pour des pressions assez faibles, la seule manière d'augmenter la force électrique et l'efficacité de la technique de rideau électrique à onde stationnaire est d'avoir des champs dans le gaz plus élevés. Sous une pression variant de 5 à 10 mbar, la tension seuil de décharge pour $d \sim 1 \text{ mm}$ est caractérisée par une valeur crête très peu supérieure à la tension minimum de Paschen. Les champs plus élevés dans le gaz peuvent donc seulement être réalisés en prenant de plus petites distances entre les électrodes.

Un nouveau dispositif a donc été dessiné avec deux zones d'électrodes intercalées : rideau I avec une largeur d'électrodes $l = 0,25 \text{ mm}$ et une distance entre axes d'électrodes $d = 0,75 \text{ mm}$; rideau II avec $l = 0,4 \text{ mm}$ et $d = 1,5 \text{ mm}$ (Figure 2.14). La barrière diélectrique est composée d'une feuille de mylar ($e = 100 \text{ }\mu\text{m}$) soigneusement collée sur les réseaux d'électrodes avec une colle cyano-acrylate. Un essai conduisant à l'enlèvement total de la poudre simulant la poussière de Mars pour les deux réseaux de ce dispositif a d'abord été réalisé dans l'air atmosphérique (Figure 2.7). Ce comportement est dû au champ plutôt élevé

($> \sim 3 \text{ kV/mm}$) donnant une force plutôt élevée sur des particules chargées. Mais à $p = 7 \text{ mbar}$ dans l'air, les expériences ont montré que la couche de poudre n'est pas perturbée et reste au-dessus du rideau II ($d = 1,5 \text{ mm}$) ; elle est par contre presque complètement levée du rideau I ($d = 0,75 \text{ mm}$). Les essais dans le CO_2 à même pression ont donné des résultats analogues (voir Figure 2.15). Ceci donne une illustration claire de l'influence de la distance entre électrodes d : le champ électrique et la force électrique sur les particules chargées par DBDs, est deux fois plus élevé sur le rideau I que sur le rideau II. Cette force qui n'est pas assez élevée pour soulever les particules au-dessus du rideau II apparaît suffisante au-dessus du rideau I.

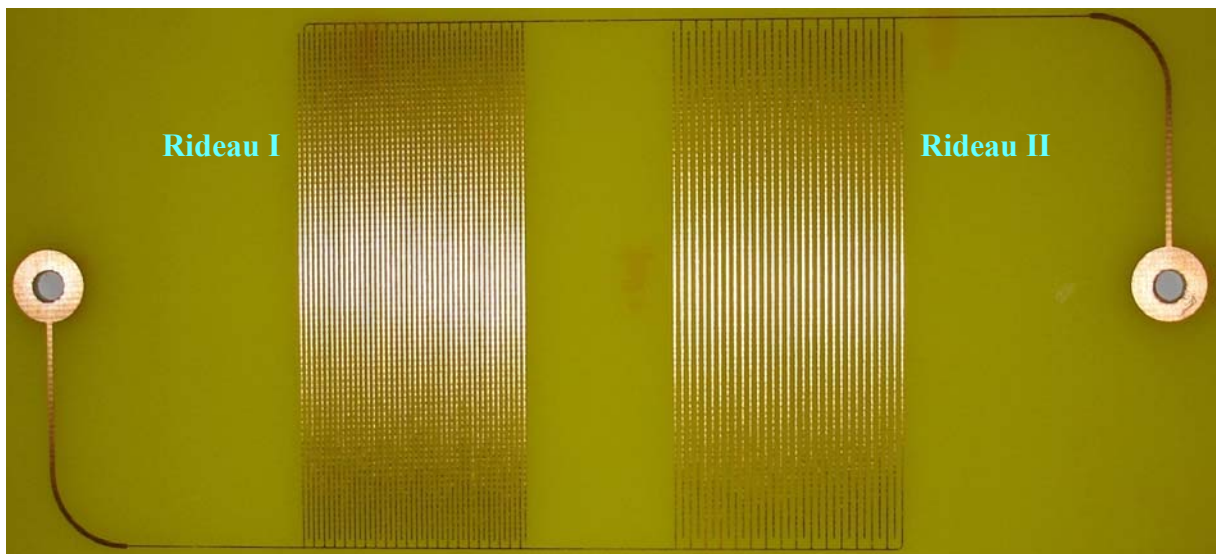


Figure 2.14 Photographie du dispositif constitué de deux rideaux électriques à onde stationnaire de caractéristiques géométriques différentes.

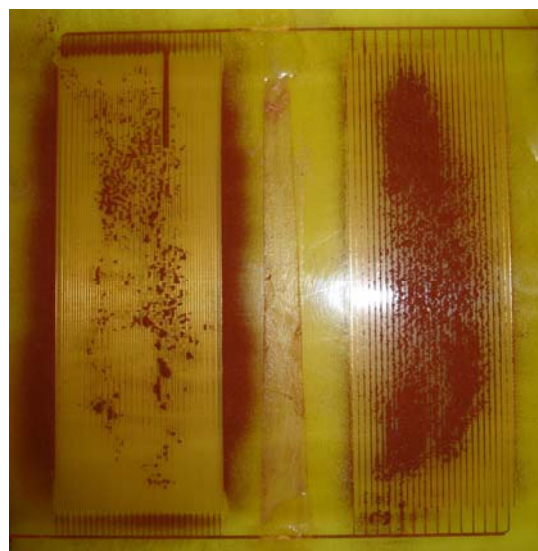
2.5.2 Observations dans le CO_2 pour des couches déposées avec la brosse

En vue d'une application possible des rideaux électriques monophasés pour balayer la poussière, le cas le plus intéressant à étudier est l'enlèvement de la poudre simulant la poussière de Mars sous faible pression de gaz carbonique CO_2 . Nous avons exécuté des expériences dans la chambre à vide (voir la Figure 2.4) remplie de CO_2 sous une pression réduite simulant celle de l'atmosphère de Mars (de 5 à 9 mbar). Nous avons utilisé le nouveau dispositif (rideaux I et II) et, dans une première étape, une couche mince de poudre simulant la poussière de Mars a été déposée et répartie sur toute la surface du dispositif à l'aide d'une brosse.

Au-dessus de rideau II, sous la pression $p = 7 \text{ mbar}$, quelques particules commencent à montrer une faible agitation pour V_{appl} d'environ 360 V (fréquence $\sim 50 \text{ Hz}$). Cette valeur correspond à la tension seuil des DBDs. A cause de la faible valeur de V_{DBD} et de la distance entre électrodes ($d = 1,5 \text{ mm}$) qui n'est pas petite, les forces électrostatiques agissant sur les particules chargées par les DBDs ne sont vraisemblablement pas assez importantes pour soulever la plupart des particules et induire leur évacuation de la zone de champ. Seul un pourcentage très faible des particules (peut être les plus grosses) sont expulsées (voir la Figure

2.15). Pour le rideau I, nous avons également observé le commencement de l'agitation des particules qui coïncide avec la tension seuil de DBDs ($V_{DBD} = 450 \text{ V}$). Puis, en augmentant la tension appliquée jusqu'à 1 kV, la plupart des particules ont été rapidement soulevées et sont sorties par les quatre côtés du rideau (Figure 2.15). La valeur plus petite de d ($= 0,75 \text{ mm}$) produit une force électrique plus grande que pour le rideau II. Mais l'enlèvement de la poudre n'est pas complet (Figure 2.15). Il est probable qu'une réduction de la distance entre électrodes (par exemple $d = 0,6$ ou $0,5 \text{ mm}$) permettrait d'obtenir un enlèvement complet.

Toutes les observations jusqu'ici ont été faites avec une couche de poudre déposée et égalisée avec une brosse. Il était nécessaire de se placer dans des conditions de dépôt de la poussière par sédimentation plus proches de la situation dans l'atmosphère poussiéreuse de Mars.



Rideau I

Rideau II

Figure 2.15 Photographies des rideaux I et II : la distribution après une tension appliquée $V_{appl} = 1 \text{ kV}$ avec la poudre simulant la poussière de Mars et le CO_2 à 7 mbar.

2.5.3 Observations dans le CO_2 avec injection de poudre

Afin d'étudier le dépoussiérage dans des conditions plus proches de celles qui pourraient exister pour les panneaux solaires sur Mars, des tests ont été effectués par injection et dispersion de la poudre simulant la poussière de Mars dans la chambre remplie de CO_2 à $p = 7 \text{ mbar}$. En utilisant la plaque qui brise le jet à l'entrée de l'enceinte cylindrique (Figure 2.4) on voit une bonne dispersion par l'installation d'injection et on obtient une couche de poudre déposée par sédimentation sur la surface de rideaux électriques en un temps inférieur à 30 minutes (Figure 2.16 (a)). L'application de la tension $V_{appl} = 1500 \text{ V}$ fait que la plus grande partie de la poudre est enlevée rapidement de la zone soumise au champ électrique dans le CO_2 à 7 mbar. Sur la Figure 2.16 (b) on voit que les deux rideaux ont retrouvé la couleur de la plaque d'époxy, bien plus claire que celle de la poudre (rouge foncé). On peut remarquer que le rideau II, peu serré ($d = 1,5 \text{ mm}$) a ici une action bien visible mais l'enlèvement n'est pas

presque total comme celui obtenu sur le rideau I ($d = 0,75\text{mm}$). Une observation plus fine de ce rideau II montre qu'il reste toujours une certaine quantité de poudre sous forme d'agrégats de taille assez importante ($\sim 100\ \mu\text{m}$) placés surtout au-dessus des électrodes.

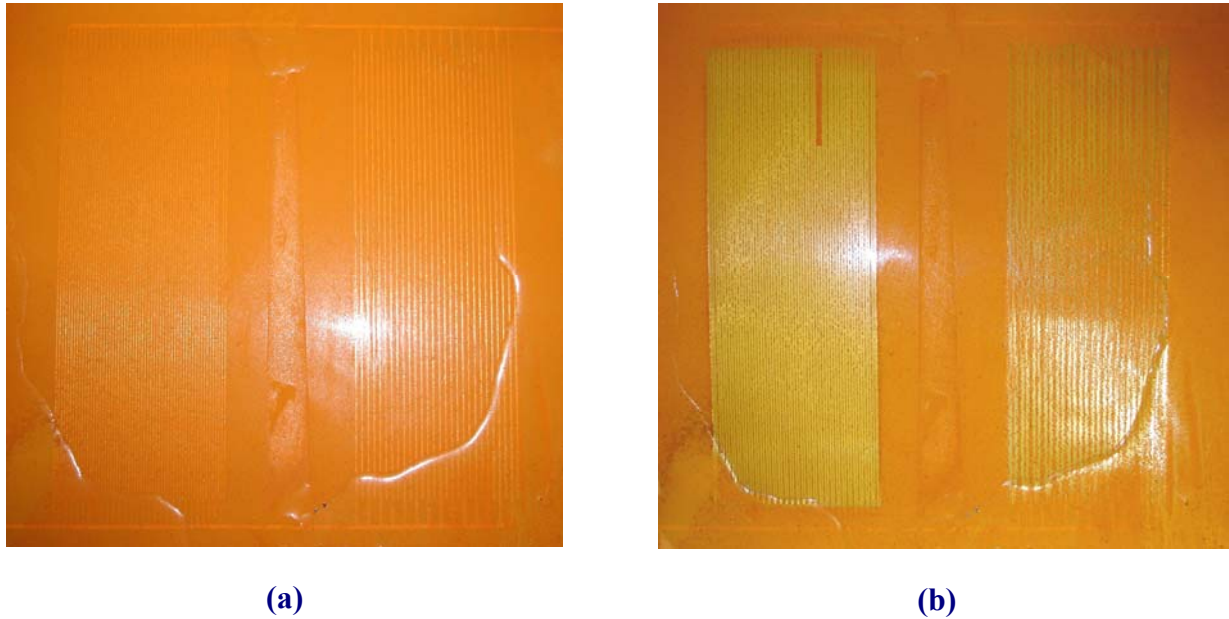


Figure 2.16 Photographies après injection de poudre analogue à la poussière de Mars : (a) fine couche de poudre déposée par sédimentation ; (b) distribution de la poudre sur dispositif après application du champ électrique.

Dans le cas d'injection de poudre sans brise-jet, une partie de la poudre injectée arrive directement et rapidement sur le dispositif localisé au fond de chambre. En appliquant la même tension (1500 V, bien plus élevée que $V_{DBD} \cong 450\ \text{V}$), aucun enlèvement de poudre n'a été obtenu. Ce contraste entre les résultats des deux tests provient très probablement de la charge électrique portée par les particules qui arrivent directement sur la surface de mylar. En effet le processus d'injection produit une forte charge par triboélectrisation des particules comme cela a été montré par Merrison et al. [65]. Sans brise-jet, les particules qui sont vraisemblablement fortement chargées arrivent sur le dispositif en une fraction de seconde ; la force image favorise leur adhésion à la surface comme cela est discuté dans la suite.

Le brise-jet induit par contre une dispersion turbulente des particules qui très rapidement produit une distribution uniforme dans le gaz. Le temps de sédimentation est long (au moins 10 minutes) et à cause de l'attraction entre particules de signe opposé, il y a neutralisation, au moins partielle, des particules ; vraisemblablement les particules n'ont plus qu'une très faible charge lorsqu'elles se déposent sur le dispositif. Dans le cas où l'aérosol serait chargé de façon unipolaire, la répulsion coulombienne et la fuite sur les deux plaques métalliques en haut et en bas de la chambre ferait décroître rapidement la charge d'espace résultante.

2.6 Discussion

Au §2.4 on a examiné les mécanismes de charge des particules et montré que les DBD jouent un rôle essentiel dans l'enlèvement d'une couche de particules. Ici nous examinons

d'autres aspects comme l'effet d'adhésion par la force de Van der Waals.

2.6.1 Force d'adhésion des particules

Le point principal à discuter concerne l'utilisation possible des rideaux électriques pour enlever la poussière déposée sur les panneaux solaires des futurs modules sur Mars. On va s'intéresser à la force d'adhésion de Van der Waals et aux forces électrostatiques d'image. Dans le modèle théorique du mouvement des particules dans les rideaux électriques [46][48], seules les forces dues au champ de gravitation et au champ électrique sont considérées, les interactions particule-particule et particule-substrat étant négligées. Pour des particules de petite taille, la force de Van der Waals est souvent la force la plus importante et peut provoquer l'adhésion des particules sur les surfaces ou sur d'autres particules. Pour une particule sphérique sur un plan, une expression approximative de la force d'attraction de Van der Waals est [1] :

$$F_{vdw} = \frac{A \cdot d_p}{12x^2} \quad (2-5)$$

où d_p est le diamètre de la particule, x est la distance entre la sphère et le plan (habituellement on prend $x = 4 \times 10^{-10}$ m pour le contact) et A est la constante de Hamaker variant de 1×10^{-19} à 15×10^{-19} J selon la nature des matériaux.

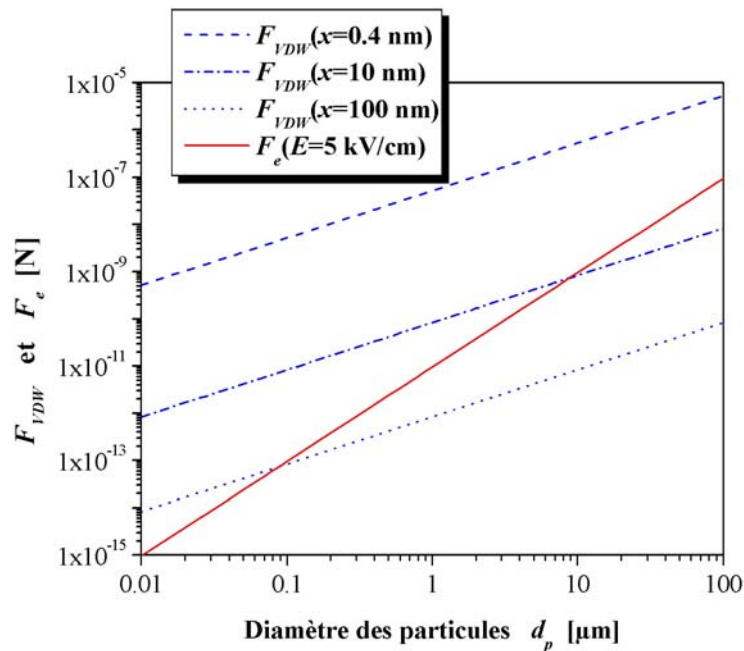


Figure 2.17 Variations de la force de Van der Waals et de la force électrique d'extraction en fonction de la taille des particules simulant la poussière de Mars.

En prenant la limite inférieure pour A , nous voyons (Figure 2.17) que la force d'adhésion varie entre 10^{-9} N et 10^{-7} N pour des particules de diamètre entre 0,1 et 10 μm en contact avec le substrat. Cette force est de plusieurs ordres de grandeur plus faible si la distance x devient supérieure à quelques nanomètres (Figure 2.17). La courbe correspondant à

la distance $x = 0,4$ nm donne vraisemblablement une borne supérieure de la force d'adhésion quand il y a contact intime entre particule et substrat. En effet bien que la valeur utilisée pour A constitue une borne inférieure, la géométrie que l'on a supposée (sphère-plan) est idéale et ne correspond pas à la réalité du plan à cause de la rugosité, et au caractère non sphérique de la plupart des particules dont la forme peut être très irrégulière. Mais pour des distances x de 10 nm et plus, l'effet des irrégularités et de la rugosité devient beaucoup moins important et les estimations montrées sur la Figure 2.17 doivent donner le bon ordre de grandeur. La force d'image électrostatique dépend de la taille des particules et de la nature du substrat (cette force qui est maximum pour un substrat conducteur existe également pour diélectrique isolant). Le paramètre principal, cependant, est la charge des particules qui, généralement, décroît avec le temps, si bien que nous négligerons cette force d'image par rapport à la force de Van der Waals.

La force d'adhésion doit être comparée avec la force d'extraction qu'un champ électrique externe adéquat E exerce sur une particule chargée. La force électrique dépend de la nature et des propriétés électriques de la particule et du substrat et de la distribution des charges de surface. Un ordre de grandeur de la force électrique F_e sur une particule peut être estimé en supposant que la particule est une sphère conductrice sur un plan conducteur, la sphère étant chargée par influence (on suppose que le temps est beaucoup plus grand que les temps de relaxation ϵ/σ de la charge pour le substrat et pour la particule). Sous l'action d'un champ électrique imposé E la force F_e est [69] :

$$F_e = 0,832 \frac{\pi^3}{6} \epsilon_0 d_p^2 E^2 \quad (2-6)$$

Pour une valeur de champ typique $E = 5$ kV/cm pour le rideau I dans le CO_2 à $p \cong 7$ mbar, la force F_e est clairement plus petite ou plus grande que la force d'adhésion de Van der Waals, suivant la distance x caractérisant le contact entre particule et le substrat (Figure 2.17). Si la poussière et la surface sont isolantes (ce qui se produira pour les panneaux solaires), les particules peuvent être initialement chargées par un autre processus, par exemple, par des ions créés par une décharge couronne transitoire, mais elles perdent cette charge au cours du temps ; la force électrique qui s'applique à la particule et qui pourrait la détacher ne devrait très probablement pas être nettement différente de F_e calculée par (2-2).

Cette estimation grossière, montrée sur la Figure 2.17, permet de proposer une explication qualitative pour les observations dans le CO_2 sous pression réduite. Le processus d'injection produit une très bonne dispersion de la poudre qui est fortement chargée par triboélectrisation contre la paroi du tube de verre débouchant dans la chambre [65]. Quand la poudre injectée arrive sur le panneau solaire, nous faisons l'hypothèse que les particules fortement chargées sont soumises à une force image intense qui crée les conditions d'un contact très proche avec le substrat ou avec les particules voisines. Après un certain temps, la charge relaxe mais la force d'adhésion est très grande (dû à $x < \sim 1$ nm) et pour les petites particules ($d_p \sim 1$ μm), elle est beaucoup plus forte que la force électrique ; par conséquent la

couche de particules reste sur le substrat. Quand le jet de gaz injecté avec les particules est brisé par la plaque brise-jet placée à une distance finie de l'orifice, une suspension homogène de particules chargées est générée qui subsiste pendant plusieurs minutes. Pendant cette période l'attraction entre particules ayant des charges de signe opposé provoque des agglomérations, si bien que la taille typique des « particules » augmente et que leur charge typique décroît fortement. La force image électrostatique pour les particules qui se déposent est très réduite et induit un contact plus modéré avec vraisemblablement une distance plus grande ($x > \sim 10 \text{ nm}$?). Alors la force électrique agissant sur des particules chargées par les DBDs peut être suffisante pour surmonter la force d'adhésion et la couche déposée peut être enlevée (les particules les plus petites peuvent rester adhérentes et ceci explique nos observations d'une couche de poudre très fine qui subsiste sur la surface).

2.6.2 Dépoussiérage possible pour des particules adhérent fortement

Afin de soulever des particules ayant un diamètre de quelques micromètres, des champs électriques nettement plus intenses sont nécessaires. Théoriquement, ceci peut être réalisé en réduisant la demi-période spatiale d des électrodes. Mais il est difficile de diminuer fortement d parce que l'obtention de décharges auto-entretenues dans le gaz est seulement possible quand la longueur des lignes de champ le long desquelles il y a des avalanches électroniques est beaucoup plus grande que le libre parcours moyen des molécules λ . Dans des conditions martiennes, λ vaut de 5 à 10 μm ce qui implique que la distance typique d soit plus grande que 100 μm environ.

Nous pourrions spéculer sur l'utilisation de systèmes micro-électro-mécaniques (en anglais MEMS) d'électrodes avec, par exemple, $d \sim 10 \mu\text{m}$. Avec ces MEMS, les forces diélectrophorétiques deviennent importantes et peuvent être appliquées au transport de particules de petite taille (environ 5 μm) [70]. Mais dans le cas de l'onde progressive sans décharges, la force diélectrophorétique a une composante verticale négative (aucun soulèvement !) et le balayage de particules résulte de la composante horizontale de la force qui doit surmonter les effets de la force d'adhésion et de la rugosité [70]. Dans le CO_2 à pression réduite, avec des MEMS à onde stationnaire, des décharges pourraient se produire qui pourraient enlever la poussière déposée. Cependant il est à craindre qu'un tel système serait a priori irréalisable pour deux raisons [71] : a) il semble extrêmement difficile de produire une couverture de verre d'environ 0,5 m^2 avec deux ensembles d'électrodes interdigitées de valeurs caractéristiques : largeur de quelques μm , d de l'ordre de 10 μm et longueur de l'ordre du mètre ; b) la puissance demandée pour un tel système serait très grande et non compatible avec les contraintes très restrictives du système d'alimentation des modules sur Mars.

Enfin, les études dans ce chapitre montrent clairement que la technique des rideaux électriques à onde stationnaire n'est pas très efficace pour enlever en totalité les couches minces de poussière très fines déposées par sédimentation sur les panneaux solaires de modules débarqués sur la planète Mars. D'autres techniques mécaniques ou

électromécaniques doivent donc être étudiées pour réaliser l'épuration des poussières au-dessus de tels panneaux solaires : c'est l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 3. Filtration électrostatique du gaz au-dessus d'un panneau solaire

Dans ce chapitre, nous présentons une étude concernant les décharges couronne dans le gaz carbonique à faible pression représentatif de l'atmosphère de Mars et l'estimation de la vitesse de migration des particules submicroniques. A l'aide d'un premier filtre électrostatique classique, une estimation du facteur de réduction du dépôt de particules est effectuée. Un dispositif pilote combinant la filtration électrostatique et la répulsion des particules chargées par le panneau solaire est réalisé. Des tests en atmosphère calme ainsi que dans un tunnel aérodynamique simulant les conditions martiennes permettent de conclure que cette technique n'est pas assez efficace pour pouvoir être appliquée sur les futurs modules sur Mars.

3.1 Rappel du principe de filtration électrostatique

Le principe de la précipitation électrostatique est la charge des particules suspendues (solides ou liquides) par des ions de même polarité produits par effet couronne, puis la collecte de ces particules chargées sous l'effet du champ électrique.

Dans les filtres électrostatiques les plus simples (fil-cylindre coaxiaux), l'effet couronne apparaît autour du fil conducteur lorsqu'une différence de potentiel suffisante est appliquée entre ce fil et le cylindre coaxial conducteur relié à la terre à l'intérieur duquel passe le gaz pollué. Le gaz est ionisé en permanence au voisinage du fil et les ions ayant la même polarité que le fil sont repoussés vers le cylindre. Cela conduit à la formation d'une charge d'espace ionique ayant une densité très forte à proximité du fil et qui décroît vers la surface du cylindre. Sous l'influence du champ électrique résultant de l'application de la haute tension, les poussières sont chargées (avec la même polarité que le fil) et sont collectées sur les électrodes à la masse et ensuite évacuées vers des trémies.

La précipitation électrostatique est largement utilisée pour enlever les matériaux suspendus des fumées ou des gaz dans plusieurs applications industrielles. Nous étudions ici la possibilité d'utiliser cette technique de précipitation électrostatique (PES) pour éviter le dépôt de particules sur les panneaux solaires alimentant en énergie les robots sur le sol de la planète Mars. L'adaptation aux conditions atmosphériques de Mars n'est pas évidente a priori à cause de la faible pression (5 à 10 mbar) de l'atmosphère martienne qui affecte significativement les caractéristiques des décharges couronne par rapport à celles produites dans l'air, et qui pourrait réduire fortement la vitesse de migration des particules. Il est donc nécessaire d'examiner les différents phénomènes physiques impliqués dans les dépoussiéreurs électrostatiques, c'est-à-dire, les décharges couronne, la charge des particules et leur collecte sous l'effet du champ électrique et de déterminer comment ils sont modifiés par les conditions environnementales sur Mars, principalement la pression atmosphérique réduite.

3.2 Décharge couronne dans le CO₂ sous faible pression

Le précipitateur électrostatique à construire doit charger les poussières en suspension dans le CO₂ entre les électrodes et les collecter sur une électrode externe, sous faible pression dans des conditions typiques de l'atmosphère de Mars ($p = 5$ à 10 mbar). La première étape est de caractériser la décharge couronne créant les ions qui pourront charger les particules. Nous examinons d'abord des décharges couronne dans du CO₂ à pression réduite dans la configuration d'électrodes pointe-plan qui est très souvent utilisée pour caractériser ces phénomènes de décharge.

3.2.1 Configuration pointe-plan

Un dispositif pointe-plan est utilisé avec une aiguille de rayon de courbure à l'extrémité de 30 μm placée à une distance de 4 et 6 cm de la plaque métallique ($\phi = 10$ cm). Une tension négative a tout d'abord été appliquée sur l'aiguille. On a constaté que la tension

de claquage V_c n'est que légèrement plus haute (environ 200 V) que la tension seuil de décharge couronne V_s ($V_s \cong 1$ kV dans le gaz carbonique à 7 mbar avec $d = 4$ cm). Par ailleurs, la décharge couronne est très instable. Nous avons donc conclu que la décharge couronne négative ne peut pas être utilisée dans ces conditions de pression et nous nous sommes tournés vers l'utilisation d'une polarité positive dans la gamme de pression de 5 à 10 mbar.

La Figure 3.1 donne la caractéristique courant-tension pour la configuration pointe-plan ($d = 6$ cm) à la pression $p = 7$ mbar avec l'aiguille en polarité positive. La courbe continue correspond au régime unipolaire et la tension seuil de décharge couronne unipolaire est $V_s \cong 1,2$ kV. Quand la tension appliquée a été augmentée au-dessus de la tension seuil de contre-émission, $V_c \cong 2,1$ kV (la courbe pointillée), nous devrions obtenir un arc électrique. Ce problème est supprimé à l'aide d'une résistance externe de 20 M Ω placée en série qui limite le courant de décharge. Ceci nous a permis de déterminer la courbe pointillée qui correspond à une résistance négative, la tension entre les électrodes diminuant lorsque le courant de décharge augmente. Par conséquent, pour la distance $d = 6$ cm, l'intervalle de tension de décharge couronne est limité entre $V_s = 1,2$ kV et $V_c = 2,1$ kV et le courant de décharge est au plus $\cong 10$ μ A.

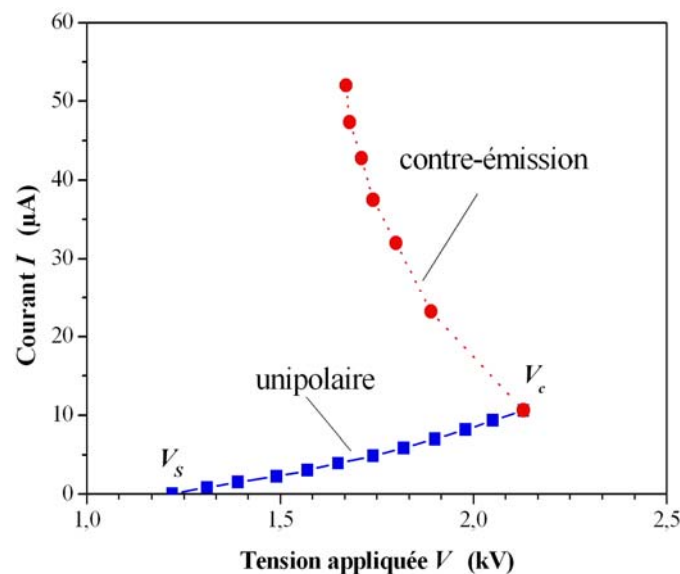


Figure 3.1 Caractéristique courant-tension dans la configuration pointe-plan ($d = 6$ cm) à la pression $p = 7$ mbar pour la polarité positive sur la pointe.

3.2.2 Configuration fil-plan

Nous avons ensuite effectué une étude analogue avec un dispositif fil-plan (présenté au §1.4.3), sous pression de CO_2 variant de 5 à 10 mbar. De façon analogue à ce qui a été observé en configuration pointe-plan, les décharges se produisant avec une polarité négative du fil sont très instables et mènent très facilement au claquage. Un électrofiltre avec un fil ionisant négatif n'est donc pas faisable et toutes les études suivantes ont été effectuées avec un fil en polarité positive. Les caractéristiques courant-tension pour la décharge couronne sont

présentées Figure 3.2 et montrent que les tensions seuils de décharge couronne et de claquage dépendent de la pression du gaz. L'allure de ces courbes est tout à fait classique et on obtient une variation en première approximation linéaire du rapport I/V en fonction de V . Cette figure indique également que la tension seuil de décharge couronne V_s et la tension seuil de claquage V_c augmentent avec la pression du gaz p . La Figure 3.3 montre que les valeurs mesurées de V_s et V_c augmentent régulièrement avec la pression ambiante. Une augmentation des tensions seuils V_s et V_c est également obtenue en fonction de la distance d du fil au plan (Figure 3.4). Dans la zone explorée de pression p et de distance d , le rapport V_c/V_s prend grossièrement une valeur constante $\sim 1,5$. La pression réduite de CO_2 facilite la production de contre-émission négative ayant lieu à l'électrode opposée (plan).

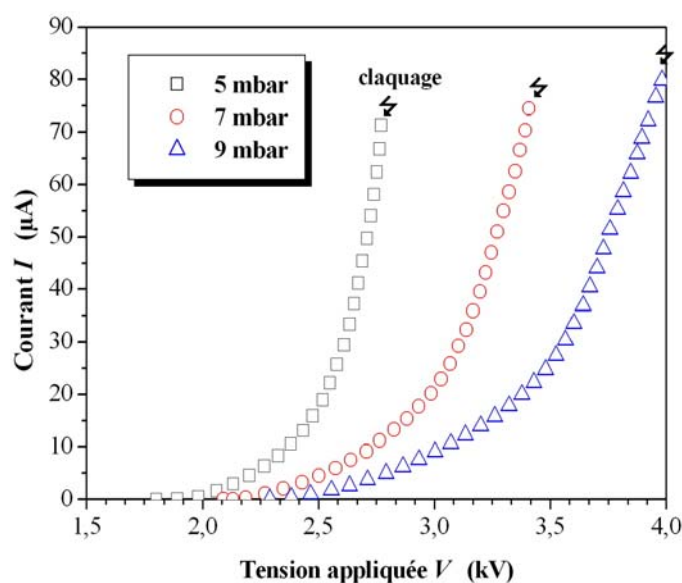


Figure 3.2 Caractéristiques courant-tension (parties unipolaires) pour la configuration fil-plan ; polarité positive pour le fil ($\phi_{fil} = 0,5$ mm, $d = 10$ cm).

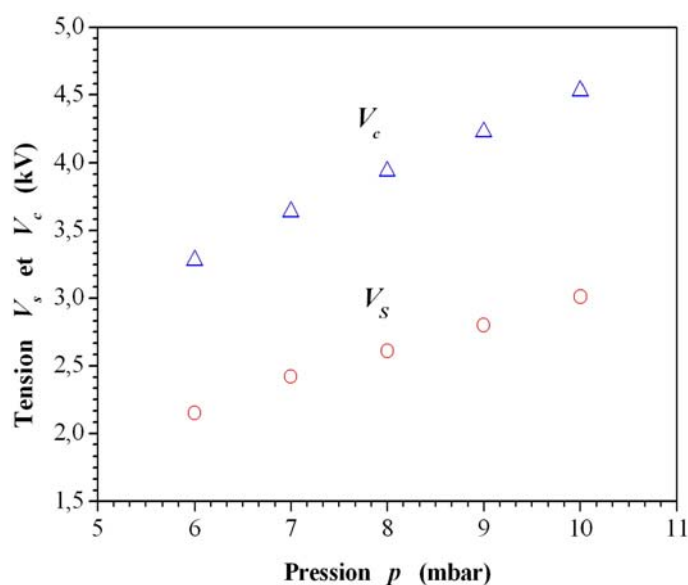


Figure 3.3 Tension seuil de décharge couronne V_s et tension de claquage V_c en fonction de la pression. Fil ionisant positif ($\phi_{fil} = 1,8$ mm), distance fil-plan $d = 15$ cm.

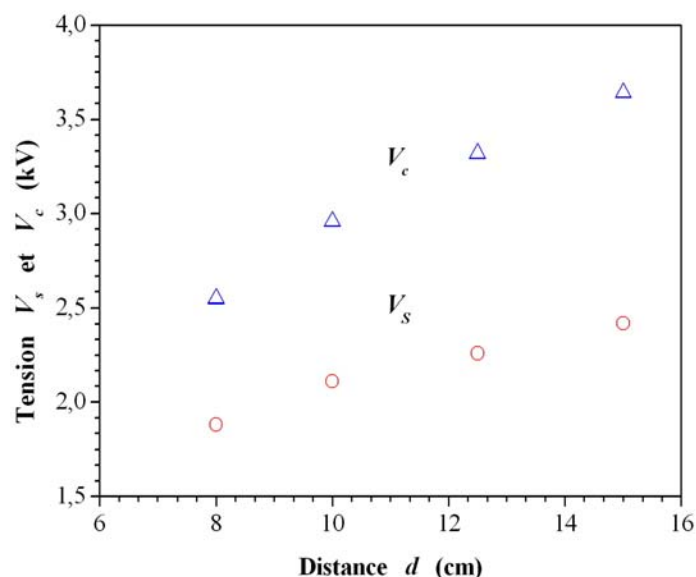


Figure 3.4 Tension seuil de décharge couronne V_s et tension de claquage V_c en fonction de la distance entre le fil et le plan ($p = 7$ mbar).

3.2.3 Configuration fil-tube

En pratique, un précipitateur électrostatique protégeant un panneau solaire contre le dépôt de poussière ne peut pas imiter les configurations classiques où il y a des plaques métalliques collectant les particules. De telles plaques intercepteraient la partie principale du rayonnement du soleil. Les électrodes de collecte d'un précipitateur électrostatique martien en particulier doivent se trouver au-dessous du niveau (horizontal) du panneau solaire. Comme le claquage se déclenche très facilement à cause de la faible pression, l'électrode de collecte doit être aussi lisse possible, évitant des zones de forte courbure. Une solution possible pour ce problème est de prendre une forme toroïdale pour l'électrode de collecte avec le petit rayon aussi grand que possible (voir Figure 3.14). Nous avons donc étudié une configuration fil-tube, en supposant qu'elle a des propriétés similaires à celles d'un précipitateur hypothétique fil-tore. L'installation expérimentale se compose d'un fil de diamètre 0,5 mm et de longueur 30 cm parallèle à un tube cylindrique de diamètre D et de longueur 44 cm (Figure 3.5). Trois valeurs différentes du diamètre D ont été examinées : 2 cm, 5 cm et 10 cm.

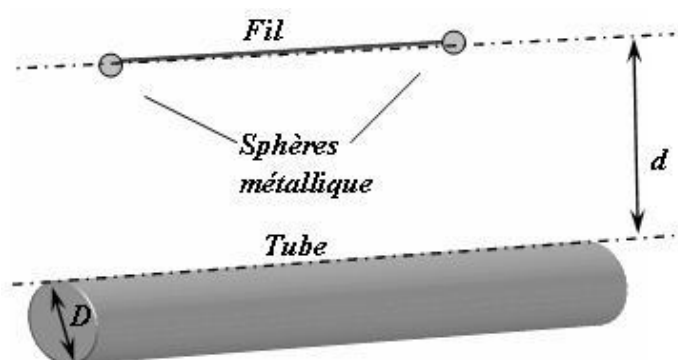


Figure 3.5 Représentation de l'installation fil-tube.

Avec le tube de plus petit diamètre externe ($D = 2$ cm), nous n'avons pas pu obtenir

une décharge couronne unipolaire, la décharge induite par le fil déclenchant immédiatement une contre-émission et le claquage (pour $p = 7$ mbar et $d = 10$ cm, $V_c = V_s \cong 3,1$ kV). Les essais suivants ont été effectués pour les deux autres diamètres et pour deux distances entre fil et tube : $d = 10$ cm et 15 cm. Pour ces tubes ($D = 5$ et 10 cm), les courbes caractéristiques courant-tension (Figure 3.6) sont tout à fait similaires à celles de la Figure 3.2 pour la configuration fil-plan (la Figure 3.6 montre les parties unipolaires des courbes courant-tension pour le tube de diamètre $D = 10$ cm). L'intervalle de tension dans lequel nous avons la décharge couronne unipolaire est plus petit que pour la configuration fil-plan : il varie de 400 V à 1000 V et dépend de la pression (Figure 3.6).

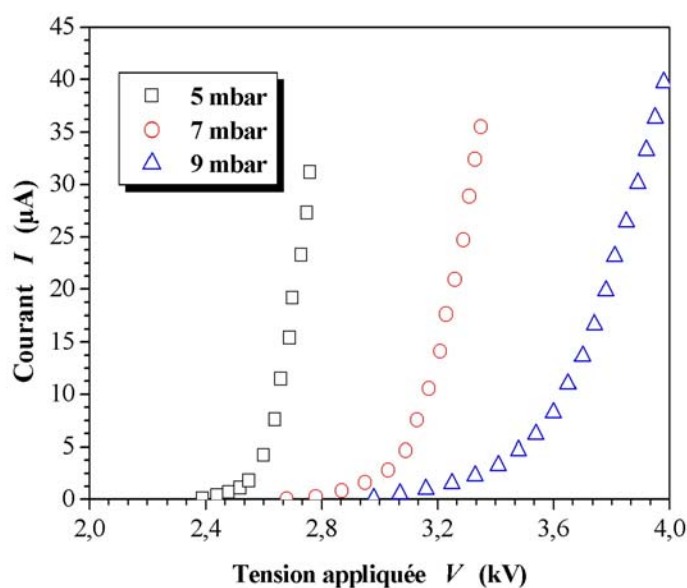


Figure 3.6 Caractéristiques courant-tension pour la configuration fil-tube ($D = 10$ cm et $d = 10$ cm) sous différentes pressions.

Dans la Figure 3.7, nous avons une comparaison des courbes courant-tension pour deux valeurs de diamètre de tube et pour la configuration fil-plan. Clairement, V_s augmente quand le diamètre du tube diminue. Ceci peut être facilement expliqué [72] : le champ seuil sur le fil ne dépend pas de la forme de la deuxième électrode ; mais lorsque le diamètre du tube est diminué, le champ tout autour du tube augmente et la différence de potentiel qui est égale à l'intégrale du champ d'une électrode à l'autre augmente elle aussi. Par ailleurs, la tension seuil de contre-émission pour les tubes est plus basse que pour la plaque et diminue quand la pression du gaz décroît. En première approximation l'intervalle de tension d'existence d'une décharge couronne est environ deux fois plus petit que pour la configuration fil-plan (Figure 3.7); d'ailleurs, les valeurs du maximum de courant sont aussi au moins deux fois plus petites.

Dans la pratique, la contre-émission se produit quand le champ sur l'électrode à la masse atteint un certain seuil ; mais à cause du rayon de courbure aux extrémités du tube qui est significativement plus petit que $D/2$ et très similaire pour les 2 tubes, le champ de claquage est presque indépendant de D et, en conséquence, la tension seuil de contre-émission

est elle aussi presque indépendante de D . Les résultats présentés dans la Figure 3.7 montrent que $V_c \cong 3300$ V pour les deux tubes.

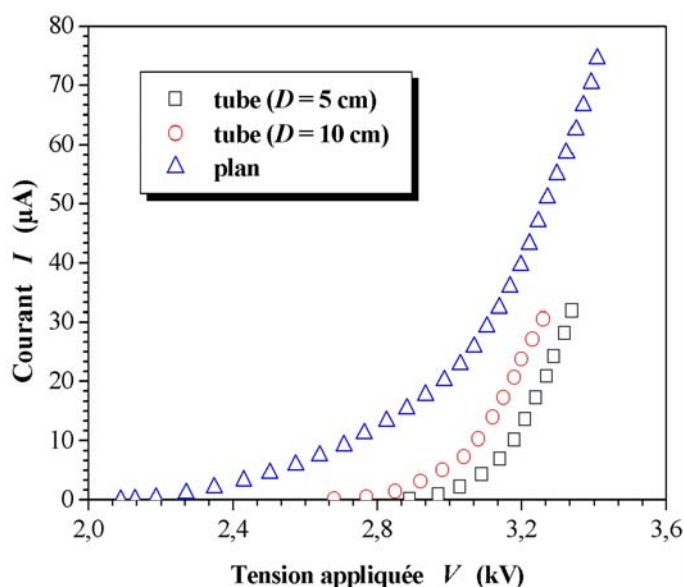


Figure 3.7 Comparaison des caractéristiques courant-tension pour les configurations fil-plan et fil-tube. Gaz carbonique à la pression $p = 7$ mbar, $\phi_{fil} = 0,5$ mm, $d = 10$ cm.

3.3 Charge et migration des particules

3.3.1 Charge des particules dans les conditions de Mars

Une conséquence importante des résultats de l'étude des décharges couronne (section §3.2) sous pression réduite de 5 à 10 mbar, est que le champ électrique qui peut être appliqué au gaz pour des distances de l'ordre de 15 cm est au moins 20 fois plus faible que dans l'air à pression atmosphérique. La densité de charge ionique sera également beaucoup plus petite, ce qui doit avoir comme conséquence une charge plus faible acquise par les particules. Les forces électriques qui s'exercent sur les particules sont le produit du champ électrique par la charge des particules et seront donc beaucoup plus petites que dans l'air (sur la Terre). Ceci pourrait conduire à des vitesses de migration très faibles pour les particules et à une très basse efficacité de collecte du précipitateur électrostatique. Cependant la situation trouve une compensation partielle due aux faibles effets visqueux et aux différents processus de charge des particules.

Nous considérons d'abord comment des particules d'aérosol placées dans une zone de charge d'espace ionique acquièrent une charge ; ce processus de charge s'effectue par les deux mécanismes principaux connus sous les noms de charge par champ et par diffusion [1].

3.3.1.1 Charge par champ

La charge par champ est la charge par les ions unipolaires en présence d'un champ électrique. Les ions sont supposés migrer le long des lignes de champ et arrivent sur la particule quand les lignes de champ intersectent celle-ci. Finalement, la charge augmente

jusqu'à la valeur de saturation q_s donnée par la relation (1-6) :

$$q_s = \left(\frac{3\varepsilon_p}{\varepsilon_p + 2} \right) \left(\frac{Ed_p^2}{4K_E e} \right)$$

valeur pour laquelle aucun ion supplémentaire ne peut atteindre la particule. Le temps caractéristique τ de ce processus de charge est [10][16] :

$$\tau = \frac{4\varepsilon_0}{\rho_i K_i} \quad (3-1)$$

où ρ_i est la densité de charge ionique dans le gaz. En prenant les valeurs typiques dans le gaz carbonique à faible pression $K_i \sim 2 \times 10^{-2} \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ (détaillé en Annexe III) et $\rho_i \sim \varepsilon_0 V/d^2$, nous obtenons $\tau \sim 2 \text{ ms}$ dans le cas $V_{appl} \sim 1000 \text{ V}$ et $d \sim 10 \text{ cm}$. Ceci est un temps court et nous pouvons admettre que les fines particules ($d_p \leq 1 \text{ }\mu\text{m}$) atteignent la charge de saturation q_s (en nombre de charges élémentaires) dans un champ électrique E (q_s peut être estimé par l'expression (1-6)). La valeur ε_p est la constante diélectrique de la particule simulant la poussière de Mars [73] ($\varepsilon_p = 2$ à $2,5$). La petite valeur du champ électrique moyen qui peut être imposé sous les conditions martiennes mène à une charge très faible pour des particules de petite taille d_p (voir Figure 3.8). Il faut noter que la valeur donnée par (1-6) sous conditions de champ électrique $E = 200 \text{ V/cm}$ et de pression du gaz carbonique $p = 7 \text{ mbar}$ est une estimation grossière et discutable parce que le concept de charge par champ est incertain quand d_p n'est pas beaucoup plus grand que le libre parcours moyen des ions.

3.3.1.2 Charge par diffusion

La charge par diffusion résulte principalement des collisions ions-particules dues à l'agitation thermique des ions. Quand la charge sur la particule augmente, de moins en moins d'ions ont l'énergie cinétique suffisante pour surmonter la répulsion coulombienne et atteindre la surface de la particule. Friedlander [16] a discuté ce mécanisme en détail et a proposé l'expression (1-7) :

$$q(t) = \frac{d_p kT}{2e^2} \ln \left[1 + \left(\frac{2\pi}{m_i kT} \right)^{1/2} d_p e^2 n_{i\infty} t \right]$$

plutôt simple qui est bien justifiée dans les cas où les particules sont beaucoup plus petites ou beaucoup plus grosses que le libre parcours moyen des ions. Cette expression peut être appliquée ici, parce que la concentration des ions $n_i \sim \rho_i/e$ est suffisamment grande : en prenant pour la densité typique de la charge d'espace ionique l'expression $\rho_i \sim \varepsilon_0 V/d^2$ on obtient $n_i \sim 10^7 \text{ ions/cm}^3$ (10 cm de distance entre électrodes) ; on voit que pour un temps t de l'ordre de la seconde, le produit $n_i \times t$ prend une valeur $\sim 10^7 \text{ ions cm}^{-3} \text{ s}$ qui est suffisante (voir [68]) pour que l'on puisse utiliser l'expression (1-7).

La Figure 3.8 montre le nombre de charges élémentaires q acquises par une particule en fonction de sa taille dans le gaz carbonique. Ce nombre q est estimé pour divers temps de

charge et un champ électrique $E = 200 \text{ V/cm}$ dans le cas $p = 7 \text{ mbar}$, avec $m_i = 7,31 \times 10^{-26} \text{ kg}$ qui est la masse des molécules de gaz carbonique. Nous observons que, pour un temps de charge plutôt long, $t = 3 \text{ s}$, la charge par champ devrait être le mécanisme dominant pour des particules de diamètre plus grand qu'environ $15 \mu\text{m}$; pour des particules de diamètre plus petit que $15 \mu\text{m}$, c'est la charge par diffusion qui domine généralement. Pour un temps de charge plus court, le diamètre des particules pour lequel les deux mécanismes de charge donnent la même contribution est plus petit et prend la valeur environ $8 \mu\text{m}$ pour un temps de charge de $0,3 \text{ s}$. Pour les particules sub-micrométriques, la Figure 3.8 indique que le nombre moyen de charges élémentaires peut être plus petit que 1 : cela signifie que quelques particules portent une charge élémentaire et que les autres ne sont pas du tout chargées. Ces courbes en pointillé court de la Figure 3.8 montrent que la probabilité d'avoir des particules non chargées devient plus grande quand le diamètre diminue.

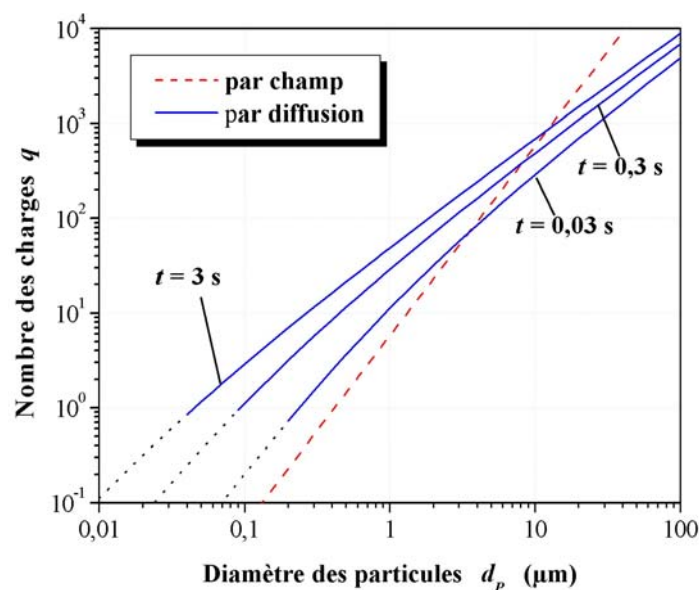


Figure 3.8 Charge des particules par champ et par diffusion prédite par les relations (1-6) et (1-7) avec $E = 200 \text{ V/cm}$ et $p = 7 \text{ mbar}$.

3.3.2 Estimation de la vitesse de migration w_E

Dans le premier chapitre (§1.6.3), nous avons rappelé le concept de vitesse de migration des particules w_E dans les précipitateurs électrostatiques et donné une estimation des variations de w_E dans l'air atmosphérique. Pour des particules sphériques solides dans le gaz carbonique, Rader [36] a donné les trois paramètres $\alpha_1 = 1,15$, $\alpha_2 = 0,479$ et $\alpha_3 = 0,92$ qui permettent d'estimer le facteur de Cunningham C_c par les formules (1-17), (1-18) et (1-19). La Figure 3.9 présente les variations du facteur de Cunningham C_c en fonction de la taille des particules (sphériques) dans le cas du CO_2 à la pression $p = 7 \text{ mbar}$ et montre que la nature discrète du gaz joue un rôle très important pour des particules de diamètre inférieur au libre parcours moyen λ des molécules.

En utilisant la valeur q du nombre de charges élémentaires représentée dans la Figure 3.8, nous pouvons évaluer par l'expression (1-15) la valeur de la vitesse de migration w_E en

fonction de la taille des particules. La Figure 3.10 montre que la vitesse de migration w_E a une valeur minimum pour $d_p \sim 20 \mu\text{m}$ en prenant un temps de charge $t_c = 3 \text{ s}$ et pour $d_p \sim 10 \mu\text{m}$ avec un temps de charge $t_c = 0,03 \text{ s}$. Pour des particules plus grandes que $50 \mu\text{m}$ en diamètre, la vitesse de migration w_E est indépendante du temps de charge (la charge par champ domine). Le temps de charge qui est un paramètre dans le mécanisme de charge par diffusion a une influence limitée sur la vitesse de migration des particules de diamètre supérieur à quelques μm . La Figure 3.10 montre que, dans les conditions $p = 7 \text{ mbar}$, $T = 20^\circ\text{C}$ et $E = 200 \text{ V/cm}$, la vitesse de migration des particules de taille entre $1 \mu\text{m}$ à $100 \mu\text{m}$ varie grossièrement entre 0,8 et 4 cm/s. Ces valeurs typiques ne sont que peu inférieures à celles caractérisant les fines particules ($d_p \leq 1 \mu\text{m}$) dans les précipitateurs électrostatiques industriels. Naturellement de telles valeurs de vitesse de petites particules nécessitent des temps plutôt longs pour assurer la collecte complète des particules.

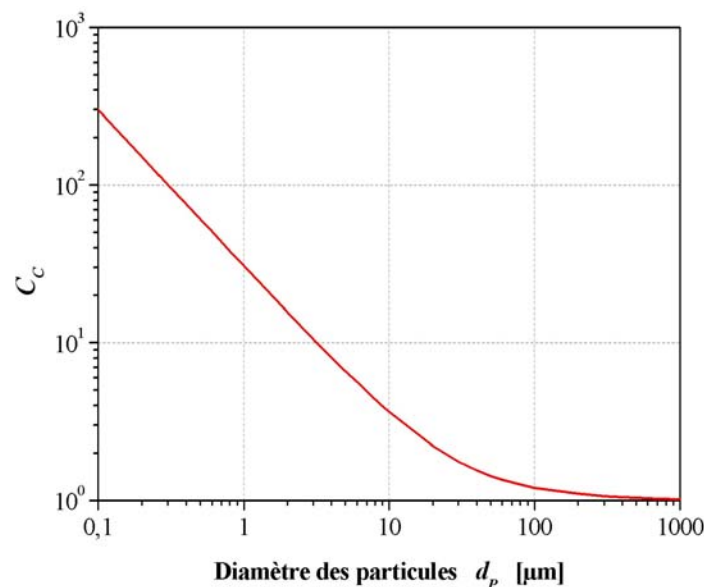


Figure 3.9 Facteur de Cunningham en fonction du diamètre des particules pour le CO_2 à la pression $p = 7 \text{ mbar}$ et $T = 20^\circ\text{C}$.

Il est intéressant de comparer la vitesse de migration électrique w_E avec la vitesse de sédimentation w_g dans les conditions de Mars. Pour une particule sphérique cette vitesse est donnée par l'expression :

$$w_g = \frac{1}{18} \frac{\rho_p g d_p^2 C_c}{\eta} \quad (3-2)$$

où g est l'accélération gravitationnelle et ρ_p la masse volumique des particules. En prenant une valeur plausible $\rho_p = 4000 \text{ kg/m}^3$, et la valeur $g = 3,8 \text{ m/s}^2$ sur Mars, nous obtenons les estimations de la Figure 3.10. Nous voyons que, pour les particules de diamètre d_p variant entre 1 et $10 \mu\text{m}$, les vitesses de sédimentation (due à l'effet de la pesanteur) et de migration sont du même ordre de grandeur. D'après les résultats de la Figure 3.10, nous pouvons conclure que les forces électriques auront une action très limitée sur les particules de diamètre plus grand qu'environ $10 \mu\text{m}$. Ce n'est pas très important pour l'utilisation possible d'un

précipitateur électrostatique parce que les particules restant suspendues dans l'atmosphère de Mars pendant quelques semaines ou quelques mois sont plutôt dans la gamme du micromètre et en-dessous.

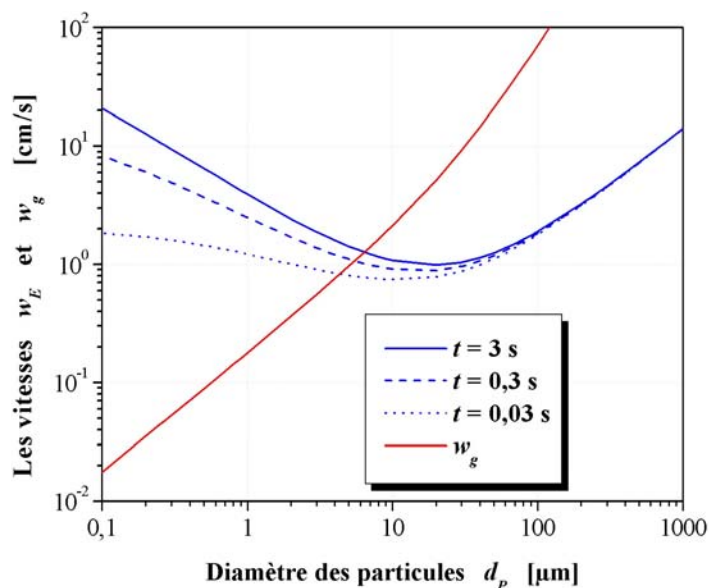


Figure 3.10 Valeurs de w_E et w_g en fonction du diamètre des particules pour trois valeurs de temps de charge ($E = 200$ V/cm, $p = 7$ mbar et $T = 20$ °C).

3.4 Test de dépoussiérage en conditions martiennes

Dans la section §3.2, nous avons caractérisé les décharges couronne qui pourraient être utilisées sur Mars. La faible concentration de la poussière dans l'atmosphère de Mars (< 1000 particules/cm³ [74]) ne devrait pas modifier les propriétés caractéristiques des décharges couronne, en particulier le courant de décharge. Dans la section §3.3.1, les charges que les particules peuvent acquérir et leur vitesse de migration ont été estimées. D'après les estimations il apparaît que la répulsion et la collecte des particules de poussière en suspension dans l'atmosphère de Mars sont possibles de sorte que l'utilisation d'un précipitateur électrostatique épurant le gaz au-dessus d'un panneau solaire apparaît faisable. Avant de développer un prototype de précipitateur électrostatique adapté aux conditions martiennes, nous avons effectué un test simple afin de vérifier que l'épuration du gaz au-dessus d'un panneau solaire peut vraiment réduire le taux d'obscurcissement du panneau.

3.4.1 Dispositif expérimental

Pour les tests suivants nous avons utilisé la chambre à vide et les systèmes de contrôle la pression présentés dans §2.2.3 (Figure 2.4). Un précipitateur électrostatique classique a été construit et placé dans la chambre pour effectuer les tests sur la réduction de dépôt de poussière. Il se compose de deux plaques métalliques parallèles de collecte (45 cm × 32 cm), de 10 mm d'épaisseur, placées à une distance $2d = 20$ cm et fixées sur un plateau isolant (voir Figure 3.11). Dans le plan intermédiaire il y a deux fils en cuivre de 1,8 mm de diamètre placés en parallèle, qui produisent des décharges couronne par l'application d'une tension

continue positive. Dans le CO_2 , pour $V_{\text{appl}} = 3 \text{ kV}$ le courant de décharge est d'environ $50 \mu\text{A}$ sous la pression $p = 7 \text{ mbar}$. Par ailleurs, deux cellules photovoltaïques (cellules PVs) de mesure sont placées symétriquement par rapport au plan médian et une troisième cellule photovoltaïque avec un couvercle amovible pour empêcher le dépôt de poussière est utilisée comme référence (voir Figure 3.11). Leur côté actif est orienté vers le haut. Une lampe halogène illumine les trois cellules photovoltaïques dont on peut mesurer le courant. L'objectif des essais est de déterminer le taux d'obscurcissement des cellules de mesure par le dépôt de la poussière que l'on injecte.

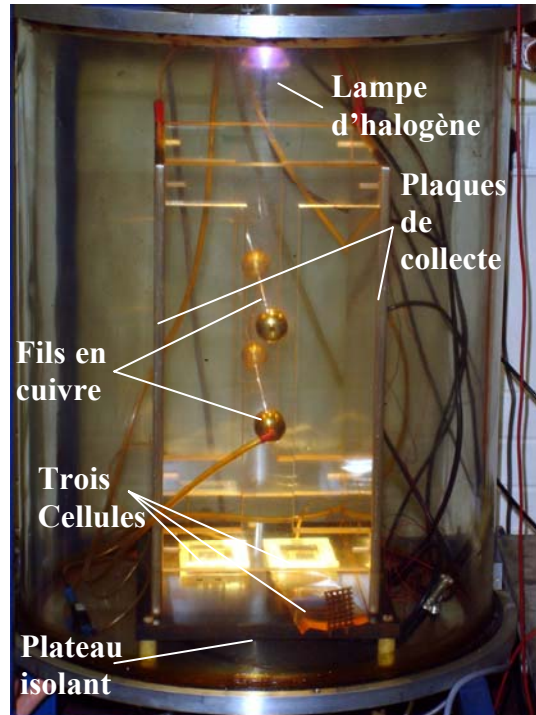


Figure 3.11 Photographie du précipitateur électrostatique fil-plan à l'intérieur de la chambre à vide.

3.4.2 Techniques expérimentales

Nous avons travaillé avec la poudre simulant la poussière de Mars. Cette poudre doit être desséchée à 180°C dans l'étuve pendant plusieurs jours pour éviter autant que possible une agglomération initiale des particules par l'humidité. Pour réaliser la suspension de cette poudre, nous avons utilisé la technique d'injection de poudre expliquée dans §2.2.3. En l'absence de champ électrique, la poussière se dépose complètement par sédimentation après environ 30 minutes ($p = 7 \text{ mbar}$). Quand nous avons terminé les mesures de transmission de lumière, une nouvelle injection de $0,15 \text{ g}$ de poudre peut être opérée.

Les expériences concernent la capacité du dispositif électrostatique à charger et collecter la poussière sur les deux plaques métalliques de collecte à la masse, réduisant ainsi le dépôt des particules sur le plateau isolant horizontal et sur les cellules photovoltaïques placées dessus. Après chaque injection et dépôt de la poudre, avec ou sans filtration par précipitation électrostatique, la transmission de lumière est mesurée par les cellules de

mesure. Parce que la lampe halogène dans la chambre peut être légèrement obscurcie par les particules se déposant par diffusion, il est nécessaire de mesurer l'intensité de la lumière. Cette mesure est réalisée avec une cellule photovoltaïque de référence protégée par un couvercle facilement déplaçable (ce couvercle est ouvert pendant l'éclairage des trois cellules photovoltaïques).

Les mesures initiales des courants $(I_{mesure})_0$ et $(I_{réf})_0$ produits par les cellules de mesure et la cellule de référence respectivement, avant la première injection de poudre, permettent de caractériser l'efficacité relative de collecte des particules en suspension dans le gaz carbonique sous faible pression. Après injection et dépôt de poudre simulant la poussière de Mars, nous mesurons I_{mesure} et $I_{réf}$ et le facteur de transmission de lumière β pour les cellules de mesure est défini par :

$$\beta = \left(\frac{I_{mesure}}{I_{réf}} \right) / \left(\frac{I_{mesure}}{I_{réf}} \right)_0 \quad (3-3)$$

3.4.3 Résultats expérimentaux

Des mesures systématiques (avec et sans tension appliquée pour la précipitation électrostatique) ont été effectuées pour déterminer l'efficacité de la technique de précipitation électrostatique pour réduire le dépôt de poudre sur les cellules photovoltaïques. Une valeur moyenne du facteur de transmission a été déterminée par 8 essais succesifs. Chaque test consiste en 10 injections successives de 0,15 g de la poudre simulant la poussière de Mars desséchée. Le courant fourni par chaque cellule photovoltaïque a été mesuré 30 secondes après avoir allumé la lampe. Cette mesure est faite après un temps long (30 minutes) en l'absence de champ électrique mais après 2 ou 3 minutes seulement lorsque'on applique la tension sur l'électrofiltre. Les valeurs moyennées de β pour deux cellules photovoltaïques de mesure sont montrées sur la Figure 3.12. Le facteur de transmission de lumière β a une diminution bien linéaire avec la quantité de la poudre injectée, suggérant un taux constant de dépôt de la poudre sur les cellules photovoltaïques. Sans effet de précipitation électrostatique ($V_{appl} = 0$), la transmission de lumière est réduite de presque 60% après injection de 1,5 g de poudre simulant la poussière de Mars. Quand la décharge couronne produit la précipitation électrostatique ($V_{appl} = 3$ kV), le facteur de transmission décroît avec un taux significativement plus petit. Ceci montre que l'utilisation de la technique de précipitation électrostatique réduit le dépôt de poudre d'un facteur environ 3 pour ces essais.

Habituellement, quand les particules sont transportées dans un tube isolant, elles acquièrent une charge électrostatique due à la triboélectrisation lors des chocs entre les particules et la paroi interne du tube, en plus des collisions particule-particule [66][75][76]. Nous avons donc effectué un test pour une tension appliquée ($V_{appl} = 2$ kV) inférieure à la tension seuil de décharge couronne unipolaire V_s . Dans ce cas de champ électrique sans décharge couronne, le facteur de transmission β diminue beaucoup moins que sans tension

appliquée (Figure 3.12). Une partie de la poudre chargée par l'effet de triboélectrisation pendant le processus d'injection est collectée par les plaques de collecte et également par les fils qui sont couverts par la poudre à la fin de ce test. Cette observation est très intéressante parce qu'elle donne une indication concernant le pourcentage de particules qui ont acquis une charge (positive ou négative) lors du processus d'injection. Comme le dépôt de poudre est réduit d'un facteur 1,5, nous pouvons conclure qu'environ 30% des particules ont acquis et conservé une charge suffisante (par l'effet de triboélectrisation) pour être collectées par les électrodes (plaques et fil) quand elles arrivent à leur voisinage. En conséquence, le facteur de réduction d'environ 3 observé avec la décharge couronne implique que la charge des particules par la charge d'espace ionique positive est suffisante pour obtenir leur collecte.

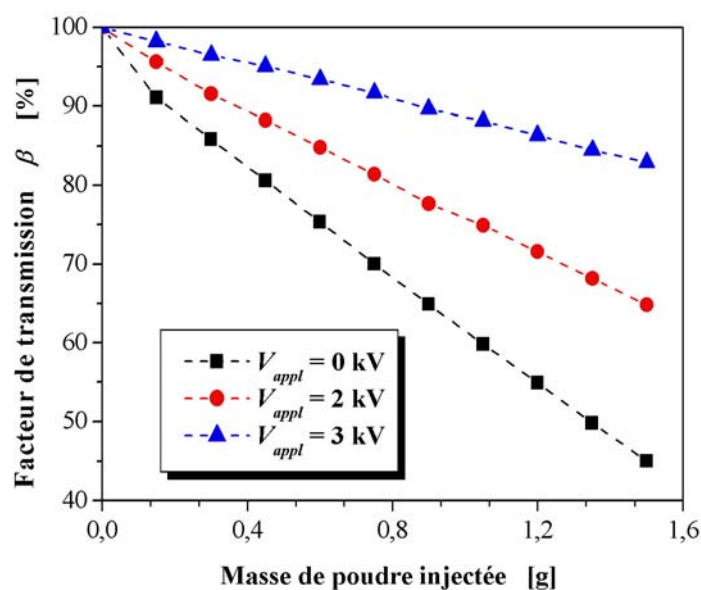


Figure 3.12 Facteur de transmission du panneau empoussiéré en fonction de la masse totale de poudre injectée pour deux tensions appliquées ($p = 7$ mbar et $T = 20$ ° C).

3.4.4 Discussion

Ces résultats sont encourageants mais pas entièrement satisfaisants parce que le dispositif de précipitation électrostatique réduit le taux de dépôt de la poussière seulement d'un facteur 3. Une raison possible de cet effet plutôt limité est que les cellules photovoltaïques qui sont reliées à la masse et couvertes par un matériau transparent isolant sont à un potentiel initialement presque identique à celui des plaques de collecte. Ils attirent vraisemblablement et collectent une certaine quantité de particules chargées par la décharge couronne. En couvrant les cellules photovoltaïques avec un verre enduit d'une couche d'oxyde d'indium et d'étain (ITO en anglais) et en appliquant à la couche d'ITO conductrice une tension de polarité positive (comme les fils ionisants), on pourrait repousser les particules chargées positivement et améliorer l'efficacité de la technique d'électrofiltration. Une autre raison possible de la réduction modeste de dépôt de poussière pourrait être une dispersion incomplète de la poudre avec une proportion apparente de grosses particules se déposant rapidement et étant seulement légèrement affectées par le champ électrique.

D'autre part, les essais ont été effectués dans une chambre à vide de volume limité, en l'absence d'un écoulement forcé du gaz. La réduction obtenue sur le dépôt de la poussière concerne donc seulement une atmosphère tranquille. Sur Mars, les conditions devraient souvent être différentes à cause de l'existence des vents avec des vitesses typiques de dizaines de m/s. Le premier effet du vent sera une influence sur la charge des particules. Par exemple, avec une vitesse de vent de 30 m/s, le temps pendant lequel les particules sont immergées dans le nuage d'ions d' « épaisseur » typique ~ 30 cm est environ 10 ms. Selon la Figure 3.8 nous pouvons conclure que les petites particules ($d_p \sim 1 \mu\text{m}$) vont acquérir seulement quelques charges élémentaires et éprouveront une force électrique plus petite qu'en l'absence du vent. Donc une influence plus petite du champ appliqué peut être attendue. Le deuxième effet de vent, est l'entraînement des particules par la convection et la turbulence, qui jouera probablement un rôle important, mais il est très difficile de prévoir a priori son influence sur la collecte et la répulsion des particules et sur leur dépôt sur le panneau solaire.

Enfin l'effet de triboélectrisation des particules due au vent doit être pris en considération. Merrison et al. [65] ont constaté que, juste après sa mise en suspension, la poudre simulant la poussière de Mars est composée de quantités presque égales de particules chargées négativement et positivement. Comme nous l'avons montré (section §3.4.3) avec le test effectué avec une tension appliquée juste au-dessous de la tension seuil de décharge couronne unipolaire V_s , il y a collecte d'une partie des particules portant une charge, positive ou négative. Il est alors prévisible que des particules chargées naturellement de polarité négative soient en partie collectées par la couche d'ITO polarisée positivement. Même dans le cas d'une couche d'ITO à la masse, la charge des particules induira la force électrostatique d'image, ce qui pourrait augmenter le dépôt de poussière [77]. Dans l'atmosphère de Mars, la mise en suspension de sable martien se produit à la vitesse de vent supérieure à environ 15 m/s, vitesse de vent observée pendant de brèves rafales aux emplacements de Viking Lander [56]. Les plus grosses particules suspendues peuvent donc également acquérir une charge électrostatique assez élevée due, par exemple, aux chocs répétés avec le sol sous l'action d'entraînement du vent.

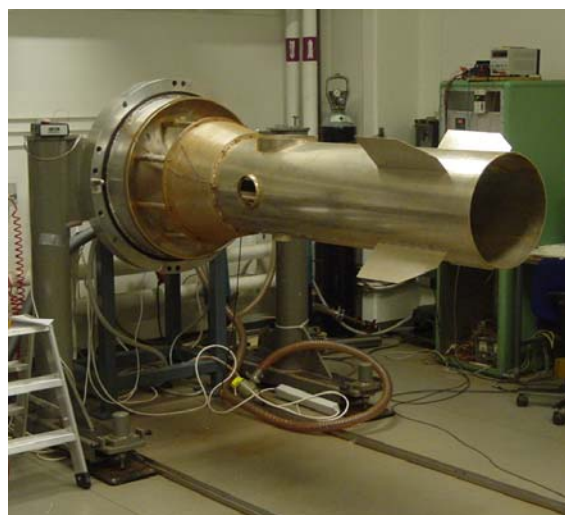
3.5 Modèle de taille réduite de panneau solaire protégé par précipitateur électrostatique

Nous avons précédemment étudié les caractéristiques de décharge couronne dans le gaz carbonique sous faible pression dans la chambre à vide sans écoulement du gaz, et simplement confirmé la possibilité d'utilisation de la technique de précipitation électrostatique dans les conditions de l'atmosphère de Mars. Pour augmenter l'efficacité de la filtration électrostatique du gaz au-dessus du panneau solaire, il est nécessaire de polariser la surface du panneau. Nous allons étudier l'influence de cette polarisation et optimiser le dispositif. Ensuite, nous définissons un prototype du dispositif de précipitation électrostatique fil-tore remplaçant celui de type fil-plan dont les électrodes de collecte gênent l'éclairement des panneaux solaires à cause de leur position au dessus des électrodes. Ce dispositif sera

spécialement construit pour pouvoir étudier l'influence du vent dans une soufflerie « martienne ».

3.5.1 Contraintes diverses

Les électrodes des systèmes de filtration électrostatique classique feraient des ombres sur les panneaux solaires des modules posés sur la planète Mars. Pour réaliser un dispositif de protection des panneaux solaires sans ombre, nous avons imaginé un prototype fil-tore. Une électrode de collecte de forme torique peut être placée au-dessous du niveau du panneau et un fil est placé au-dessus de ce panneau. En appliquant une tension suffisante, une décharge couronne se produit et génère une zone continue de charge d'espace ionique qui isole le panneau de l'extérieur. Quand les particules traversent cette zone, elles sont chargées et collectées par le tore sous l'action du champ électrique. Bien sûr, un grand plateau est placé sous le tore pour empêcher l'entrée des particules par dessous le dispositif.



(a)



(b)

Figure 3.13 Photographies de la soufflerie reproduisant certaines conditions de l'atmosphère de Mars (Mars Simulation Laboratory, Université d'Aarhus, Danemark).

Pour examiner ce prototype dans des conditions simulant celles existant sur Mars, nous avons effectué des essais dans une soufflerie « martienne » à Aarhus [65] qui a été construite pour reproduire certaines des conditions d'environnement observées sur Mars. Elle se compose d'un tunnel de circulation (Figure 3.13 (a)) placé à l'intérieur d'une chambre à environnement contrôlé (Figure 3.13 (b)). Il est possible de faire le vide dans cette chambre et d'y maintenir du gaz carbonique sous des pressions existant sur Mars et des températures $T \geq -20^{\circ}\text{C}$. Le tunnel central est un cylindre métallique de 40 cm de diamètre et 1,5 m de longueur.

3.5.2 Dispositif construit

Un dessin schématique du dispositif de type fil-tore est présenté Figure 3.14 (voir les dessins détaillés en Annexe IV). Un plateau rigide de matériau isolant (PVC) supporte le tore

métallique, ainsi que le plateau (en matériau isolant) simulant un panneau solaire qui, lui-même, soutient les deux bras avec le fil ionisant. Le tore est relié à la masse et une haute tension positive est appliquée au fil afin d'avoir une décharge couronne produisant une charge d'espace ionique unipolaire entre le fil et la zone supérieure et externe du tore. Sur le plateau simulant le panneau solaire, 4 cellules photovoltaïques sont insérées, un groupe de trois cellules pour des mesures d'atténuation de l'éclairage, la quatrième agissant en tant que cellule de référence. Toutes ces cellules photovoltaïques sont recouvertes par une lame de verre dont la surface supérieure est enduite d'une couche d'oxyde d'indium et d'étain (ITO en anglais). Une haute tension positive (a priori différente de celle du fil) est appliquée sur la couche d'ITO afin de repousser les particules chargées positivement. La cellule de référence est protégée du dépôt de particules par un couvercle de matériau isolant ; l'étanchéité est assurée par une bande étroite de matériau souple. Le couvercle est fixé sur un axe et peut être enlevé par la rotation de l'axe d'un angle de l'ordre de 120° induit par un montage utilisant un moteur/réducteur fixé au-dessous du panneau solaire sur le plateau isolant (voir Annexe IV).

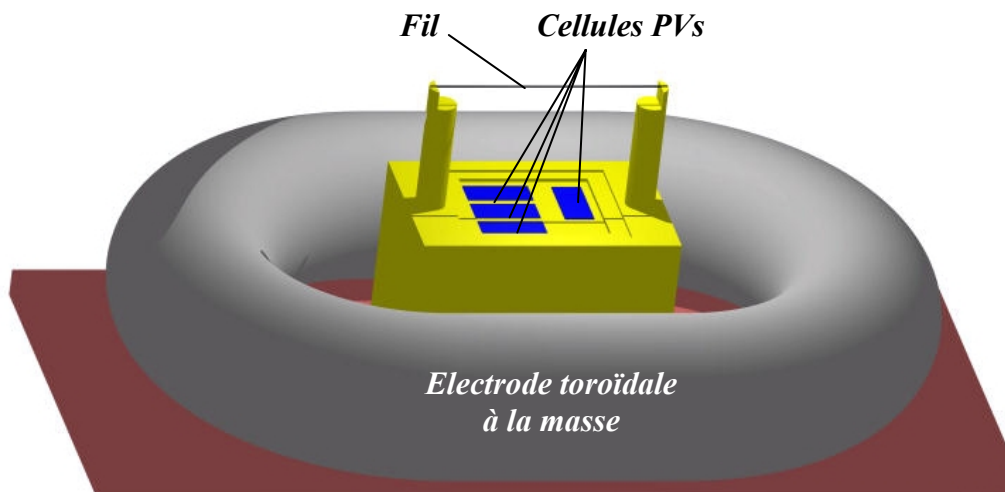


Figure 3.14 Dessin schématique du dispositif fil-tore.

La Figure 3.15 présente une photographie du prototype réalisé. Le tore est construit avec des morceaux en acier inoxydable, tubes et coudes à 90° de section droite constante : le diamètre intérieur est $D_i = 84,9$ mm, le diamètre extérieur est $D_e = 88,9$ mm et le rayon moyen de courbure des coudes est de 114 mm. Le panneau est placé un peu au-dessus du niveau du plan supérieur de l'électrode toroïdale ; le fil (0,5 mm de diamètre) est parallèle au panneau et à une distance de 70 ± 1 mm de la surface supérieure (couche d'ITO) de la lame de verre couvrant les cellules photovoltaïques (sa longueur est égale à celle des sections rectilignes du tore). Pour mesurer correctement les courants produits par les cellules photovoltaïques illuminées, nous avons inséré des résistances de 1Ω en parallèle avec les multimètres. Nous avons numéroté les cellules photovoltaïques de mesure comme indiqué sur la Figure 3.15. Les tensions V_{fil} et V_{ITO} sont alimentées séparément avec deux alimentations et deux câbles.

Pour un point quelconque de la partie active du fil, la distance au tore est de 125 ± 1 mm. Entre fil et tore, la zone continue de charge d'espace sépare le panneau de l'extérieur.

Toutes les particules venant l'extérieur sont chargées en entrant dans cette zone et sont ensuite repoussées vers le tore. Tous les câbles isolés ont été placés entièrement dans les mâts et le support (voir Annexe IV), en dehors de la zone de charge d'espace ionique.

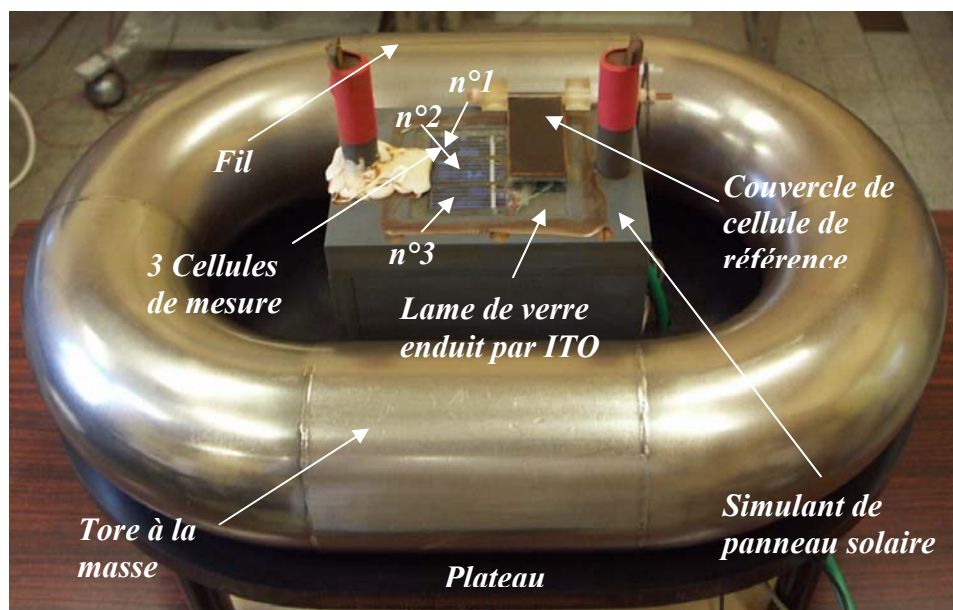


Figure 3.15 Photographie du précipitateur électrostatique finalement construit.

3.6 Mesures dans la chambre à vide

Avant d'effectuer les expériences dans la soufflerie, nous avons étudié l'efficacité de la technique de dépoussiérage électrostatique pour réduire le dépôt de poussière sur le panneau solaire dans la chambre à vide. L'injection de la poudre simulant la poussière de Mars (Salten Skov) a été effectuée comme cela est décrit dans §2.2.3. Pour des valeurs données de la tension V_{fil} sur le fil ionisant et V_{ITO} sur le panneau polarisé, les valeurs initiales (correspondant au panneau sans poussière) de courant fournies par l'illumination des trois cellules photovoltaïques et la cellule de référence sont mesurées [78].

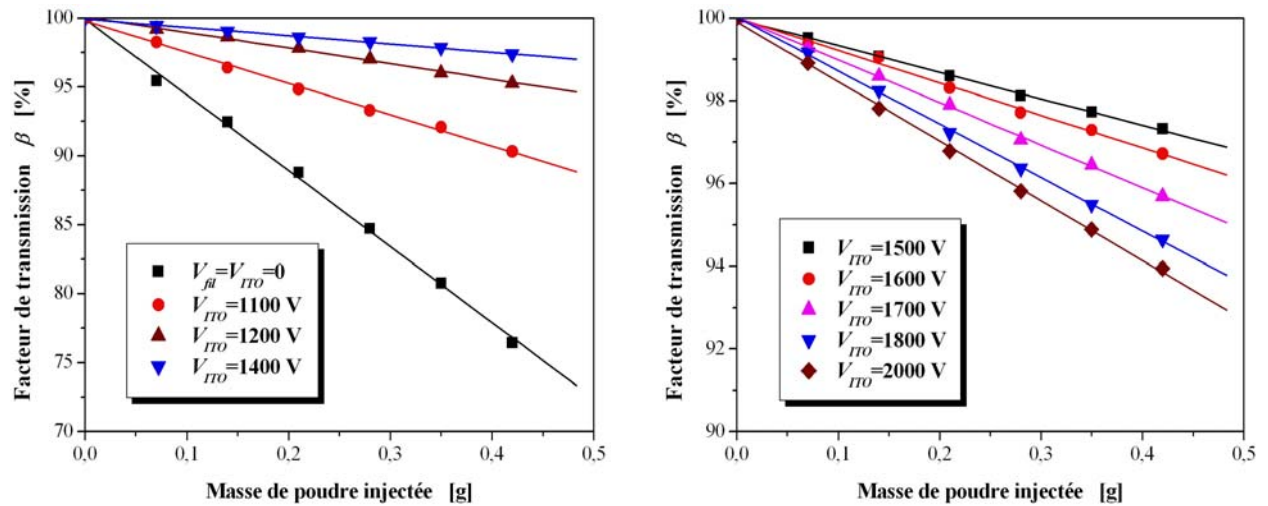
La dispersion de la poudre dans la chambre à vide est réalisée avec une quantité donnée de poudre simulant la poussière de Mars [78]. Pendant l'injection et la dispersion, les particules de poudre sont respectivement chargées par triboélectrisation avec les parois du tube et captent des ions négatifs ou positifs existant naturellement dans le gaz. Ces particules se déposent sur la paroi interne de la chambre cylindrique (effet électrostatique d'image) et sur l'électrode grâce à la charge des particules et/ou sur les panneaux solaires. A la fin, lorsque la fine poussière qui pourrait subsister dans le gaz est indétectable, chaque cellule est illuminée par la lampe halogène et son courant est mesuré. La transmission de lumière est alors déduite. Ce processus est répété jusqu'à ce que la transmission à travers la couche de poussière déposée ait significativement diminué, de l'ordre de 40 %.

3.6.1 Mesure du facteur de réduction de dépôt

La plupart des expériences dans cette section ont été effectuées en utilisant un premier

prototype comportant seulement deux cellules photovoltaïques, une pour mesurer l'atténuation de lumière par la poussière déposée et l'autre maintenue comme référence. Pour ce prototype la distance du fil au panneau était d'environ 80 mm et la distance du fil au tore était de près de 135 mm. La quantité de poudre injectée est de 0,07 g à chaque fois.

En l'absence de champ électrique ($V_{fil} = V_{ITO} = 0$ V), les particules sédimentent et constituent un dépôt sur la surface du panneau. Les courants fournis par les deux cellules photovoltaïques illuminées ont été mesurés et permettent de déterminer le facteur de transmission β de la lumière (voir la relation (3-3)) [78]. Les valeurs du facteur de transmission sont portées sur la Figure 3.16 (a) qui montre une diminution presque parfaitement linéaire en fonction de la masse totale de poudre injectée, avec des fluctuations statistiques très faibles. La pente des courbes caractérise le taux de dépôt des particules sur le panneau.



(a) $V_{fil} = V_{ITO} = 0$ et $V_{fil} = 2700$ V avec $V_{ITO} = 1100$ à 1400 V

(b) $V_{fil} = 2700$ V et $V_{ITO} = 1500$ à 2000 V

Figure 3.16 Variations du facteur de transmission de la lumière en fonction de la masse cumulée de poudre injectée.

Pour la pression de CO_2 de 7 mbar, les mesures systématiques ont été effectuées ensuite en appliquant une tension sur le fil ($V_{fil} = 2700$ V) juste en-dessous de la tension de claquage V_c et en variant de 1100 V à 2000 V la tension de polarisation V_{ITO} appliquée à la couche d'ITO de la lame de verre couvrant les cellules photovoltaïques. Dans tous les cas il y a une diminution linéaire très bien définie du facteur de transmission β en fonction de la masse cumulée de poudre injectée (voir Figure 3.16 (a) et (b)) ; ces figures montrent que la tension V_{ITO} joue un rôle très important à cause de la répulsion des particules chargées par la couche d'ITO conductrice polarisée positivement. Le facteur de réduction du dépôt de poudre sur le panneau dépend fortement de V_{ITO} : il passe de 2 pour $V_{ITO} = 1100$ V à 9 pour $V_{ITO} = 1400$ V puis diminue modérément jusqu'à environ 4 pour $V_{ITO} = 2000$ V (Figure 3.17). Cette diminution modérée semble être corrélée avec la diminution du courant de décharge couronne quand V_{ITO} augmente.

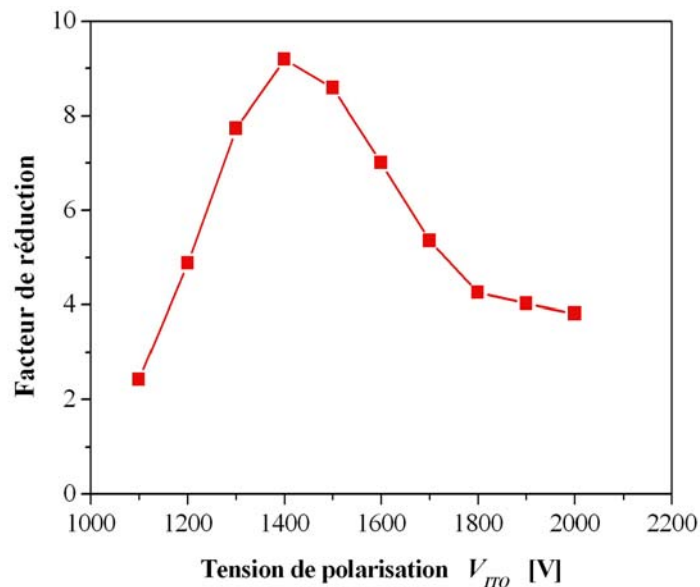


Figure 3.17 Facteur de réduction du dépôt de poudre en fonction de la tension de polarisation de la couche d'ITO pour $V_{fil} = 2700$ V et $p = 7$ mbar.

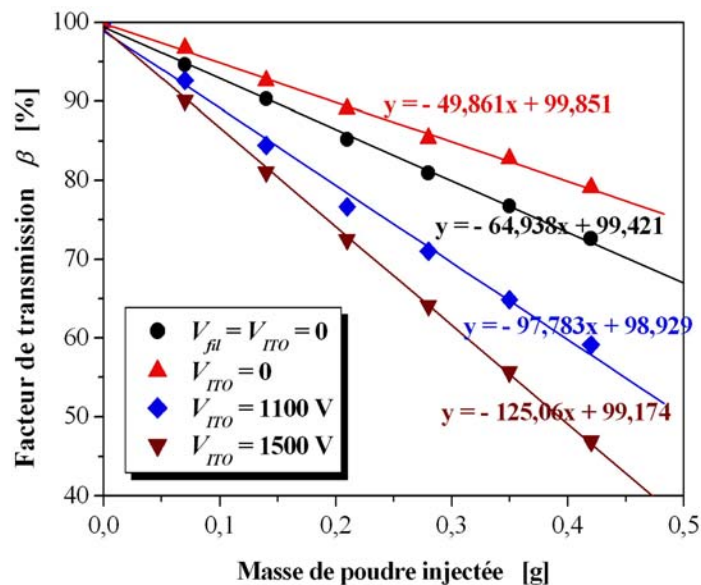


Figure 3.18 Variations du facteur de transmission en fonction de la masse cumulée de poudre injectée pour $V_{fil} = 1500$ V ($< V_s$).

Une tension $V_{fil} = 1500$ V en-dessous de la tension seuil de décharge couronne V_s a également été appliquée au fil, avec $V_{ITO} = 0$. Le champ électrique a alors un effet seulement sur les particules chargées par triboélectrisation pendant le processus d'injection de la poudre. Dans ce cas, les particules chargées sont attirées et en partie collectées par les deux électrodes de sorte que le dépôt des particules est réduit (Figure 3.18). Le facteur de réduction est modeste : environ 1,3. Pour un autre cas avec $V_{fil} = 1500$ V $< V_s$, et une tension de polarisation $V_{ITO} > 0$, la couche d'ITO tend à attirer les particules négativement chargées. Les résultats pour $V_{ITO} = 1100$ V et 1500 V (voir la Figure 3.18) montrent que le dépôt n'est alors pas réduit mais augmenté (doublé pour $V_{ITO} = 1500$ V).

3.6.2 Simulation de la paroi métallique du tunnel

En mettant horizontalement le dispositif dans la partie la plus basse de la chambre afin que le fil ionisant soit assez loin de plaque supérieure métallique, le domaine d'existence de la décharge couronne unipolaire a été caractérisé, pour une pression donnée (5 à 10 mbar) et différentes tensions de polarisation V_{ITO} sur la couche d'ITO. Des mesures de tension seuil de décharge couronne V_s et de tension de claquage V_c aussi bien que le courant de décharge ont été réalisées. Les courbes courant-tension caractérisant la décharge couronne sont présentées Figure 3.19 pour les valeurs de pression de CO_2 $p = 5, 7$ et 9 mbar. Les tensions seuil V_s pour la décharge couronne et V_c pour le claquage augmentent modérément avec la pression du gaz. L'intervalle ΔV d'existence de la décharge couronne unipolaire est d'environ 700 V.

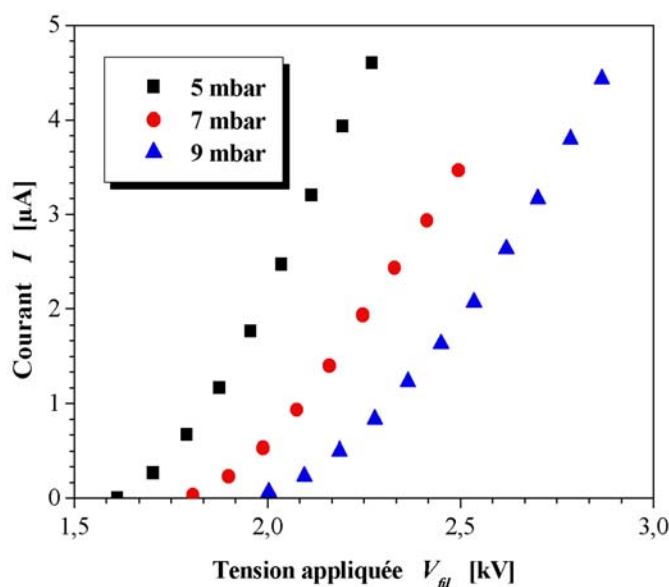


Figure 3.19 Caractéristiques courant-tension de décharge couronne à différentes pressions pour le dispositif fil-tore placé horizontalement dans la chambre à vide.

Afin d'être dans des conditions proches de celles régnant dans le tunnel aérodynamique à Aarhus, nous avons ajouté une grille métallique à la masse contre la paroi interne de la chambre cylindrique en verre pour simuler le conduit métallique cylindrique du tunnel. Puis une feuille mince de matériau isolant a recouvert ce grillage, comme il était prévu de le faire pour isoler le cylindre intérieur du tunnel.

Pour ce deuxième essai le dispositif a donc été placé verticalement dans la chambre avec le grillage et la feuille isolante ; les courbes données Figure 3.20 sont similaires à celles de la Figure 3.19. La présence de la feuille isolante n'a pas un effet dramatique : la valeur V_s a été élevée d'environ 300 V. Ceci peut être expliqué : au début, certains ions positifs créés par la décharge couronne arrivent sur la surface de la feuille isolante ; ce phénomène se produit jusqu'à ce que la charge de surface soit suffisamment haute pour empêcher des ions supplémentaires de l'atteindre. L'influence de la charge de surface est de diminuer le champ électrique sur le fil ionisant ; donc une tension appliquée plus élevée est nécessaire pour atteindre les conditions critiques de décharge couronne. V_c est augmenté de seulement

environ 100 V ; donc l'intervalle ΔV d'existence de la décharge couronne unipolaire est plus petit (~ 500 V).

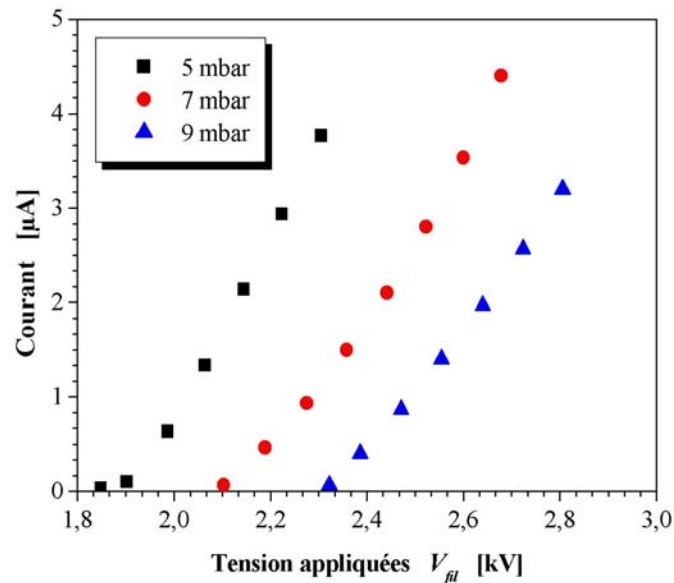


Figure 3.20 Caractéristiques courant-tension de décharge couronne à différentes pressions pour le dispositif fil-tore placé verticalement dans la chambre à vide.

3.7 Tests dans la soufflerie d'Aarhus

La vitesse du vent U_g est un paramètre important qui doit être pris en considération dans n'importe quelle technique destinée à être utilisée sur Mars. Il y a deux effets principaux du vent sur les processus de charge, de collecte et de répulsion des particules. Le premier est une réduction du temps pendant lequel les particules sont présentes dans la zone de charge d'espace ionique positive créée par la décharge couronne. Cette réduction du temps de charge provoque une diminution de la charge acquise par les particules et donc une diminution de leur vitesse de migration w_E sous l'effet du champ E et de leur répulsion par le panneau polarisé. Le deuxième effet est lié au phénomène de tribo-électrisation des particules produit par leurs collisions avec d'autres particules ou avec les parois (ou le sol de la planète Mars). Comme la probabilité qu'une particule acquière par tribo-électrisation une charge négative est du même ordre que celle d'être chargée positivement, la polarisation du panneau (ITO) peut conduire à l'attraction des particules négatives et donc à une réduction notable de l'effet recherché par dépoussiérage électrostatique du gaz.

3.7.1 Description de la soufflerie « martienne »

Merrison et al. [65] ont injecté dans le tunnel une poudre simulant la poussière de Mars (Salten Skov) qui permet la simulation d'aérosols martiens. Pour réaliser l'injection, on place une quantité bien définie (une dose de volume mesuré $0,76 \text{ cm}^3$) de poudre dans un tube (rempli d'air à la pression atmosphérique) qui est ensuite ouvert vers la chambre à faible pression au fond du côté du ventilateur. Le ventilateur axial (voir Figure 3.21) génère un écoulement de gaz dans le tunnel central et un cylindre externe permet le retour du gaz. Dans

ce tunnel les taux de turbulence sont typiquement en-dessous de 10 % et des vitesses de vent allant jusqu'à 20 m/s peuvent être obtenues. La haute vitesse d'air et les turbulences créées au bec d'injection (qui est de 1 cm de largeur) sont suffisantes pour disperser les particules agrégées et les mettre en suspension. Ce processus prend une fraction de seconde. En utilisant cette technique d'injection une quantité reproductible de poudre et d'air (400 cm³) sont injectés. Cela cause une augmentation de la pression de typiquement 0,4 mbar.

Pendant l'injection, la haute vitesse du vent et la turbulence près du bec d'injection entraînent un peu de poussière déposée auparavant, si bien que même lorsqu'aucune poudre n'est placée dans le tube d'entrée, l'injection se traduit par une certaine concentration de particules dans la région de mesure. Ceci a comme effet de limiter la densité initiale minimum de poussière réalisable dans le tunnel [65].

Bien que le mélange de gaz et la température puissent être contrôlés dans le tunnel, par souci de facilité, de l'air à faible pression et la température ambiante ont été utilisés pour ces simulations. L'humidité qui peut jouer un rôle important pour la charge électrique des particules pourrait être réduite à plus basse température. Il n'est en revanche pas clair si son influence est d'augmenter ou de diminuer la charge [79]. Si la décharge électrique influence l'électrisation des particules de poussière celle-ci dépendra également de la composition atmosphérique [65]. Par ailleurs, le temps de suspension de la poussière varie inversement avec la vitesse du vent [80] et est typiquement de plusieurs minutes, de façon assez reproductible. La vitesse du flux du gaz dans le tunnel a été mesurée en utilisant un système commercial d'anémomètre laser Doppler (Dantec). La vitesse des particules individuelles de poussière est mesurée par cette technique.

3.7.2 Conditions d'existence des décharges couronne

Avant d'effectuer les expériences un problème important qu'il fallait résoudre était d'éliminer l'influence de la paroi du tunnel qui risquait de bouleverser les distributions de champ et de charge d'espace lorsque le dispositif fil-tore est placé dans le tube métallique. La solution a consisté à recouvrir la paroi du tunnel sur une longueur de 90 cm par une feuille de PVC de 1 mm d'épaisseur et 122 cm de longueur – Figure 3.21 – (pour facilement éliminer l'air entre la paroi et la feuille isolante nous avons collé une série de lamelles de 5 mm de largeur sur la feuille de PVC qui est en appui sur la paroi).

Lorsqu'on applique la tension provoquant la décharge couronne, après une courte période pendant laquelle des ions se déposent sur la feuille isolante, la quasi-totalité des lignes de champ devraient aboutir sur le tore et les distributions de champ et de charge d'espace ne devraient pas être significativement différentes de celles attendues pour le dispositif placé sur le sol. Néanmoins les perturbations ont été suffisamment fortes pour modifier les conditions de décharge couronne dans le dispositif fil-tore. Après avoir introduit le dispositif fil-tore dans le tunnel, nous n'avons pas observé de décharge couronne unipolaire comme attendue dans le gaz carbonique sous la pression de 5 à 9 mbar. Pour une tension appliquée d'environ 2200 V ($p \cong 7$ mbar), il y a eu directement claquage. Le diamètre interne du tunnel ($\cong 39,5$ cm) est

plus petit que celui de la chambre à vide. Il en résulte que la distance entre le fil et la feuille isolante, environ 6 cm, est beaucoup plus petite dans le tunnel que dans l'enceinte à vide pendant le test (distance \cong 12 cm). L'absence inattendue du régime unipolaire de décharge couronne est alors vraisemblablement due à l'influence de la charge surfacique sur la feuille de PVC qui modifie les distributions de potentiel et de champ et qui provoque une diminution de la tension de claquage.



Figure 3.21 Photographie de la feuille isolante couvrant la paroi métallique de la section expérimentale du tunnel.

La réduction du dépôt de poussière est basée sur la charge des particules qui sont alors repoussées par le panneau solaire polarisé et collectées par l'électrode toroïdale externe. En l'absence de décharge couronne unipolaire produisant une charge d'espace ionique positive, il n'est pas possible de charger convenablement les particules. Par conséquent il est apparu impossible d'effectuer les expériences prévues dans le CO_2 . Après discussion il a été décidé d'effectuer les expériences, non pas dans le CO_2 mais dans l'air où un régime de décharge couronne peut être obtenu (dans l'air les valeurs de la tension de claquage V_c sont significativement plus élevées que dans le CO_2). Afin d'être dans des conditions présentant une bonne similitude avec les expériences prévues dans le CO_2 , on a choisi une pression de l'air $p = 10$ mbar donnant un libre parcours moyen des molécules du gaz très proche de celui dans le CO_2 à 7 mbar.

3.7.3 Expériences dans le tunnel avec $U_g \sim 0$ m/s

Les essais préliminaires dans la chambre à vide ont été répétés dans la soufflerie avec des conditions sans écoulement de gaz ($U_g \sim 0$) pour comparer les résultats de section §3.6 avec ceux obtenus dans cette installation. Dans la pratique, la vitesse n'est pas rigoureusement nulle. En effet, en injectant la poudre simulant la poussière de Mars, un écoulement temporaire du gaz est nécessaire pour disperser les particules injectées et pour transporter une partie d'entre elles vers la section expérimentale de la soufflerie. Cette étape de circulation du gaz devrait être transitoire et l'écoulement est arrêté aussitôt que possible. Cependant, en

raison de la configuration et du grand volume du tunnel, il est nécessaire d'imposer un écoulement pendant 25 à 30 secondes afin de disperser la poudre injectée et obtenir une concentration à peu près homogène de poussière. Dans ces conditions on ne peut pas considérer que la vitesse est nulle pendant tout le processus de dépôt de la poussière.

Les tensions V_{fil} et V_{ITO} sont appliquées avant de commencer la circulation transitoire de gaz (vitesse moyenne $\sim 1,6$ m/s), puis l'injection d'une dose de poudre simulant la poussière de Mars (environ 0,6 g) est effectuée et l'écoulement de gaz est arrêté après environ 25 s. Finalement nous obtenons une concentration apparente de poussière nulle après une durée de 7 à 10 minutes (on est sûr que la concentration est très faible parce que l'anémomètre laser qui permet de mesurer la vitesse du gaz ne fournit plus aucun signal de diffusion de lumière par des particules). La transmission de lumière à travers le verre empoussiéré recouvrant les cellules photovoltaïques est alors mesurée.

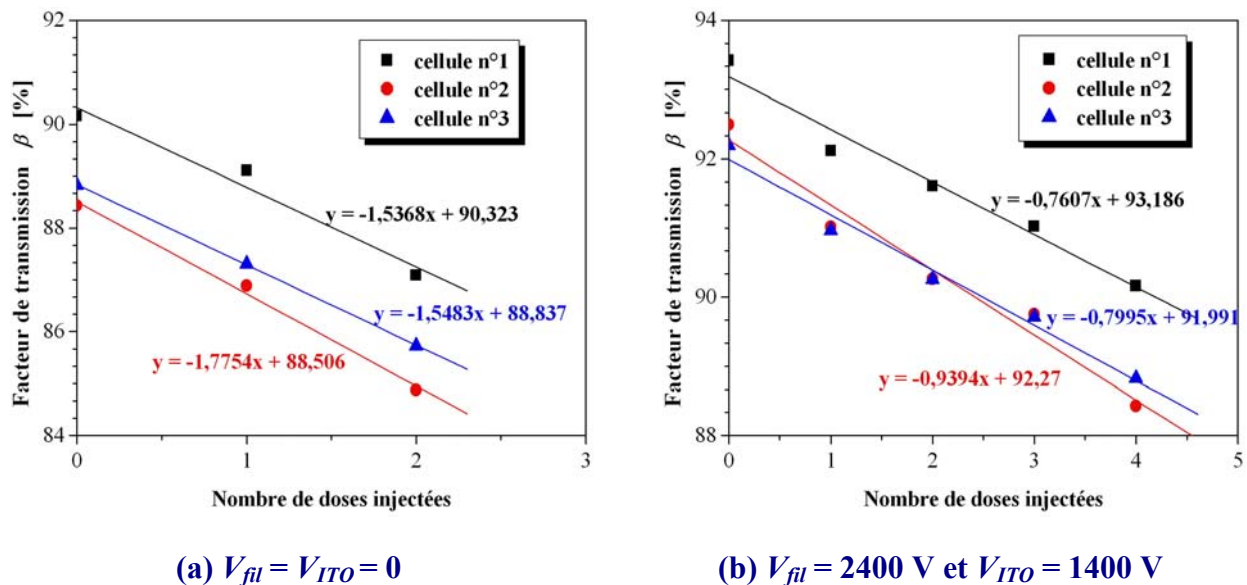
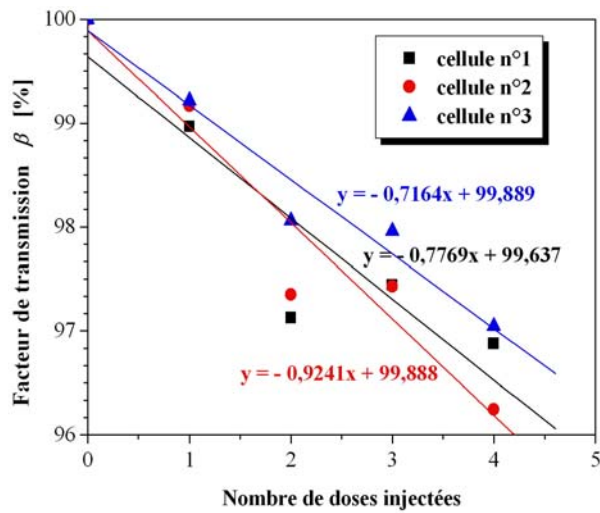


Figure 3.22 Variations du facteur de transmission en fonction de nombre de doses injectées pour les 3 cellules photovoltaïques ($U_g \sim 0$).

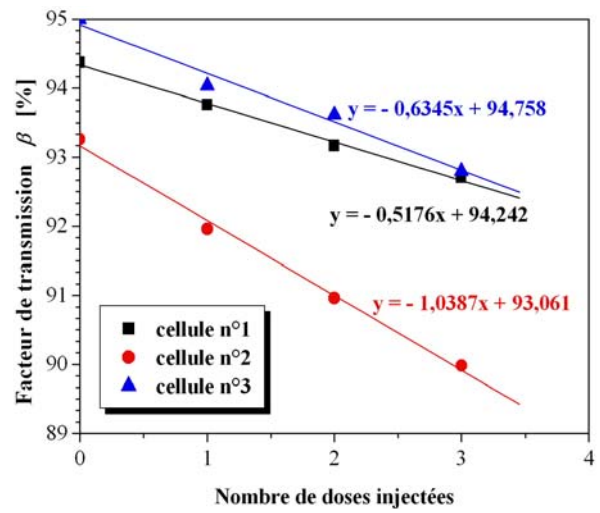
Les résultats obtenus pour les trois cellules de mesure montrent (Figure 3.22) qu'il y a une réduction très nette du dépôt de poussière due aux actions combinées de la décharge couronne et de la polarisation du verre avec couche d'ITO protégeant le panneau solaire. Mais le facteur de réduction, environ 2, est clairement beaucoup plus petit que celui escompté d'après les essais préliminaires dans le CO_2 . Cependant comme le gaz est différent et comme la condition de vitesse de vent nulle n'est pas strictement remplie, il est difficile de faire la comparaison directe.

3.7.4 Expériences dans le tunnel avec une vitesse de gaz constante

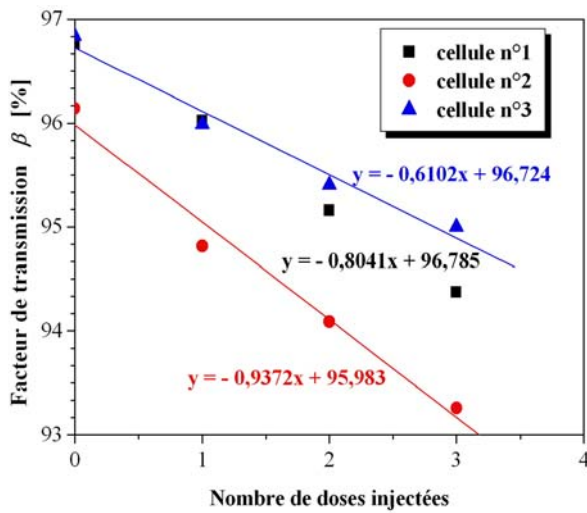
Après avoir cassé le vide et nettoyé le dispositif électrostatique, le tunnel a été remplacé sous la pression de 10 mbar. Une première série de mesures a été effectuée pour la plus faible vitesse réalisable dans la soufflerie $U_g = 1,6$ m/s.



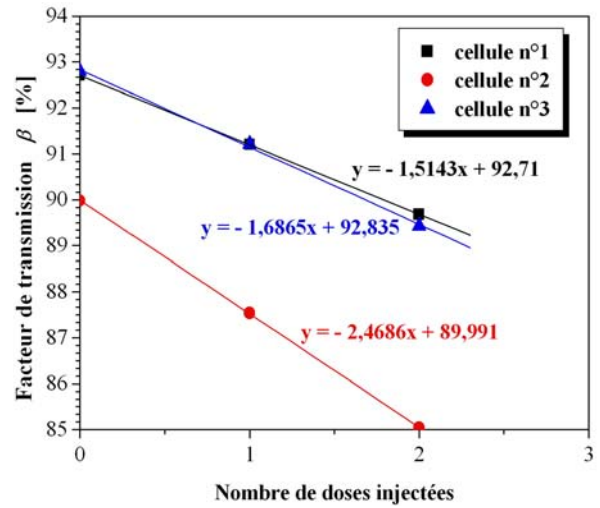
(a) $V_{fil} = 2400$ V et $V_{ITO} = 1400$ V



(c) $V_{fil} = 2800$ V et $V_{ITO} = 1800$ V



(b) $V_{fil} = 2600$ V et $V_{ITO} = 1600$ V



(d) $V_{fil} = V_{ITO} = 0$ V

Figure 3.23 Variations du facteur de transmission en fonction de nombre de doses injectées ($U_g = 1,6$ m/s).

Les essais ont été exécutés pour trois couples de valeurs de V_{fil} et V_{ITO} , qui sont respectivement 2400 V/1400 V, 2600 V/1600 V et 2800 V/1800 V. La Figure 3.23 donne des évaluations assez précises de la pente de décroissance du facteur de transmission en fonction de nombre de doses injectées, particulièrement dans le cas de 2400 V/1400 V. Les cellules n°1 et n°3 placées symétriquement de chaque côté du panneau donnent des valeurs très similaires mais différentes de celle de la cellule n°2 placé entre elles (au milieu du panneau). Le facteur de réduction du dépôt de poudre prend des valeurs comprises entre 2 et 3 (Figure 3.24), peu différentes de celles correspondant au cas de la vitesse $U_g \sim 0$ m/s.

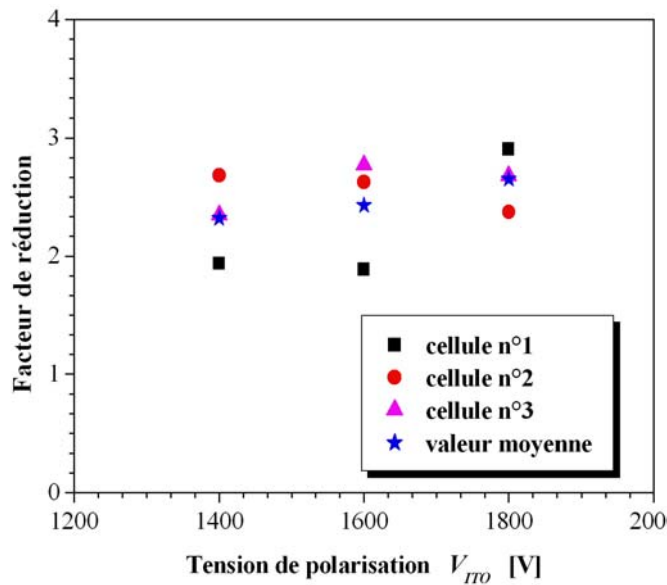
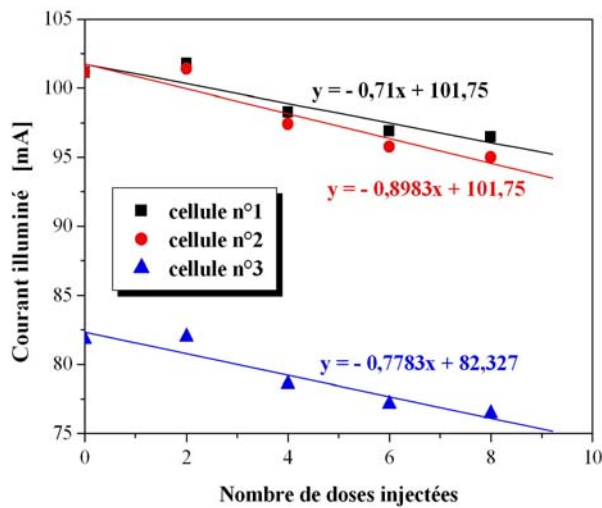
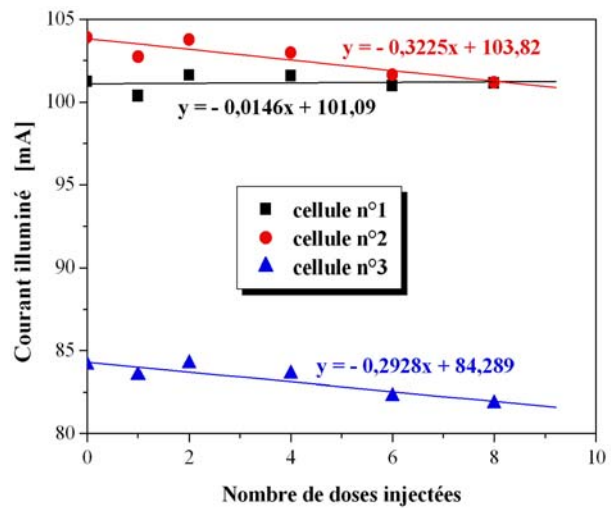


Figure 3.24 Facteurs de réduction du dépôt de poudre pour les 3 cellules PVs en fonction de la tension de polarisation de la couche d'ITO dans le cas $U_g = 1,6$ m/s.

Nous avons tenté de faire des mesures pour une vitesse d'écoulement de l'air plus importante : $U_g \cong 9,6$ m/s. Malheureusement un problème technique n'a pas permis de poursuivre la mesure précise des variations de transmission de lumière. En effet, les expériences en atmosphère poussiéreuse ont provoqué au bout de plusieurs jours un blocage par la poussière de l'axe (voir Figure A4.10 en Annexe IV) permettant l'ouverture du couvercle de la cellule de référence. Par conséquent il n'y avait plus de mesure de référence de l'illumination et seules des mesures non corrigées de variations de l'intensité d'illumination ont pu être faites dans le cas $V_{fil} = 2600$ V et $V_{ITO} = 1600$ V. Le manque de mesure sur la cellule de référence ne permet de tracer que les courants absolus mesurés (voir Figure 3.25). Les fluctuations assez importantes des courants n'ont permis d'obtenir qu'une estimation grossière du facteur de réduction de dépôt de poudre de l'ordre de 2 à 3, une valeur proche de celle obtenue pour $U_g = 1,6$ m/s.



(a) $V_{fil} = V_{ITO} = 0$



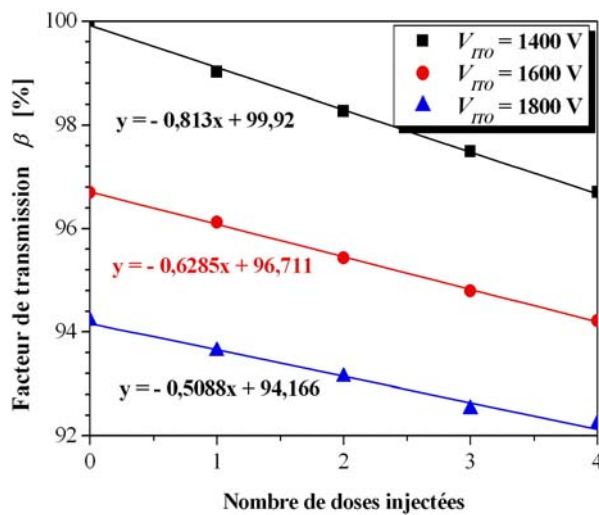
(b) $V_{fil} = 2600 \text{ V}$, $V_{ITO} = 1600 \text{ V}$

Figure 3.25 Variations de courant sur les 3 cellules PVs en fonction de nombre de doses injectées ($U_g \sim 9,6 \text{ m/s}$).

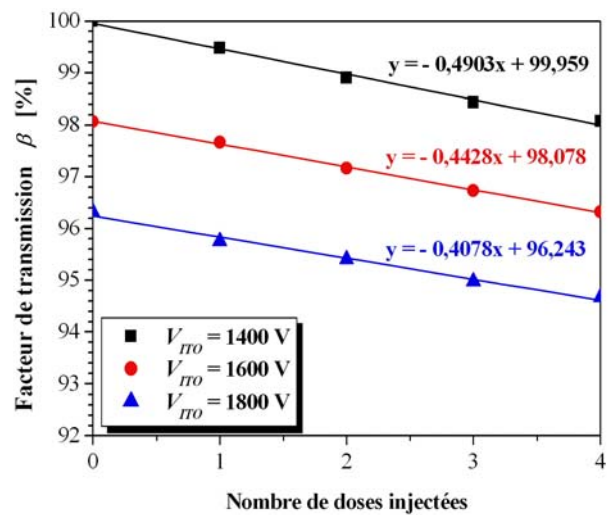
3.8 Tests complémentaires dans la chambre à vide avec l'air à 10 mbar

Les résultats précédents des mesures effectuées dans l'air à $p = 10 \text{ mbar}$ dans la soufflerie faible pression de l'Université d'Aarhus ne peuvent pas être comparés directement avec ceux de l'étude préliminaire relative au gaz carbonique présentés à la section § 3.6. Afin d'avoir une référence pour la réduction du taux de dépôt en l'absence de vent, nous avons donc réalisé de nouvelles mesures pour l'air dans la chambre à vide.

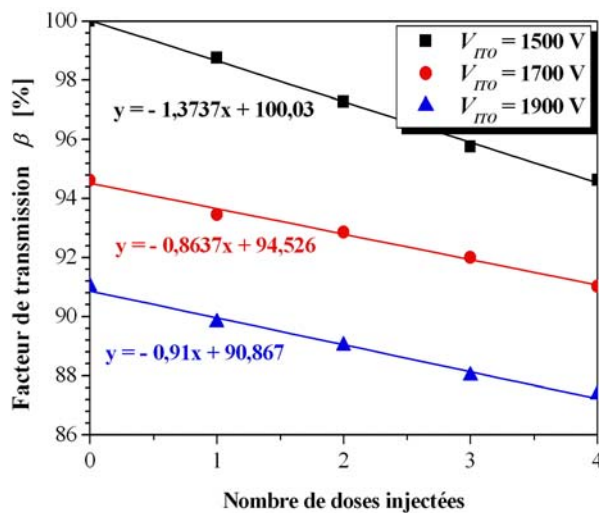
Ces nouvelles mesures ont été conduites dans des conditions électriques semblables à celles utilisées dans la soufflerie en appliquant une tension V_{fil} sur le fil ionisant supérieure de 1000 V à la tension de polarisation V_{ITO} sur la couche d'ITO. La quantité de poudre simulant la poussière de Mars injectée pendant ces mesures était de $0,1 \text{ g}$, ce qui a donné une concentration initiale de particules tout à fait semblable à celle de la soufflerie. Les données de la Figure 3.26 montrent une très bonne linéarité de la variation de la transmission de lumière avec la quantité totale de poudre injectée, permettant de bien définir les taux de décroissance.



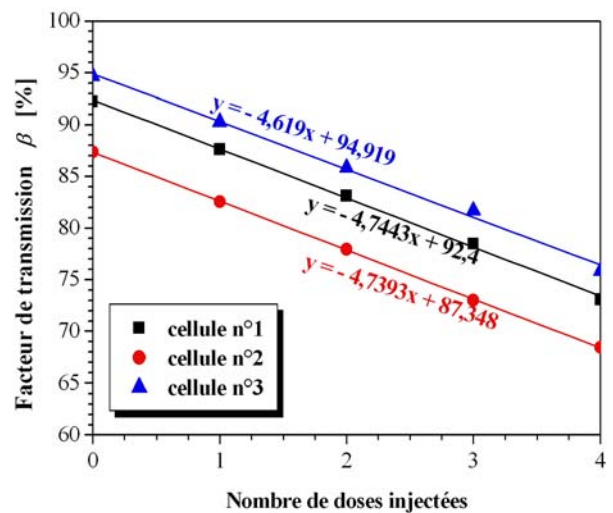
(a) variations pour la cellule n°1



(c) variations pour la cellule n°3



(b) variations pour la cellule n°2



(d) variations pour 3 cellules PVs avec $V_{fil} = V_{ITO} = 0$

Figure 3.26 Variations du facteur de transmission en fonction du nombre de doses injectées pour 3 valeurs de V_{ITO} ($V_{fil} = V_{ITO} + 1000$ V).

Les valeurs du facteur de réduction du dépôt de poussière sont regroupées sur la Figure 3.27. Il apparaît une tendance de ce facteur à augmenter avec la tension de polarisation V_{ITO} . Le facteur de réduction peut être considéré comme semblable pour les deux cellules photovoltaïques n°1 et n°3 qui sont installées de part et d'autre de la cellule centrale n°2. Cependant, le facteur de réduction est clairement plus faible (Figure 3.27) pour cette cellule centrale n°2, résultat qui pourrait être attribué aux distributions du champ électrique et de densité de charge et au mouvement de convection du gaz. En faisant la moyenne de toutes les valeurs déterminées Figure 3.27, un facteur moyen de réduction d'environ 8 est obtenu. Cette valeur du facteur de réduction est proche de celle déterminée dans le gaz carbonique sous une pression de 7 mbar (Figure 3.17).

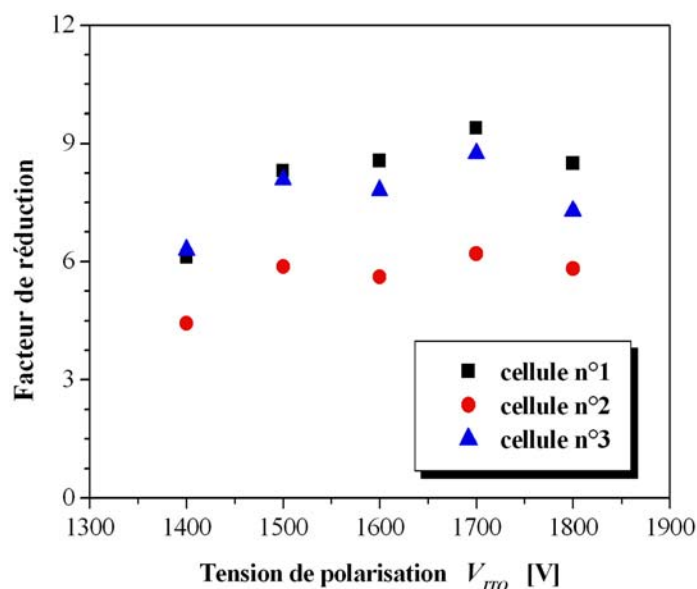


Figure 3.27 Facteur de réduction de dépôt de poudre dans l'air à 10 mbar pour les 3 cellules PVs en fonction de la tension de polarisation de la couche d'ITO.

3.9 Discussion et conclusion

Les expériences conduites dans la soufflerie faible pression du Mars Simulation Laboratory (Université d'Aarhus, Danemark) dans l'air à $p = 10$ mbar ont montré que la technique de dépoussiérage électrostatique, combinant la charge des particules par les ions créés par décharge couronne et la répulsion par le panneau polarisé, réduit le taux de dépôt de particules, même sous une vitesse de vent significative ($\cong 10$ m/s). Cependant, le facteur de réduction est alors modeste (environ 2,5). Si un tel résultat est confirmé pour le gaz carbonique, ceci rendrait la technique électrostatique d'un intérêt très limité pour la protection des panneaux solaires sur Mars.

Il reste quelques questions relatives à la différence entre le facteur de réduction proche de 8 obtenu dans le CO_2 et dans l'air sans vent dans la chambre à vide et le résultat proche de 2 obtenu dans le tunnel pour une vitesse d'écoulement presque nulle. Cela n'est pas dû à la nature du gaz et il y a deux raisons possibles pour une telle différence : i) les contraintes expérimentales dues à la géométrie du tunnel et ii) la vitesse non rigoureusement nulle du gaz pendant une partie non négligeable du processus de dépôt de la poussière. Les contraintes imposées par la nature métallique du conduit du tunnel et la nécessité de le recouvrir avec une feuille de matériau isolant conduisent à une diminution de la tension de claquage. Néanmoins, dans l'air la présence de cette feuille isolante n'affecte pas fortement le courant de décharge, et vraisemblablement ne modifie pas de manière significative le processus de charge des particules et de leur collecte par l'électrode toroïdale. La faible efficacité du dépoussiérage électrostatique dans le tunnel est donc très probablement due à la vitesse finie du gaz pendant un temps non négligeable dans les conditions où il n'y a pas de vent en permanence ($U_g \sim 0$). En effet, les particules entraînées par l'écoulement d'air traversent la région de charge d'espace ionique entre fil et tore dans un temps plutôt court pendant lequel elles ne peuvent

obtenir qu'une charge limitée ; la répulsion par la couche d'ITO polarisée et l'attraction par le tore sont alors de plus petite intensité et, par conséquent, les particules ont une probabilité plus élevée d'atteindre la surface supérieure du panneau.

La question de l'influence du vent dans le gaz carbonique exigerait d'autres tests dans une soufflerie avec un plus grand diamètre afin de ne pas avoir les contraintes fortes de l'environnement du tunnel du point de vue électrique et d'obtenir une décharge couronne stable. Toutefois, même dans le cas où de nouveaux essais donneraient une forte réduction du taux de dépôt de poussière sous des vitesses de vent de l'ordre de 10 ou 20 m/s, il faut garder à l'esprit le fait qu'un tel dispositif ne donne pas une conclusion définitive, parce que l'extrapolation des résultats obtenus avec un panneau de taille inférieure à 10 cm aux panneaux solaires réels de taille environ 1 m est loin d'être évidente.

Chapitre 4. Couplage entre fines particules chargées et phénomènes électrohydrodynamiques dans les filtres électrostatiques

Dans les chapitres 2 et 3, nous avons présenté les résultats portant sur l'enlèvement d'une couche de particules et sur le dépoussiérage du gaz au-dessus d'un panneau solaire dans des conditions simulant celles existant à la surface de Mars. Dans ce chapitre nous revenons aux filtres électrostatiques utilisés dans l'industrie et, plus particulièrement au problème de la collecte des fines particules. Dans un premier temps, nous examinons l'influence de la turbulence sur l'efficacité de collecte des particules sub-microniques et définissons un paramètre pour mesurer l'effet de la dispersion turbulente sur leur distribution. Dans un deuxième temps, nous rappelons l'hypothèse sur l'origine électrohydrodynamique de la turbulence existant dans les électrofiltres et présentons des résultats de mesures d'efficacité de collecte qui semblent confirmer cette hypothèse.

4.1 Influence de la turbulence sur l'efficacité de collecte

Les précipitateurs électrostatiques sont largement utilisés comme collecteurs de particules en suspension à cause de leur efficacité totale élevée de collecte de particules ($\cong 99,9\%$ en masse). Cependant, l'efficacité de collecte est relativement limitée pour les particules de taille submicronique (parfois $< 50\%$) [81]. La description quantitative des processus réels de collecte dans un électrofiltre est loin d'être satisfaisante à cause, en particulier, de l'influence du mouvement du gaz sur les trajectoires des fines particules. Les modèles de précipitation électrostatique et les mesures exécutées à la sortie des précipitateurs électrostatiques ont montré que l'efficacité de collecte des particules en suspension dépend de nombreux facteurs comme la vitesse d'écoulement du gaz U_g , la tension appliquée V_{appl} , les paramètres physiques des particules (diamètre d_p , constante diélectrique ϵ_p), la géométrie de l'électrofiltre (distance $2d$ entre plaques collectrices, longueur L et hauteur h de ces plaques, caractéristiques des électrodes ionisantes) et l'écoulement secondaire électrohydrodynamique [82][83][84]. Nous allons examiner ce dernier point qui est probablement le moins bien compris et qui n'est pas maîtrisé.

Les particules les plus difficiles à collecter sont celles de diamètre dans la gamme de $0,1$ à $1 \mu\text{m}$. Nous avons rappelé au §1.6.3 que la vitesse de migration w_E des particules dans le gaz sous l'effet du champ prend les valeurs les plus faibles dans cet intervalle (d_p de $0,1$ à $1 \mu\text{m}$). Comme les valeurs de w_E sont de quelques cm/s , on comprend que les particules sont facilement entraînées par l'écoulement moyen du gaz et aussi par les fluctuations de vitesse. Dans les précipitateurs électrostatiques, l'écoulement est presque toujours turbulent. Le modèle de Deutsch (voir §1.6.4.2) utilise l'hypothèse de répartition uniforme des particules dans chaque section droite et donne l'expression suivante pour l'efficacité η_f de collecte des particules de diamètre d_p :

$$\eta_f(d_p) = 1 - \exp\left[-\frac{w_E(d_p) \cdot L}{U_g \cdot d}\right] \quad (4-1)$$

Cette hypothèse est équivalente à supposer une diffusivité turbulente des particules infinie comme cela a été montré par Leonard et al. [38]. Ces auteurs ont développé un modèle « idéalisé » basé sur le concept de diffusivité turbulente (uniforme) des particules en résolvant l'équation simplifiée (1-31) régissant la distribution de la concentration c des particules :

$$U_g \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} + w_E \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} - D_t \left(\frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial z^2} \right) = 0 \quad (4-2)$$

En utilisant les conditions aux limites (1-32), Leonard et al. ont obtenu une expression analytique de la solution (voir détail en Annexe V) qui dépend du nombre de Peclet électrique :

$$Pe = \frac{w_E \cdot d}{D_t} \quad (4-3)$$

A une distance x_0 suffisamment grande de l'entrée de l'électrofiltre, la distribution de concentration \bar{c} de particules (pour une taille bien définie d_p) dans la direction perpendiculaire Oz , prend la forme asymptotique suivante [38] :

$$\bar{c}(x_0, z) \propto \exp\left[\left(\frac{Pe \cdot z}{2 \cdot d}\right)\right] \cdot \left[\left(\frac{2 \cdot \theta_1}{Pe}\right) \cdot \cos\left(\frac{\theta_1 \cdot z}{d}\right) + \sin\left(\frac{\theta_1 \cdot z}{d}\right)\right] \quad (4-4)$$

où θ_1 est la première racine de l'équation (A5- 4) (Voir Annexe V). La Figure 4.1 montre l'allure de ce profil pour différentes valeurs du nombre de Peclet ; on observe que la concentration des particules est toujours croissante lorsqu'on va du plan central à la plaque collectrice. Ceci est bien conforme à ce que l'on attend car le champ dirige les particules vers les électrodes de collecte et tend à vider la zone centrale tandis que la diffusion turbulente ramène une certaine proportion des particules vers le cœur du précipitateur. Nous observons également qu'à mesure que le nombre de Peclet augmente, la concentration en particules devient de plus en plus faible au cœur du précipitateur et tend à augmenter de plus en plus rapidement au voisinage de la plaque (Figure 4.1). Le nombre de Peclet électrique Pe dépend de w_E et D_t . Pour le cas général de filtration de poussière en suspension, D_t est bien défini et pour d_p croissant ($d_p \geq 1 \mu\text{m}$), w_E et Pe sont croissants ; en conséquence plus les particules ont une taille importante et mieux elles sont collectées. En considérant des particules de taille bien définie d_p , il est clair que, d'un point de vue physique, si on diminue la diffusivité turbulente D_t , on aura une diminution de la tendance de la turbulence à homogénéiser la distribution de particules et l'efficacité de collecte est augmentée.

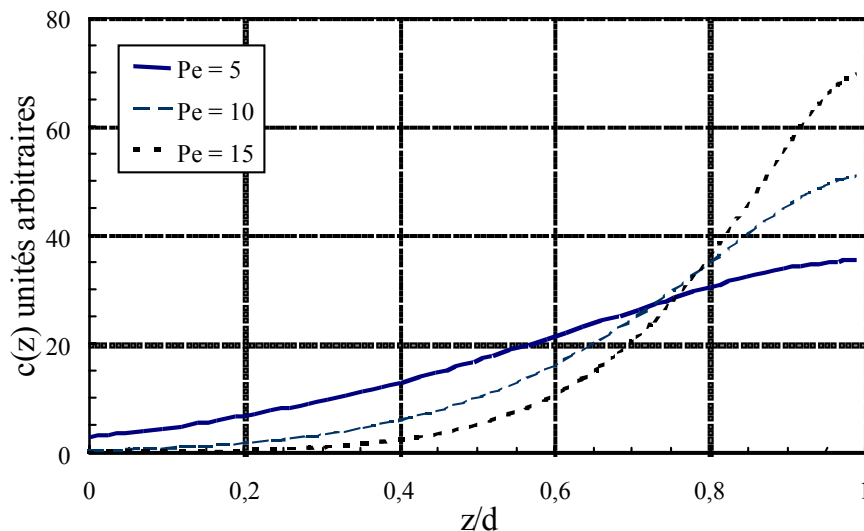


Figure 4.1 Profils de la concentration des particules correspondant au mode dominant pour trois valeurs du nombre de Peclet (d'après Dumitran [37]).

Les courbes de la Figure 4.1 correspondent au cas particulier de la distribution

suffisamment loin de l'entrée du filtre pour un champ E et une diffusivité turbulente D_t uniformes. Cependant le comportement obtenu est qualitativement très général. On peut définir un paramètre α_t comme le rapport entre la concentration \bar{c} au voisinage immédiat de la plaque collectrice et la concentration \bar{c}_m moyennée dans le plan d'abscisse x_0 :

$$\alpha_t(x_0) = \frac{\bar{c}(x_0, d)}{\bar{c}_m(x_0)} \quad (4-5)$$

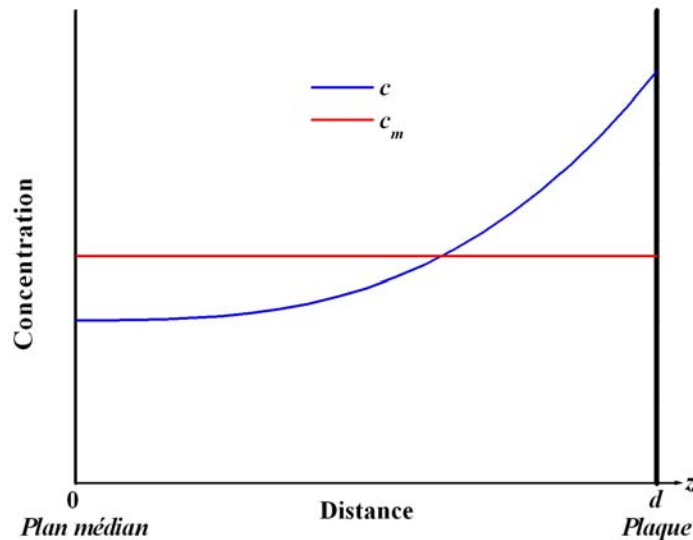


Figure 4.2 Profil de concentration des particules dans un plan perpendiculaire à la direction d'écoulement Ox .

La Figure 4.2 montre que ce paramètre α_t est toujours supérieur à 1. En général α_t dépend de x_0 , mais pour x_0 suffisamment grand ($> \sim 2d$) le profil de concentration peut prendre une forme constante si le champ E et la diffusivité turbulente D_t sont invariants selon Ox et α_t est alors constant. Plus généralement, on peut considérer une valeur α_{tm} moyennée le long du filtre ; cette valeur caractérise l'efficacité globale de collecte. Qualitativement il est clair que, pour D_t donné, le paramètre α_{tm} augmente quand w_E augmente parce que l'effet de la turbulence diminue quand on le compare à la vitesse w_E des particules (Figure 4.3 (a)). Inversement pour des particules données (w_E donné), l'augmentation de la diffusivité turbulente D_t produit une diminution de $\partial c / \partial z$, donc une diminution de α_{tm} (Figure 4.3 (b)).

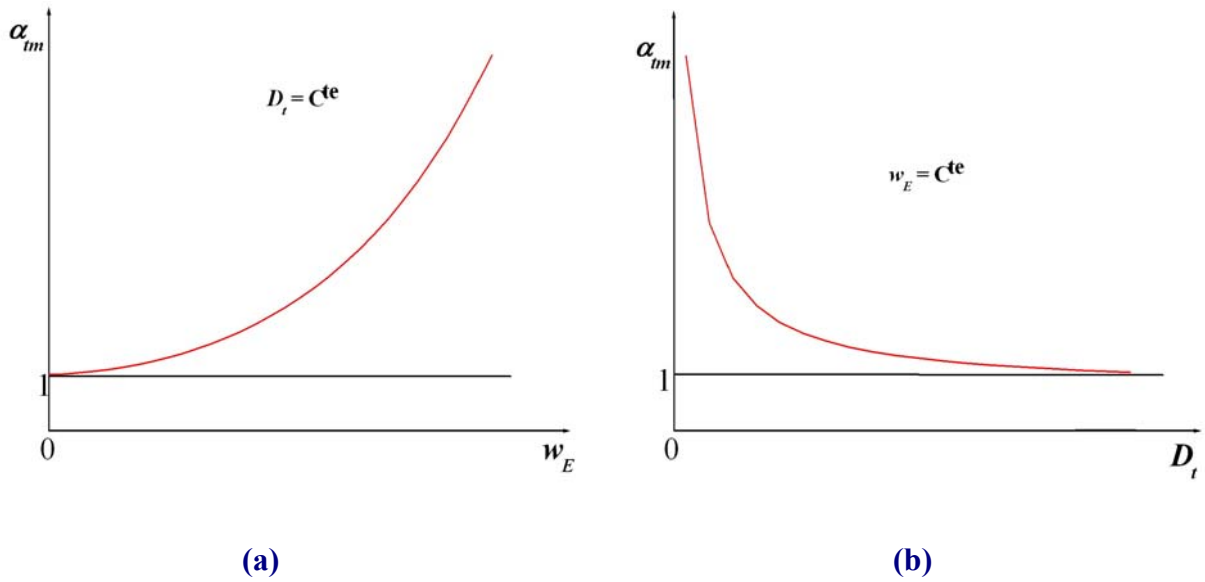


Figure 4.3 Variations typiques de α_{tm} en fonction de la diffusivité turbulente D_t .

Avec ce paramètre α_{tm} il est possible d'obtenir une expression formelle de l'efficacité de collecte. Le bilan du nombre de particules sur une mince tranche comprise entre les plans situés en x et $x+dx$ indique que le flux sortant en aval est égal au flux entrant diminué du flux de particules collectées. Ce dernier flux est :

$$\Phi_{coll} = \bar{c}(x_0, d) w_E dx = \alpha_{tm} \bar{c}_m(x_0) w_E dx \quad (4-6)$$

Le bilan donne l'équation suivante :

$$d\bar{c}_m U_g d = -\alpha_{tm} \bar{c}_m w_E dx \quad (4-7)$$

et on déduit la relation pour la concentration moyenne \bar{c}_m dans un plan $x = C^{te}$:

$$\bar{c}_m(x) = c_e \exp\left(-\alpha_{tm} \frac{w_E x}{U_g d}\right) \quad (4-8)$$

D'après la définition de l'efficacité de collecte (voir relation (1-13)), on obtient alors :

$$\eta_f = 1 - \frac{\bar{c}_m(L)}{c_e} = 1 - \exp\left(-\alpha_{tm} \frac{w_E L}{U_g d}\right) \quad (4-9)$$

Cette relation indique que l'efficacité de collecte augmente quand α_{tm} augmente. Expérimentalement, il est assez facile de mesurer η_f . On peut alors formellement en déduire la valeur de α_{tm} :

$$\alpha_{tm} = \frac{d}{L} \frac{U_g}{w_E} \ln\left(\frac{1}{1-\eta_f}\right) \quad (4-10)$$

Dans la section suivante nous présentons quelques estimations du coefficient α_{tm} à partir de mesures de l'efficacité de collecte.

4.2 Expériences avec une poudre de calcite

4.2.1 Dispositif expérimental et poudre utilisée

L'étude a été effectuée sur un précipitateur construit auparavant. L'installation expérimentale est dotée de différents dispositifs et appareils permettant de modifier certains paramètres de fonctionnement du filtre, ainsi que de mesurer les principales grandeurs caractéristiques (Figure 4.4). Cette installation est constituée de trois parties principales : le précipitateur électrostatique pilote ; la réalisation du mélange air-particules et la mesure de la concentration des particules.

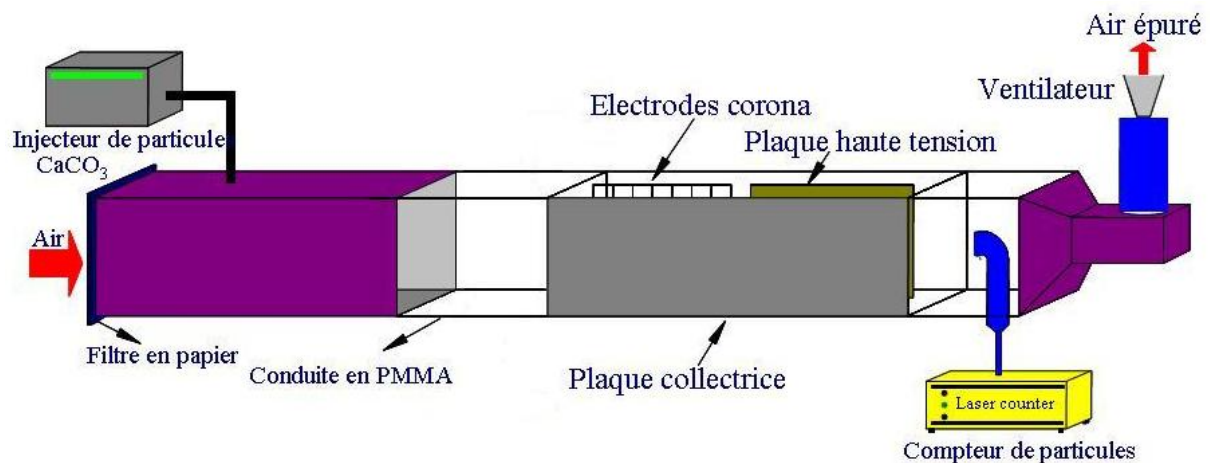


Figure 4.4 Schéma de principe du dispositif expérimental (d'après Dumitran [37]).

4.2.1.1 Electrofiltre pilote

L'électrofiltre expérimental conserve les principales caractéristiques des installations industrielles pour lesquelles il existe de nombreuses configurations d'électrodes ionisantes. Nous considérons ici deux cas typiques : 1) nappe de fils cylindriques de faible diamètre ; 2) ensemble de tiges avec des pointes où se produisent les décharges couronne. Le Tableau 4.1 présente les principales dimensions de l'installation expérimentale avec des électrodes ionisantes du type tiges-pointes. Ces tiges-pointes ainsi construites sont serties dans deux barres cylindriques horizontales (voir Figure 4.5). En haut et en bas, les deux plaques collectrices sont fixées par l'intermédiaire de deux supports en nylon qui assurent une bonne isolation électrique et qui servent également de guide pour les électrodes ionisantes. L'ensemble est monté dans une enveloppe métallique qui a un double rôle de protection et de blindage électromagnétique.

Nous avons utilisé le montage représenté sur la Figure 4.5 qui a permis à Dumitran [37] d'estimer la vitesse w_E des particules chargées par rapport à l'air. Dans ce montage la première zone produit les décharges couronne qui permettent de charger les particules. Dans la deuxième zone, la plaque centrale permet d'avoir un champ électrique uniforme bien défini. Nous appliquons sur la première zone (électrodes ionisantes) et sur la deuxième zone (champ uniforme) des hautes tensions négatives indépendantes fournies par deux alimentations de

type Spellman qui donnent une valeur comprise entre 0 et 40 kV. Les plaques collectrices sont directement reliées à la terre. L'intensité du courant est mesurée à l'aide d'un milliampèremètre intercalé entre les plaques et la terre.

Tableau 4.1 Dimensions principales de l'électrofiltre

Longueur totale L	100 cm
Hauteur h	29 cm
Distance entre les plaques $2d$	9 cm
Tiges	Diamètre $d_{\text{tige}} = 3,5$ mm Diamètre $d_{\text{pointe}} = 0,7$ mm
Pointes	Longueur $l_{\text{pointe}} = 2$ mm Nombre de pointe de chaque tige = 7
Distance entre tiges	4,5 cm
Distance entre pointes	3,8 cm

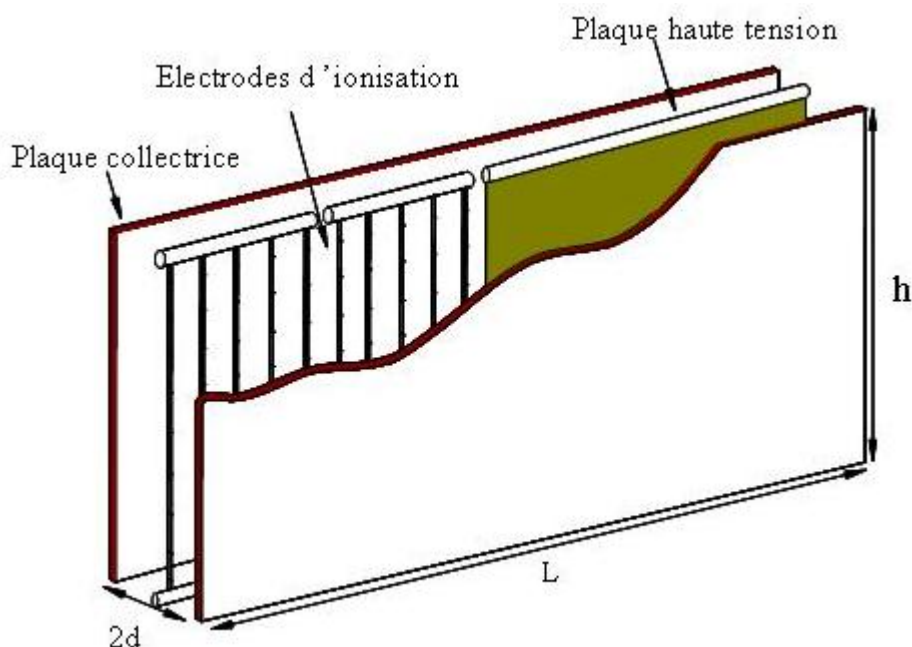


Figure 4.5 Schéma du filtre électrostatique pilote (d'après Dumitran [37]).

4.2.1.2 L'injection des particules

En utilisant un filtre en papier d'une efficacité supérieure à 99,9% l'air ambiant aspiré est filtré (voir Figure 4.4). Nous avons réglé le débit de l'air avec une vanne située entre la sortie de l'électrofiltre et la turbine qui aspire. La vitesse de l'air qui circule dans l'installation est mesurée à l'aide d'un anémomètre à fil chaud et peut varier de 0 m/s à 2,5 m/s.

L'injection de particules est réalisée avec un appareil qui possède une trémie vibrante ; cette trémie amène la fine poudre de calcite avec un débit à peu près constant jusqu'à un venturi. Les agrégats de poudre sont cassés par le jet d'air (nous utilisons de l'air comprimé sous une pression de 4 bars contrôlée à l'aide d'un détendeur à l'entrée du venturi). L'aérosol obtenu entre dans la conduite ayant une section transversale rectangulaire de 9 cm × 29 cm.

Cette conduite a une longueur de 3 m en amont de l'entrée du précipitateur, cette longueur est suffisante pour obtenir une concentration uniforme des particules.

Afin de pouvoir observer un dépôt de poussière relativement important, il est nécessaire d'utiliser une poudre dont la résistivité est comprise dans une gamme où l'efficacité du précipitateur est suffisante. Pour préparer la suspension air-particules, nous avons utilisé une fine poudre de calcite (CaCO_3) utilisée dans l'industrie papetière pour blanchir le papier. Cette poudre convient parfaitement à notre étude car sa distribution (en nombre) est centrée sur $0,5 \mu\text{m}$ et, d'autre part, sa résistivité électrique varie entre 10^8 et $10^{12} \Omega\cdot\text{cm}$ [85] (la masse volumique de la calcite est de 2700 kg/cm^3). La réserve de poudre de calcite existe au laboratoire depuis plusieurs années ; la poudre a absorbé de l'eau et les forces capillaires provoquent un certain degré d'agglomération des particules. Pour avoir une bonne dispersion et des résultats reproductibles, la poudre a été déshydratée dans une étuve à 110°C . Dans la Figure 4.6 la courbe granulométrique qui a été réalisée à l'aide du compteur optique monté dans le dispositif expérimental représente la distribution en nombre.

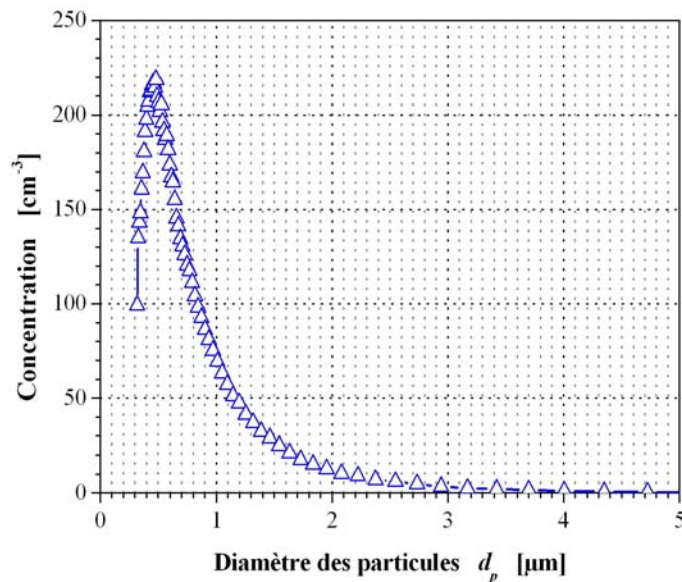


Figure 4.6 Distribution en nombre des particules de calcite injectées dans l'électrofiltre.

4.2.1.3 Mesure de la concentration des particules

Pour mesurer la concentration des particules, nous utilisons un compteur optique LAP 320 de marque TOPAS qui nous permet d'obtenir la concentration en particules en fonction de la taille des particules. La plage de taille des particules analysables par cet appareil est comprise entre $0,312 \mu\text{m}$ et $20 \mu\text{m}$ sur 92 canaux. La concentration maximale mesurable est de 10^5 particules par cm^3 . Le principe de mesure de l'efficacité consiste à effectuer des prélèvements gazeux à l'entrée et à la sortie du filtre électrostatique et à mesurer la concentration en particules. Les prélèvements gazeux sont effectués à partir de cannes iso-cinétiques placées à l'intérieur de la conduite. Le compteur laser est doté de deux circuits : un circuit principal à l'intérieur duquel le mélange air-particules est aspiré avec un débit constant au cours du temps (des capteurs de pression pilotent la pompe d'aspiration) et un circuit de

mesure dans lequel seulement une petite partie de la suspension aspirée est prélevée. Les particules sont alors dirigées par l'intermédiaire d'un tube très fin vers la cellule optique de l'appareil. Chaque particule qui passe va diffuser une certaine quantité de la lumière fournie par un laser He-Ne bien focalisé ; l'intensité de la lumière diffusée, qui dépend de la taille des particules, est mesurée par un ensemble de photodiodes.

4.2.2 Mesures d'efficacité de collecte

Dans cette section, nous présentons la procédure expérimentale pour estimer la valeur de α_m . Cette estimation est basée sur les mesures d'efficacité fractionnaire réalisées à l'aide du filtre électrostatique pilote qui a été présenté auparavant. On se propose de comparer les résultats expérimentaux pour deux effets : le potentiel de charge V_{charge} dans la première zone de décharge couronne et l'intensité du champ électrique uniforme E dans la deuxième zone de mesure.

4.2.2.1 Conditions expérimentales

Si la concentration en particules est faible, la perturbation du champ électrique dans la zone de mesure est insignifiante et on peut alors la négliger. Pour cette raison, dans nos mesures, nous avons limité la concentration à l'entrée du précipitateur électrostatique pour que la concentration à l'entrée de la zone de mesure soit inférieure à environ 5000 particules/cm³. En fait, les particules chargées les plus grosses sont captées dans la première zone, les particules qui pénètrent dans la deuxième zone ont un diamètre inférieur à 2 μm environ (Figure 4.7). Notre but est de caractériser les particules qui entrent dans la deuxième zone. En examinant la Figure 4.7, on observe que la taille caractéristique (au sommet de courbe) diminue avec la tension V_{charge} appliquée dans la première zone produisant les décharges couronne et les ions qui chargent les particules : $(d_p)_{max} \cong 0,45 \mu\text{m}$ et $0,4 \mu\text{m}$ pour $V_{charge} = 18 \text{ kV}$ et 20 kV respectivement. Pour obtenir la courbe de distribution granulométrique dans des conditions expérimentales données, le temps effectif de mesure est d'au moins 15 minutes pour diminuer les fluctuations de la concentration des particules, ce qui correspond au moins à trois séries de mesures et le nombre total de particules comptées est d'environ 10^6 . Ensuite, on calcule les valeurs moyennes de la concentration pour chaque classe de taille de particules. Afin de faire chaque série de mesures en partant des mêmes conditions initiales, nous commençons par nettoyer soigneusement les plaques collectrices et les électrodes ionisantes à l'aide d'une soufflette alimentée avec de l'air comprimé sous une pression de 6 bars.

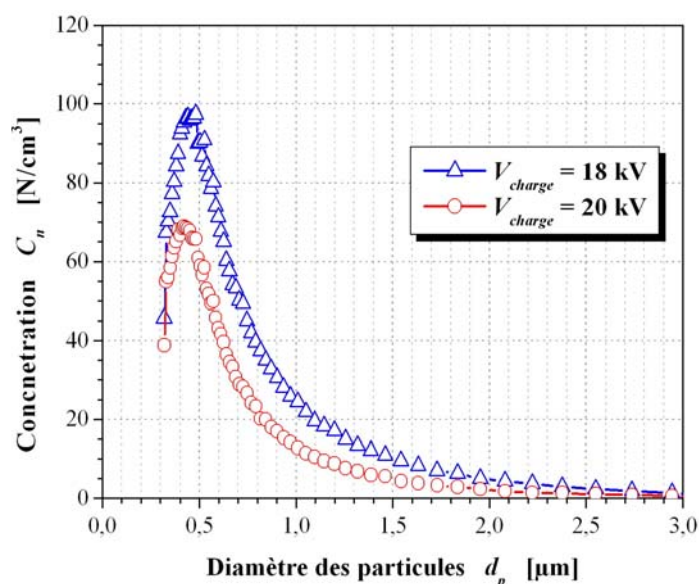


Figure 4.7 Distribution granulométrique des particules à l'entrée de la zone de mesure pour deux valeurs différentes de V_{charge} .

4.2.2.2 Résultats expérimentaux et comparaisons

Les paramètres principaux pour les mesures d'efficacité de collecte sont:

- ❖ la vitesse moyenne de l'air U_g (choix : 1,0 m/s);
- ❖ la tension électrique V_{charge} appliquée aux électrodes ionisantes dans la première zone du précipitateur ;
- ❖ l'intensité du champ électrique E dans la zone de mesure (2^{ème} zone).

L'efficacité fractionnaire de collecte a été déterminée pour toute la gamme des particules présentes dans le filtre, ayant un diamètre supérieur à 0,3 μm (limite minimale de mesure). Nous examinons maintenant comment le rendement de filtration varie en fonction de tous ces paramètres pour la forme de l'électrode d'ionisation tiges-pointes.

Pour déterminer l'efficacité fractionnaire de collecte, nous avons besoin d'abord d'obtenir les distributions granulométriques à l'entrée et à la sortie de la zone de précipitation. Les Figure 4.8 et Figure 4.9 représentent les distributions mesurées sous différentes valeurs du champ dans la deuxième zone. Chaque figure contient une série de courbes obtenues pour des valeurs fixées du potentiel électrique V_{charge} et de la vitesse moyenne du flux du gaz. Les courbes marquées $E = 0$ kV/cm correspondent aux distributions granulométriques en entrée de la zone de mesure. On peut observer que la concentration des particules à la sortie du précipitateur diminue fortement quand l'intensité du champ électrique est augmentée. Le diamètre $(d_p)_{max}$ correspondant au maximum des courbes diminue avec E . Pour un champ élevé ($E = 4$ kV/cm), seulement les fines particules de diamètre < 1 μm ne sont pas presque totalement collectées (Figure 4.8 et Figure 4.9).

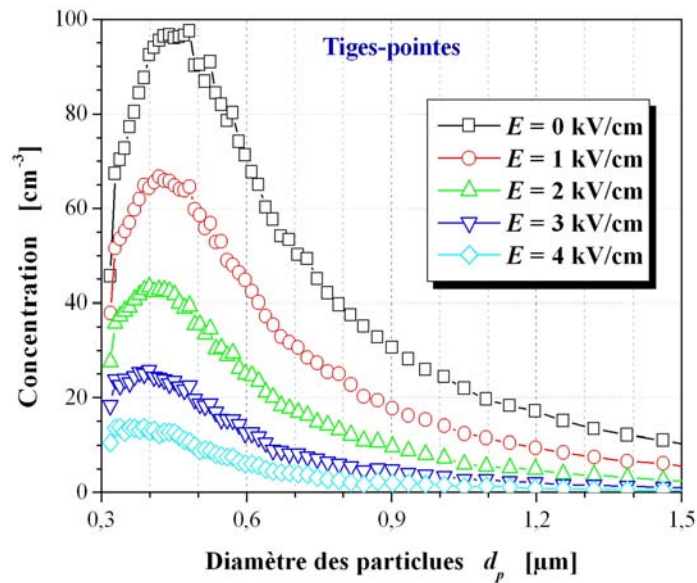


Figure 4.8 Distributions granulométriques à l'entrée ($E = 0$) et à la sortie de la zone de mesure pour le potentiel de charge $V_{charge} = 18$ kV et $U_g = 1,0$ m/s.

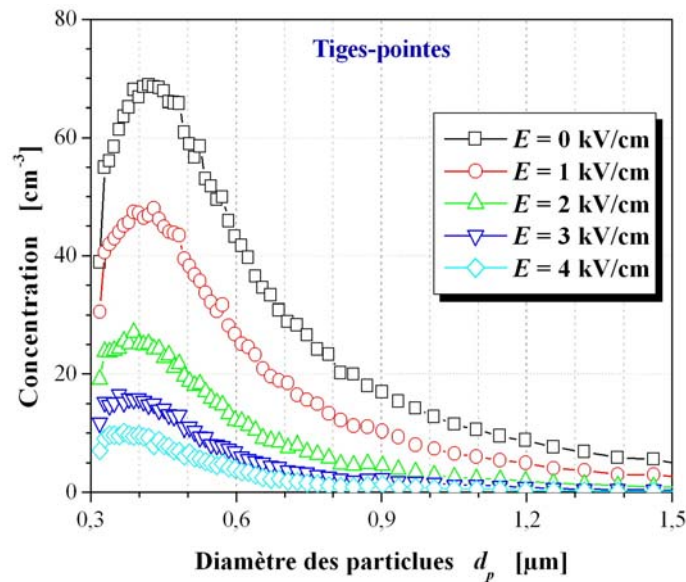


Figure 4.9 Distributions granulométriques à l'entrée ($E = 0$) et à la sortie de la zone de mesure pour le potentiel de charge $V_{charge} = 20$ kV et $U_g = 1,0$ m/s.

Pour chaque taille de particules, l'efficacité de collecte en nombre est calculée à partir de l'expression (1-13). Les Figure 4.10 et Figure 4.11 nous montrent les variations du rendement de collecte en fonction du diamètre des particules pour les différentes valeurs du champ électrique appliqué dans la deuxième zone (de mesure) du pilote. L'efficacité de précipitation augmente avec la taille des particules (ceci est presque toujours observé). En même temps, il existe des fluctuations inévitables dans les mesures; il faudrait augmenter fortement le nombre de mesures de chaque série pour diminuer les fluctuations statistiques.

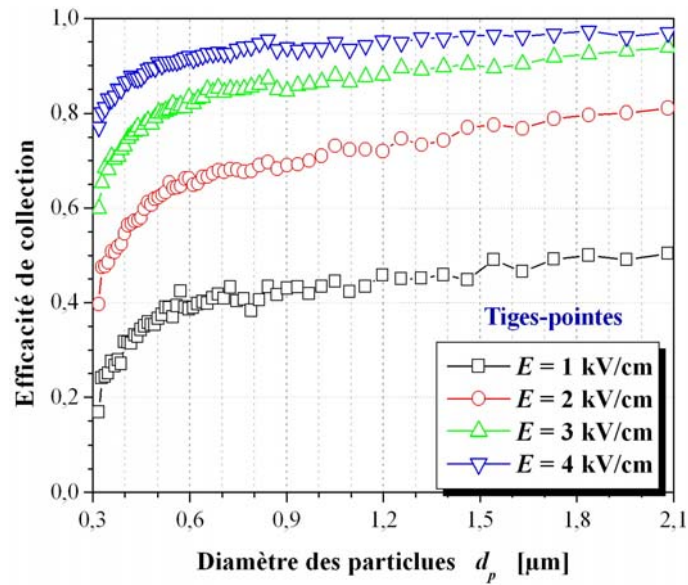


Figure 4.10 L'efficacité de collecte en fonction du diamètre des particules pour le potentiel de charge $V_{charge} = 18$ kV et $U_g = 1,0$ m/s.

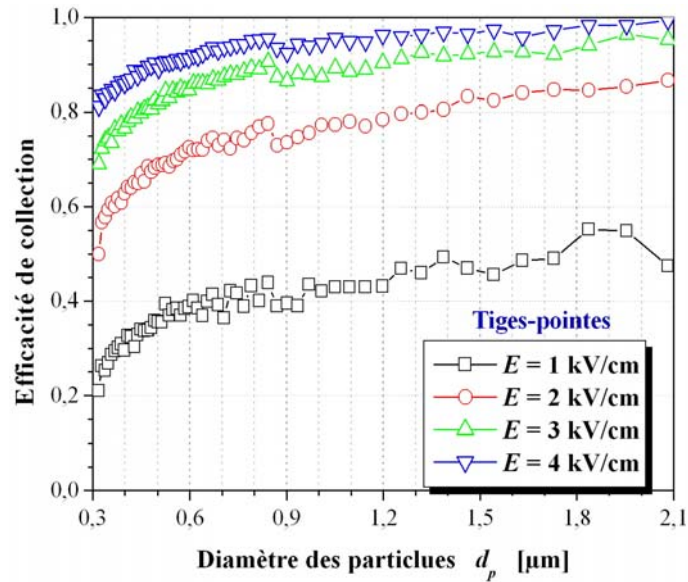


Figure 4.11 L'efficacité de collecte en fonction du diamètre des particules pour le potentiel de charge $V_{charge} = 20$ kV et $U_g = 1,0$ m/s.

4.2.3 Estimation de la valeur de α_{tm}

La relation (4-10) montre que α_{tm} est reliée à l'efficacité de collecte η_f ; mais pour estimer sa valeur, il faut connaître la vitesse de migration w_E . La vitesse de migration w_E est directement proportionnelle à l'intensité du champ électrique uniforme E présent à l'intérieur de la zone de mesure du filtre ainsi qu'à la charge électrique des particules q_p . Pour les valeurs de q_p , nous avons fait une estimation grossière en utilisant la relation de Cochet (1-8). Cette estimation de q_p est le point le plus discutable pour deux raisons : 1) l'expression (1-8) de la charge des particules est approchée ; 2) même si l'expression était exacte, elle ne s'applique que pour des particules sphériques et Blanchard [85] a montré que la poudre de calcite qui est obtenue par broyage est constituée de particules de formes très irrégulières.

La Figure 4.12 présente les estimations du coefficient α_{tm} . Les courbes indiquent que la valeur de α_{tm} augmente avec le champ électrique E pour une taille de particule et un potentiel de charge donnés. Nous observons aussi dans la Figure 4.13 que la valeur de α_{tm} , pour un champ électrique donné, est décroissante avec le potentiel de charge.

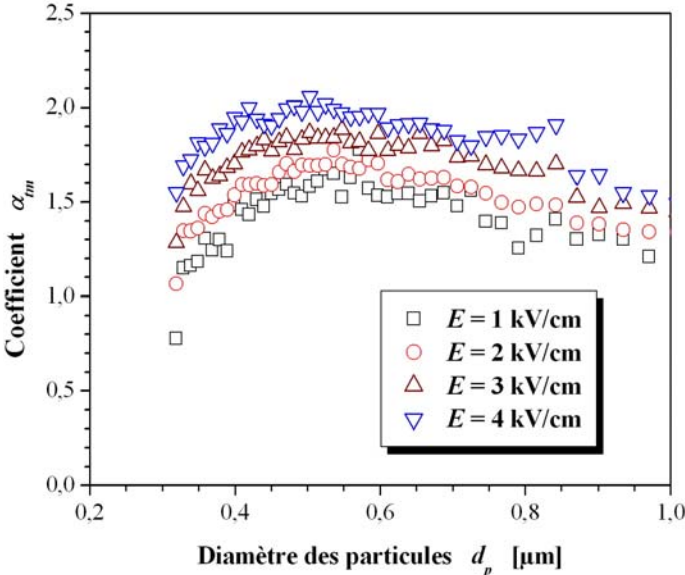
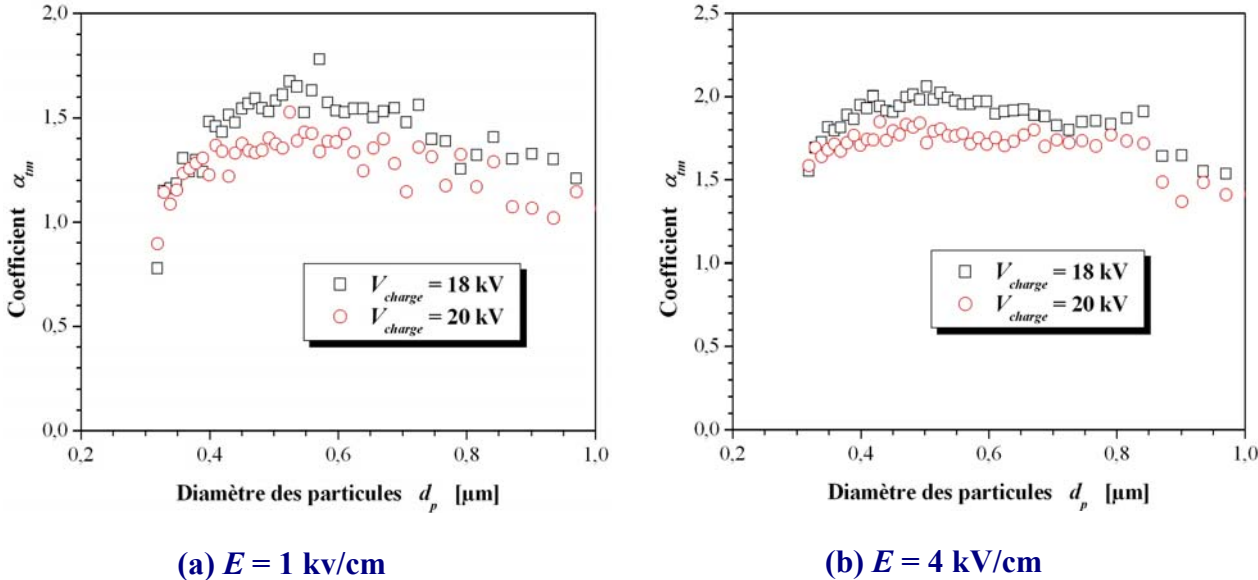


Figure 4.12 La valeur de α_{tm} en fonction du diamètre des particules pour différents champs électriques dans la zone de mesure ($V_{charge} = 18$ kV).



(a) $E = 1$ kV/cm

(b) $E = 4$ kV/cm

Figure 4.13 La valeur de α_{tm} en fonction du diamètre des particules pour différents potentiels de charge V_{charge} .

Les variations de α_{tm} avec la tension V_{charge} et avec le champ E sont qualitativement celles que l'on attendait. En effet dans la première zone, les décharges couronne sur les pointes chargent les particules et produisent un écoulement secondaire de l'air et une turbulence assez forts comme Blanchard [85] et Dumitran [37] l'ont montré. Donc, dans la

première zone de notre dispositif, la diffusivité turbulente augmente avec le potentiel de charge V_{charge} . Dans la deuxième zone, la charge d'espace ρ_{pc} associée aux particules chargées est assez faible et l'influence du champ électrique uniforme sur ρ_{pc} ne modifie pas de façon significative le degré de la turbulence générée dans la première zone. Dans ces conditions il est clair que la diffusivité turbulente D_t est constante et que le paramètre α_{tm} (voir Figure 4.12) augmente avec E ($w_E \propto E$) comme la Figure 4.3-a le montre. Si on considère maintenant un champ E constant, le paramètre α_{tm} doit diminuer avec D_t (voir Figure 4.3 (b)) ; nous observons (Figure 4.13) que la valeur α_{tm} diminue quand le potentiel de charge V_{charge} augmente.

4.3 Origine de la turbulence dans les précipitateurs électrostatiques

Les travaux théoriques et expérimentaux de Self et de son équipe [38][86] durant les années 80 ont clairement montré que la turbulence dans l'électrofiltre influence le taux de collecte des particules. Ces auteurs ont alors fait l'hypothèse qu'une forte réduction du taux de turbulence dans le gaz s'écoulant dans le précipitateur devrait permettre d'augmenter notablement l'efficacité de collecte des fines particules. Ils ont recommandé de bien améliorer l'aérodynamique du filtre et de tous les conduits en amont du filtre pour réduire le degré de turbulence [86]. Mais des essais avec un dispositif bien profilé n'ont pas mis en évidence une augmentation de la collecte des poussières.

Ce résultat n'est pas surprenant parce que la turbulence observée dans les électrofiltres est bien plus importante que celle due uniquement à l'écoulement du gaz dans les conduits et le filtre ; cette turbulence est produite principalement par l'action de la force électrique volumique de Coulomb F_e qu'exerce le champ sur la charge d'espace des ions ρ_i et des particules ρ_{pc} [87] :

$$F_e = (\rho_i + \rho_{pc}) \cdot E \quad (4-11)$$

La caractérisation de l'écoulement électrohydrodynamique (EHD) dans les électrofiltres a été l'objet de nombreuses études expérimentales [86][88][89][90] et numériques [91][92][93]. Les études expérimentales sont délicates à cause de la présence du champ électrique qui ne permet pas d'utiliser des sondes à fil chaud pour mesurer la vitesse du gaz et qui influence les mesures faites par anémométrie laser. Dans beaucoup de travaux antérieurs, l'étude des mouvements gazeux a été menée à partir de l'observation des trajectoires de particules utilisées comme marqueurs (on suppose alors que les trajectoires des particules solides sont similaires aux trajectoires des particules de fluide ce qui n'est pas rigoureusement exact).

4.3.1 Mouvement secondaire produit par la charge d'espace ionique

Il est connu que l'action d'un champ électrique sur une charge d'espace ionique met un gaz en mouvement. Au sein d'un électrofiltre les ions négatifs ou positifs issus de la décharge couronne et les particules chargées constituent la charge d'espace soumise à la force

de Coulomb. Dans le cas d'une décharge couronne uniforme et constante dans la configuration fil-cylindre coaxiaux, le courant d'ions produit une différence de pression entre le fil et la paroi interne du cylindre et, par suite d'une instabilité électro-aérodynamique [84], une agitation turbulente de l'air. Dans le cas général de distributions de charge d'espace et de champ électrique non uniformes, on a une distribution de force rotationnelle qui est à l'origine de la recirculation du gaz à grande échelle et d'un certain degré de turbulence.

Dans la configuration fil-plaque, en l'absence d'un écoulement forcé, Yabe et al. [89] ont montré que la force motrice induite par la décharge couronne donne naissance à deux tourbillons réguliers situés symétriquement par rapport au fil et d'axes parallèles au fil (Figure 4.14-a). Un écoulement forcé suffisamment rapide fait disparaître le tourbillon en aval du fil et le tourbillon précédemment en amont du fil se déplace vers l'aval ; son amplitude décroît jusqu'à sa disparition quasi-totale en augmentant la vitesse de l'écoulement forcé.

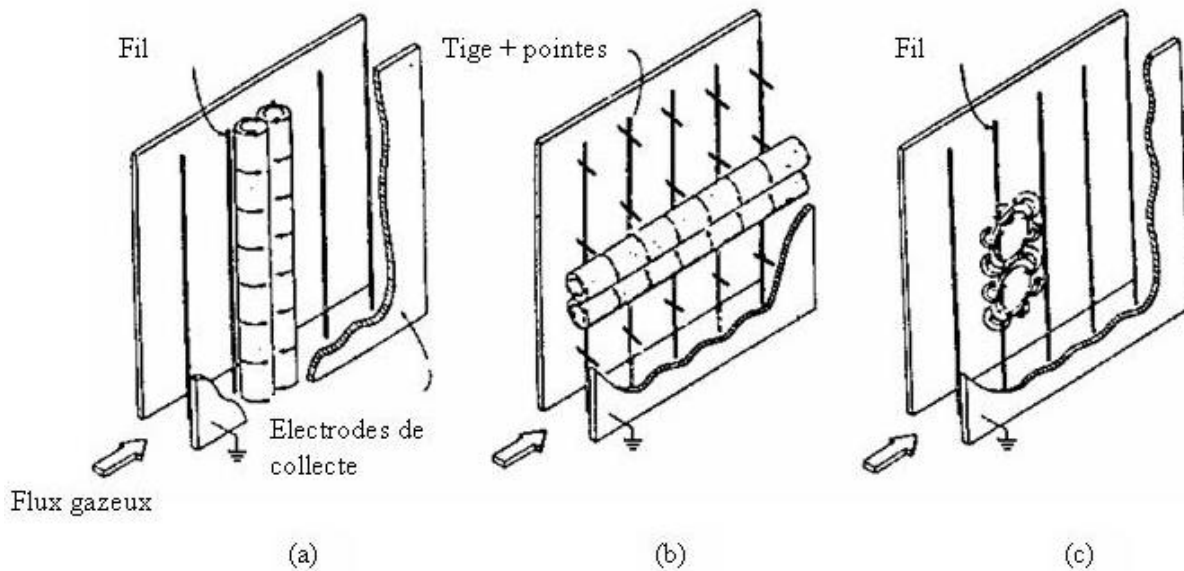


Figure 4.14 Ecoulements secondaires. (a) Electrodes fils, tension positive ; (b) Electrodes tiges-pointes ; (c) Electrodes fils, tension négative (d'après Davidson [88]).

En l'absence d'écoulement forcé, Yamamoto et Velkoff [94] ont prédit et observé la formation de quatre rouleaux verticaux situés symétriquement par rapport à chaque fil dans un précipitateur du type nappe de fils entre deux plaques en appliquant une tension positive ce qui assure une décharge couronne stable et uniforme tout au long des fils ionisants. Pour bien caractériser les phénomènes observés en imposant un écoulement forcé dans le dispositif, ces auteurs ont introduit un nombre adimensionnel caractérisant le rapport entre la force électrique et les forces inertielles agissant sur le fluide. Ce nombre électrohydrodynamique est :

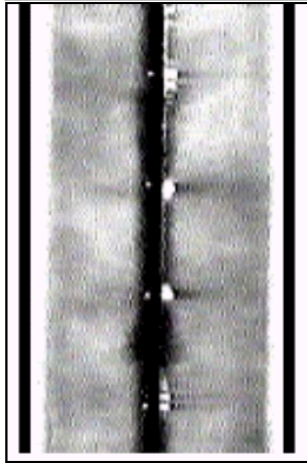
$$N_{EHD} = \frac{\rho_i E d}{\rho_g U_g^2} \quad (4-12)$$

où ρ_i représente la densité de charge ionique, ρ_g la masse volumique du gaz porteur et U_g la

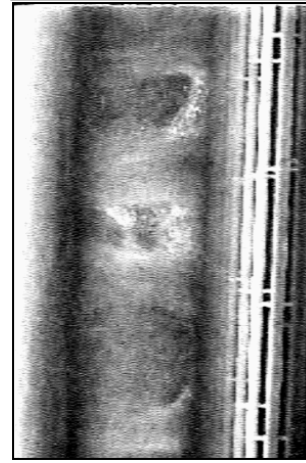
vitesse moyenne du gaz. Dans le cas limite où $N_{EHD} = 0$, le flux gazeux n'est pas affecté par les effets EHD. Dans le cas où $N_{EHD} \rightarrow \infty$ le flux moyen n'affecte pas les mouvements EHD. Lorsque la vitesse U_g de l'écoulement du gaz augmente, le nombre N_{EHD} diminue et l'évolution des tourbillons est tout à fait analogue à celle observée dans le système fil-plaque ; en particulier, pour des conditions typiques de précipitation ($N_{EHD} \sim 2$ à 3), les tourbillons en aval des fils sont complètement éliminés et les tourbillons précédemment en amont des fils se déplacent vers l'aval [94] leur amplitude décroissant jusqu'à disparition quasi-totale quand N_{EHD} devient nettement plus petit que 1.

Robinson [95] a mis en évidence l'existence d'un écoulement secondaire en forme de rouleaux horizontaux en haut et en bas du précipitateur. Ceux-ci proviennent de l'extinction de la décharge couronne sur le haut et le bas des fils du fait de la présence des parois supérieure et inférieure du précipitateur ; ces parois peuvent capter des charges, ce qui a pour effet d'augmenter leur potentiel. Il s'ensuit une diminution du champ électrique vers les extrémités des électrodes causant une diminution de l'intensité de la décharge couronne et donc un rotationnel de la force électrique [86].

Dans le cas de précipitateurs ayant des électrodes ionisantes verticales du type tiges-pointes, la périodicité de l'injection de charge entraîne la naissance de mouvements EHD dans le plan perpendiculaire à la direction de l'écoulement principal (Figure 4.14-b). Larsen et al. ont visualisé l'écoulement du gaz et remarqué l'existence de rouleaux horizontaux disposés régulièrement de part et d'autre de chaque série horizontale de pointes (Figure 4.14-b). En déplaçant le plan de visualisation, ils ont montré que la structure des rouleaux se conserve dans la direction de l'écoulement gazeux. Blanchard [85] et Dumitran [37] ont observé le même type de mouvement au voisinage des électrodes ionisantes (Figure 4.15-a) et ils ont bien caractérisé les tourbillons (Figure 4.15-b) qui se développent de part et d'autre des séries de pointes ionisantes. En particulier ils ont montré que la vitesse typique de cet écoulement secondaire peut atteindre des valeurs de l'ordre de 0,5 m/s comparables à la vitesse U_g .



(a) Image de la structure de l'écoulement gazeux dans un plan transversal du filtre



(b) Image des tourbillons formés entre deux pointes voisines

Figure 4.15 Observations sur la structure de l'écoulement gazeux (d'après Dumitran [37]).

4.3.2 Mesures de taux de turbulence

Plusieurs études [86][88][98][99] ont examiné la structure et les propriétés des écoulements EHD dans les électrofiltres en utilisant des particules ensemençant le gaz (techniques de visualisation, anémométrie laser, vélocimétrie par image de particules). L'anémométrie laser mesure la vitesse des particules mais il faut corriger ces mesures en retranchant la vitesse de migration $K_p \vec{E}$ (qui dépend de la taille des particules) pour obtenir la vitesse du gaz. Une grandeur importante est le taux de turbulence τ_t déterminé à partir des fluctuations de vitesse :

$$\tau_t = \frac{\sqrt{(u')^2 + (v')^2 + (w')^2}}{U_g} \quad (4-13)$$

Avec les mesures réalisées dans les électrofiltres du type nappe de fils-plaques, Leonard et al. [86] et Kallio et al. [98] concluent que l'importance du vent électrique et des écoulements secondaires associés est très sensible à la vitesse de l'écoulement primaire. L'écoulement primaire cause la suppression de l'écoulement secondaire d'une façon assez soudaine caractérisée par une vitesse seuil.

Les mesures de vitesse faites dans les électrofiltres fils-plaques ont montré que le taux de turbulence est nettement plus grand en polarité négative des fils qu'en polarité positive [86][98][99]. Ceci se comprend facilement parce que l'effet couronne sur un fil est très homogène en polarité positive mais très discontinu sur un fil cathode à cause de la formation de spots très localisés et distribués de manière aléatoire. Dans ce cas les injections d'ions très localisées produisent des tourbillons de petite taille assez intenses et le taux moyen de turbulence peut dépasser 20% [98][99] ; cette turbulence est beaucoup plus forte que celle engendrée par l'écoulement seul.

4.3.3 Hypothèse de l'origine EHD de la turbulence – Atten & McCluskey [84]

Lorsqu'il existe une charge d'espace ρ_i (créée par des ions unipolaires injectés), l'action d'un champ électrique sur une couche plane de fluide diélectrique entraîne un mouvement intense du fluide [100]. Ce mouvement convectif résulte de l'action du champ électrique sur la charge d'espace. Le problème électrohydrodynamique (EHD) consiste à examiner les interactions entre la densité de charge et la vitesse du fluide. Si le mouvement engendré par le champ électrique provoque une diminution de la densité de charge d'espace, alors la configuration est stable. Au contraire, si une augmentation de la charge d'espace résulte du mouvement, alors le couplage est positif et la situation est potentiellement instable. L'apparition du mouvement convectif est retardée par l'effet de la viscosité qui tend à freiner la convection. Dans le problème de l'injection unipolaire de porteurs de charge dans un fluide isolant, le critère de stabilité fait intervenir le nombre adimensionnel T (analogue au nombre de Grashof Gr en convection naturelle). Ce nombre est défini par le rapport entre les forces électrique et visqueuse soit :

$$T = \frac{\rho_i \cdot E}{\eta \cdot u / d^2} \quad (4-14)$$

où u est la vitesse caractéristique du fluide et η la viscosité dynamique. Comme $E \sim V/d$ et $\rho \sim \varepsilon_0 \cdot E/d$, T prend l'expression :

$$T = \frac{\varepsilon_0 \cdot V}{\eta \cdot K_i} \quad (4-15)$$

K_i étant la mobilité des ions. Pour un fluide donné, T ne dépend donc que de la tension appliquée.

Les perturbations de très faible amplitude sont amorties pour T inférieur à une valeur critique T_c (ou V_c) et sont amplifiées pour des valeurs supérieures. D'après Atten et al. [84], V_c vaut 40 kV pour l'air avec des ions et 40 V pour l'air en présence de fines particules chargées. On voit donc que la présence de particules peut créer des instabilités, même à basse tension. Dans ce cas, le mouvement induit par la charge d'espace peut devenir pleinement turbulent et participer au transport de charge. Il faut donc comparer l'amplitude des fluctuations de vitesse du gaz w'_g avec la vitesse propre des porteurs de charge $w_E = K_p \cdot E$.

Si $K_p \cdot E \gg w'_g$: les trajectoires des porteurs de charge ne sont que légèrement perturbées par le mouvement du fluide qui a une très faible influence sur le passage du courant.

Si $K_p \cdot E \ll w'_g$: les porteurs de charge sont entraînés par le mouvement du fluide. Il y a un fort couplage entre les fluctuations de vitesse et les perturbations de charge ce qui entraîne un grand mélange turbulent et une augmentation significative de la densité de courant.

Pour avoir une idée de la vitesse caractéristique du fluide, on suppose que toute

l'énergie électrostatique est convertie en énergie cinétique, alors :

$$\frac{\varepsilon_0 \cdot E^2}{2} \sim \frac{\rho_g \cdot w_g'}{2} \quad (4-16)$$

ceci donne un ordre de grandeur pour les fluctuations de vitesse :

$$w_g' \sim \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\rho_g}} \cdot E \quad (4-17)$$

Cette relation amène à définir un second nombre adimensionnel fondamental en EHD :

$$M = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\rho_g}} / K \quad (4-18)$$

Ce nombre représente le rapport de la vitesse du fluide w_g' à la vitesse des porteurs de charge $K \cdot E$. Une mobilité de référence ou mobilité électrohydrodynamique K_{EHD} est définie par Atten et al. [84] :

$$K_{EHD} = \frac{1}{3} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\rho_g}} \quad (4-19)$$

Le nombre adimensionnel M s'écrit donc comme le rapport de deux mobilités :

$$M = 3 \cdot \frac{K_{EHD}}{K} \quad (4-20)$$

La valeur limite entre les deux régimes de convection est $M = 3$ (égalité des mobilités). Pour $M < 3$ (cas des ions dans l'air), la vitesse induite n'a pratiquement pas d'effets sur les porteurs de charge. Pour $M > 3$ (cas des ions dans les liquides et des fines particules chargées dans les gaz), les porteurs de charge peuvent être entraînés par le mouvement convectif contre l'action du champ électrique.

Dans le cas des électrofiltres, Lahjomri [100] a trouvé que pour des grosses particules, M tend vers une limite inférieure à 1 et le déplacement des grosses particules n'est donc pas affecté par l'agitation de l'air. Pour des particules petites ($< 3 \mu\text{m}$), il se crée une turbulence intense de vitesse caractéristique w_g' .

Les particules chargées se déplacent à la vitesse de migration $w_E < w_g'$. Elles peuvent donc être entraînées contre l'action du champ électrique et subir une diffusion turbulente qui va bouleverser totalement les trajectoires régulières que l'on aurait en écoulement laminaire ainsi que la distribution de la charge volumique ρ_i . Dans les précipitateurs où la tension appliquée est de quelques dizaines de kilovolts, les particules chargées vont induire un mouvement très intense du fluide qui aura à son tour un effet considérable sur leur mouvement et leur collecte.

4.4 Une expérience suggérant l'origine EHD de la turbulence dans les précipitateurs électrostatiques

La façon la plus simple de montrer que la charge d'espace associée aux fines particules chargées donne la contribution principale à la génération de la turbulence EHD dans les électrofiltres est de faire varier la concentration en particules à l'entrée de la zone de filtration, tous les autres paramètres restant inchangés. Cette étude a été entreprise en collaboration avec une équipe de l'Institut de Machines Fluidiques (Académie des Science de Pologne) à Gdansk. Cette équipe poursuit depuis plusieurs années des études sur la caractérisation de l'écoulement EHD dans des électrofiltres de laboratoire à l'aide de visualisations et de mesures de vitesses des particules par vélocimétrie par image de particules (PIV en anglais [101]). Nous présentons les résultats de l'expérience effectuée à Gdansk pour caractériser l'écoulement du gaz empoussiéré avant de détailler nos mesures d'efficacité de collecte en fonction de la concentration de la fumée.

4.4.1 Expériences de Gdansk

Des mesures systématiques du champ de vitesse par PIV ont été effectuées par Mizeraczyk [102] et Podliński [104] dans un électrofiltre avec un seul fil entre deux plaques (voir Figure 4.16) pour différentes concentrations de particules (fumée de cigarette). L'électrofiltre est placé dans une boucle aérodynamique. Une tension positive de 30 kV a été appliquée sur l'électrode fil (protection par une résistance de 10 M Ω), alors que les électrodes plaques étaient à la masse. Le courant de décharge moyen dépend fortement de la concentration des particules et a diminué de 160 μ A pour une concentration très faible à 90 μ A pour une concentration très élevée. L'air ambiant circule avec la fumée de cigarette (la taille des particules est plus petite que 1 μ m) dans la boucle fermée avec une vitesse moyenne de 0,4 m/s dans la zone d'étude. Les différentes concentrations de particules sont qualifiées de : très basse (combustion d'une cigarette), moyenne (4 cigarettes) et très élevée (16 cigarettes).

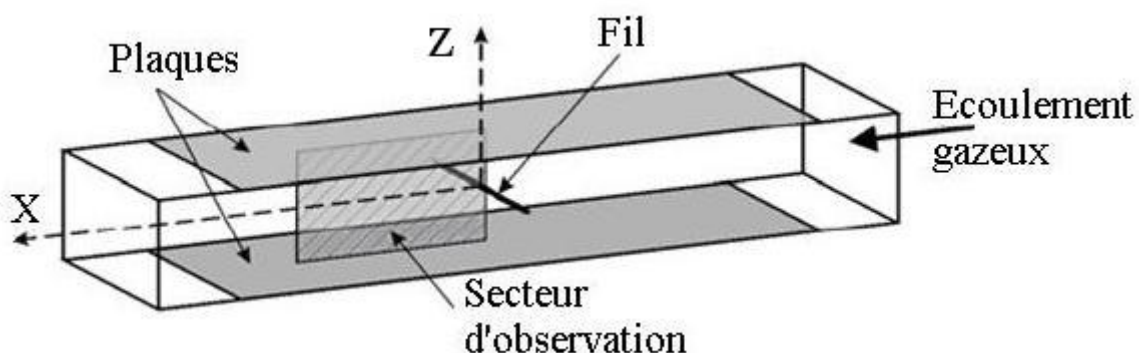


Figure 4.16 Le secteur d'observation dans l'électrofiltre (d'après Podliński [104]).

Podliński et al. [104] ont d'abord effectué des visualisations de l'écoulement des particules dans le précipitateur électrostatique pilote en illuminant une mince tranche verticale

centrale grâce à un faisceau plan de lumière laser. En appliquant la tension sur le fil ionisant, on injecte des ions et on charge les particules traversant la zone de charge d'espace ionique. La charge d'espace totale (ions + particules chargées) provoque un écoulement secondaire du gaz qui déforme significativement l'écoulement primaire laminaire original. Le mouvement des particules résulte de l'écoulement du gaz et de la vitesse w_E des particules par rapport à l'air.

Le courant de décharge moyen dépend de la concentration des particules (Figure 4.17). Comme les particules ont une vitesse de migration environ 1000 fois plus petite que celle des ions, seuls les ions contribuent au courant. Le rapport I/I_0 donne la proportion de charge d'espace due aux ions. Par exemple pour $I/I_0 = 0,5$ on a une charge d'espace due aux particules globalement équivalente à celle due aux ions.

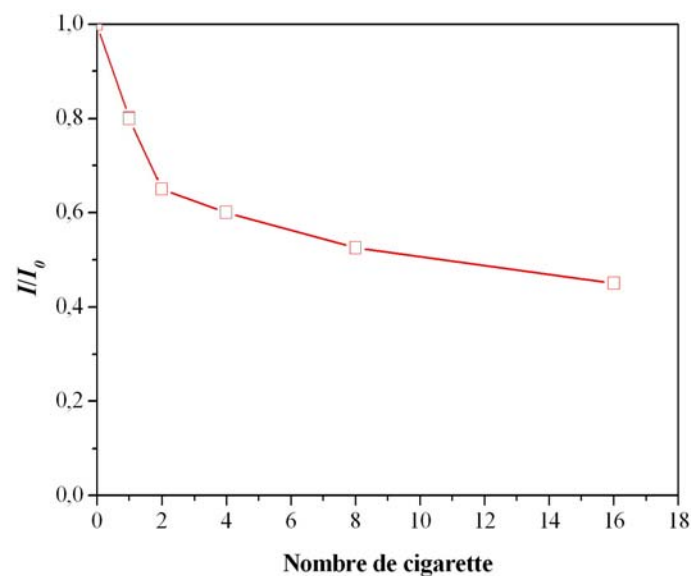


Figure 4.17 Rapport I/I_0 pour divers nombres de cigarettes brûlées.

La Figure 4.18 donne des images instantanées de la distribution spatiale des particules pour trois densités différentes de fumée. Les zones noires correspondent aux zones à très faible concentration de particules (pas ou très peu de diffusion de lumière). Les zones très claires, au contraire, correspondent à de fortes concentrations de particules.

Pour une faible concentration de fumée (une cigarette brûlée), une traînée foncée avec des frontières claires apparaît derrière le fil. La structure qui apparaît en aval du fil ($x > 50$ mm) montre que l'écoulement secondaire est chaotique et qu'il envahit toute la largeur entre les deux plaques. Sous les mêmes conditions ($U_g = 0,4$ m/s et $V_{appl} = 30$ kV), l'augmentation de concentration provoque la diminution du courant de décharge moyen, donc, l'augmentation de la charge d'espace ρ_{pc} . La forme de la traînée noire derrière le fil change très nettement lorsque la concentration de la fumée est augmentée (Figure 4.18-b et Figure 4.18-c). L'angle d'ouverture de plus en plus grand montre que l'écoulement résultant est fortement modifié par la force s'exerçant sur la charge d'espace des particules chargées. La Figure 4.18 montre que pour $x > 50$ mm, la taille des petits tourbillons (révélés par les

photographies) tend à diminuer lorsque la concentration c de fumée augmente.

Les résultats moyennés de 150 images instantanées sont présentés dans la Figure 4.19 qui montre clairement l'influence de la concentration des particules sur la structure de l'écoulement moyen produit derrière le fil, en particulier sur l'angle d'ouverture de la zone noire.

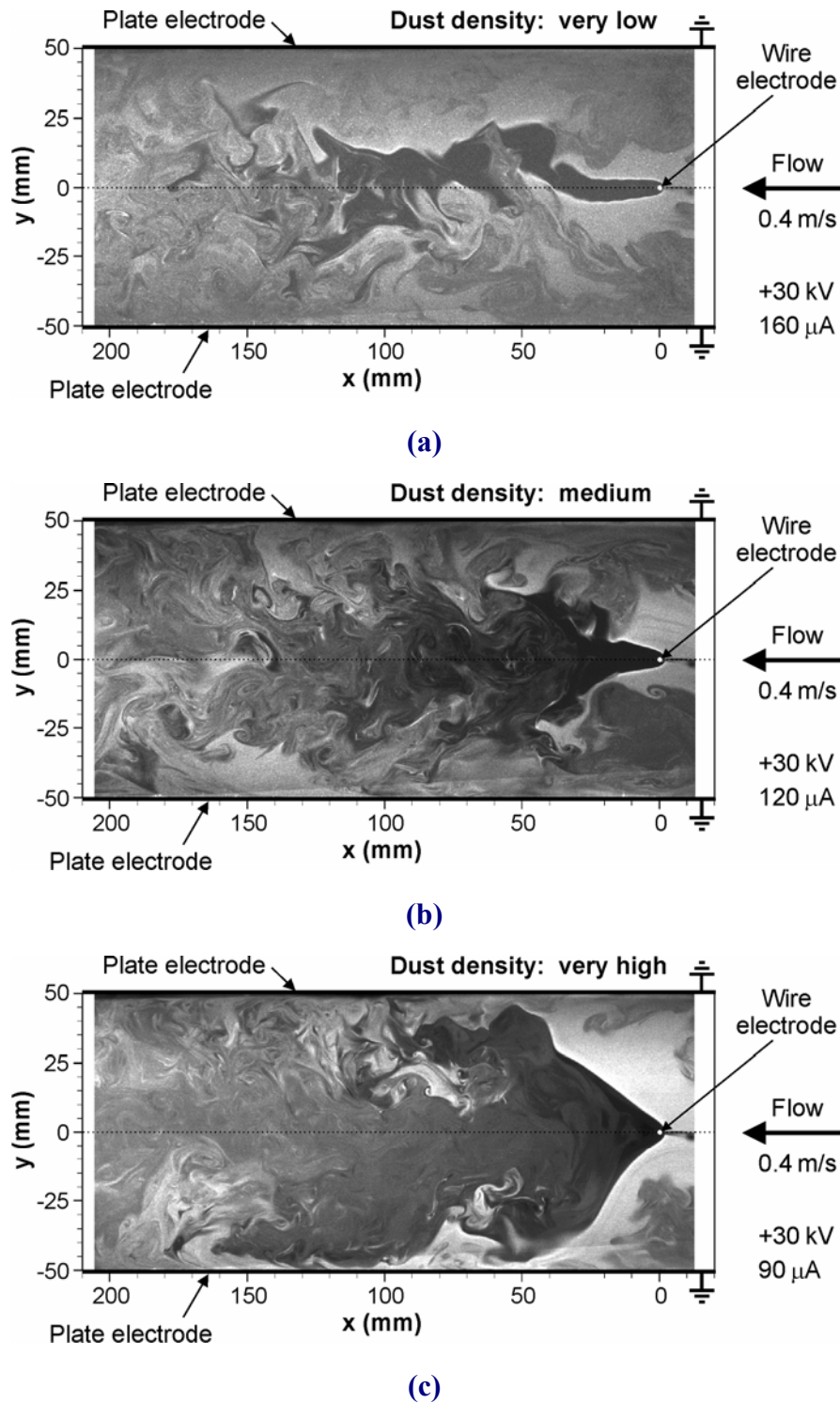
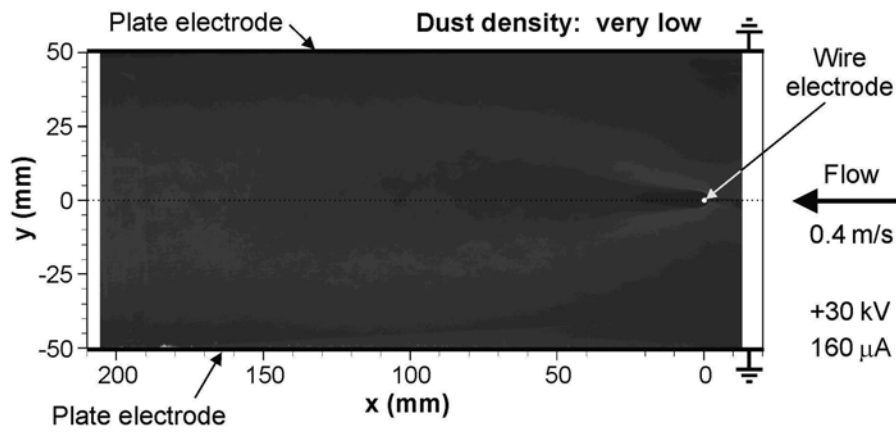
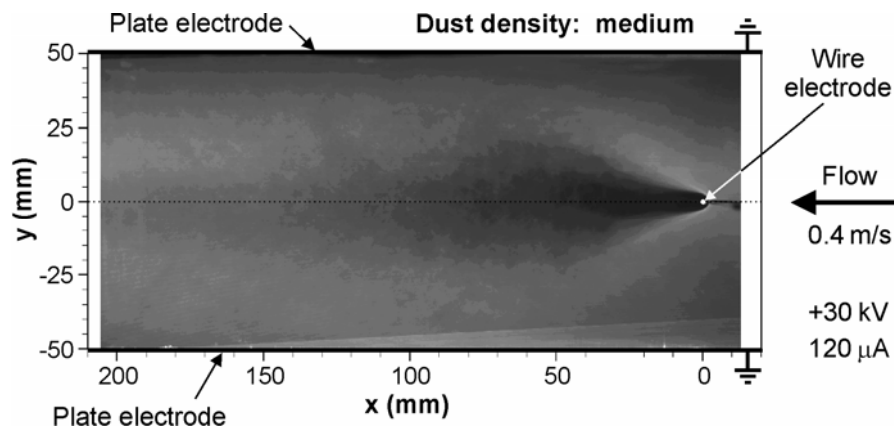


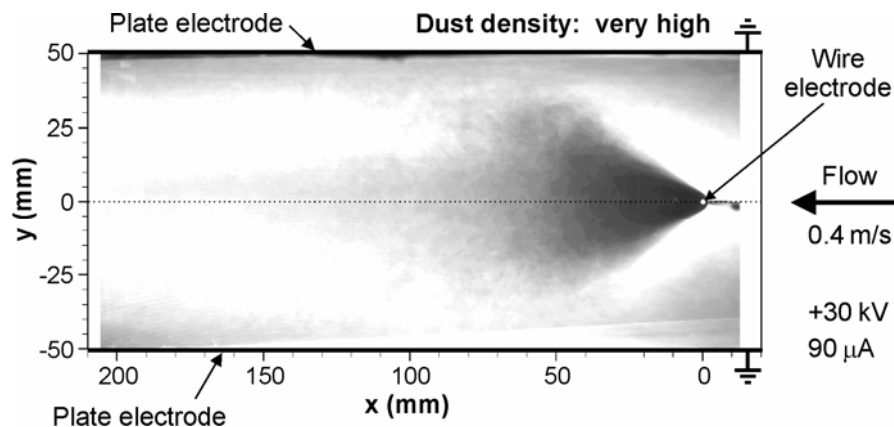
Figure 4.18 Images instantanées du champ de vitesse des particules pour trois différentes concentrations [104].



(a)



(b)



(c)

Figure 4.19 Résultats moyennés de 150 images instantanées pour trois différentes concentrations des particules [104].

Podliński et al. [104] ont également effectué des mesures des deux composantes de la vitesse des particules dans le plan xOz (voir Figure 4.16) à l'aide du PIV. En accumulant les mesures instantanées ($x \geq 150$) ils ont déterminé le champ moyen 2-D de vitesse (composantes x et z) dans le plan xOz . Ces résultats ne sont pas facilement exploitables car la vitesse moyenne des particules est la somme de la vitesse de l'air et de la vitesse de migration

U_E et il faudrait faire une correction pour obtenir la vitesse de l'air.

Par contre les fluctuations de la vitesse des particules en un point donné sont égales aux fluctuations de la vitesse de l'air. Il est donc possible de déterminer les valeurs quadratiques moyennes u' et w' des composantes de la vitesse selon Ox et Oz . La Figure 4.20 montre les variations de $\langle u' \rangle$ et $\langle w' \rangle$ qui sont les moyennes de u' et w' sur la zone analysée : $0 < x < 200$ mm, $-50 < z < 50$ mm ($\langle u' \rangle$ et $\langle w' \rangle$ sont normalisées par la vitesse moyenne d'écoulement $U_g = 0,4$ m/s). Les taux de fluctuation en première approximation augmentent avec la concentration c de particules. Le taux de turbulence dans la zone analysée doit également augmenter avec c et sa valeur devrait être voisine de 12 à 16 %. Ces mesures sont cohérentes avec la conclusion qualitative déduite des visualisations (Figure 4.18 et Figure 4.19).

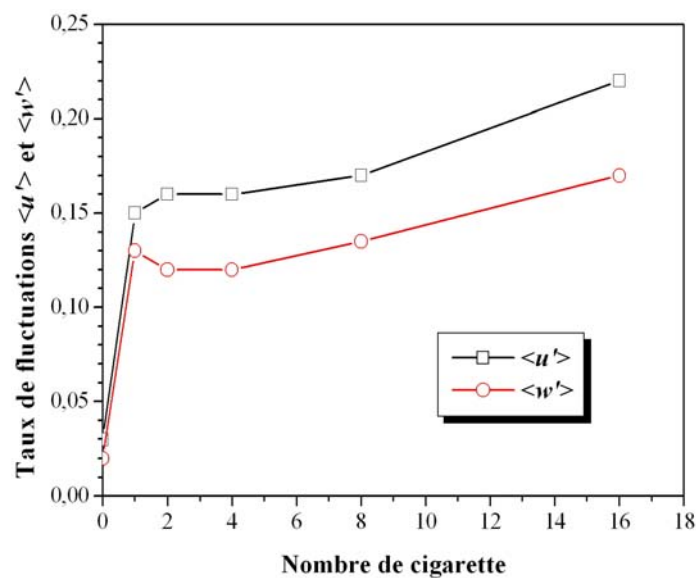


Figure 4.20 Taux moyen de fluctuations $\langle u' \rangle$ et $\langle w' \rangle$ dans la zone analysée en fonction du nombre de cigarettes brûlées.

4.4.2 Modification de notre dispositif

Pour effectuer l'étude de l'influence de la concentration c sur l'efficacité de collecte η_f , nous avons choisi de travailler avec de la fumée de cigarette (comme pour les expériences faites à Gdansk). La raison principale du changement de la nature des particules est qu'avec la poudre de calcite, il est très difficile de stabiliser la quantité de poudre injectée, surtout si l'on veut obtenir de très faibles concentrations.

Pour réaliser les expériences nous avons remplacé l'injecteur de poudre par un générateur de fumée. Nous avons effectué des premiers essais avec la fumée de cigarette (marque « Gauloises »). Parce que la fumée de cigarette brûlée est confinée et n'a pas assez de temps pour bien diffuser dans tout le conduit en amont du filtre électrostatique, les concentrations de particules mesurées instantanément pour une cigarette sont très fluctuantes. De plus nous avons remarqué que la granulométrie de la fumée n'est pas constante : la taille moyenne des particules augmente notablement entre le début et la fin de la combustion des

cigarettes (Figure 4.21) et ceci ne permet pas de faire des mesures correctes d'efficacité de collecte. Pour avoir des bonnes mesures de η_f , il faut que la fumée à l'entrée de l'électrofiltre ait une concentration uniforme et constante et que la granulométrie soit invariante. Nous avons décidé d'ajouter un grand réservoir au générateur de fumée pour bien homogénéiser la fumée.

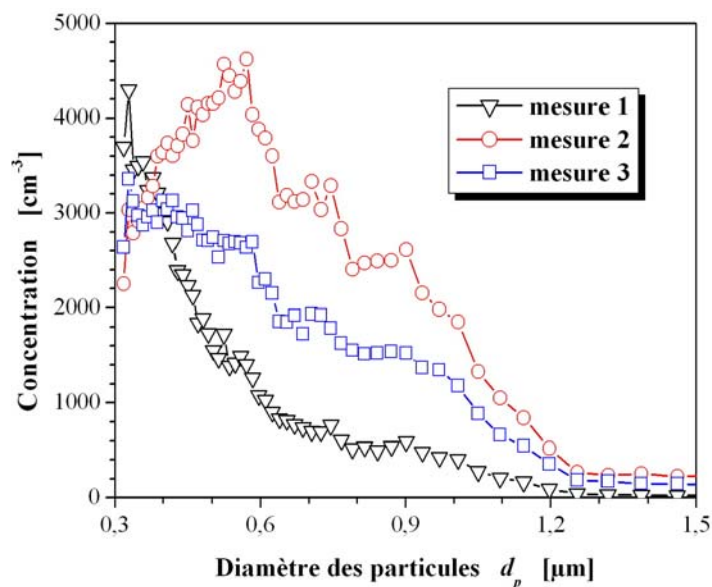


Figure 4.21 Mesures instantanées de concentration de particules pour une cigarette.

Par conséquent, nous avons amélioré le générateur de fumée : dans une boîte on a une plaque métallique avec des pointes pouvant supporter jusqu'à 16 cigarettes ; un ventilateur fait passer l'air dans un filtre puis dans la boîte de combustion des cigarettes ; l'air avec la fumée entre dans un ballon de 2,5 m de diamètre qui se gonfle doucement (voir Figure 4.22) ; dans le ballon la convection homogénéise la fumée. Quand le ballon est complètement gonflé, on ferme la vanne n°1 et on ouvre la vanne n°2. La fumée est alors aspirée à travers l'électrofiltre pour effectuer les mesures. Entre deux séries de mesures successives, nous faisons un remplissage puis un vidage du ballon avec de l'air filtré sans fumée pour diminuer les fluctuations de concentration qui pourraient être générées par le reste de fumée dans le ballon et dans les conduits.

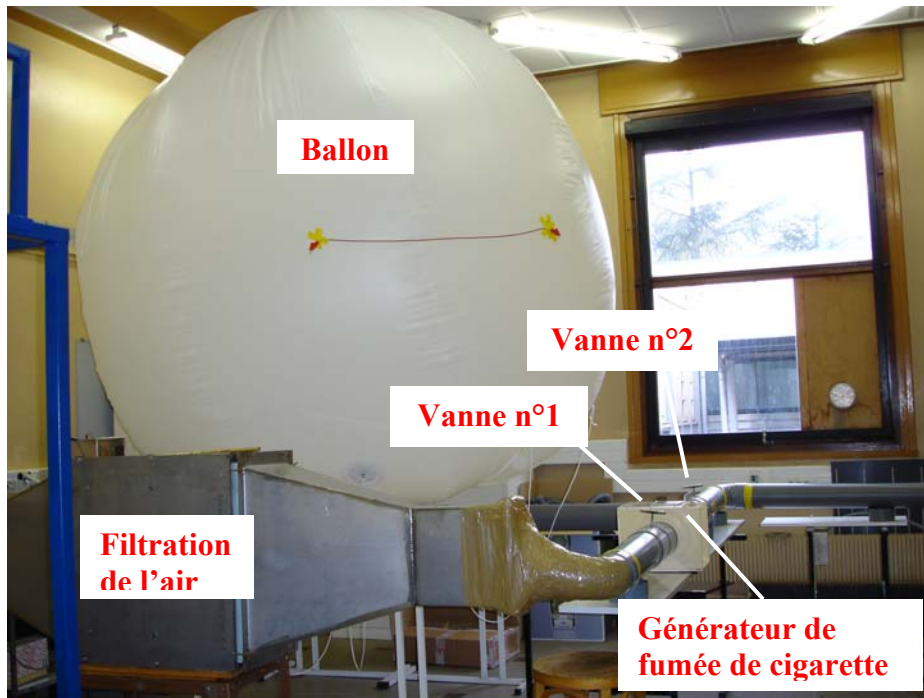


Figure 4.22 Photographie du système de création et de stockage de fumée.

Pour les expériences il est nécessaire de mesurer la concentration de particules à l'entrée et à la sortie de l'électrofiltre en gardant les mêmes conditions expérimentales pour obtenir l'efficacité fractionnaire. Nous devons donc réaliser des séries de mesures mises en deux groupes pour chaque dégonflage du ballon : avec et sans haute tension positive appliquée.

Afin d'avoir des mesures quantitatives et de comparer avec les résultats obtenus par Podliński et al. [104], il est nécessaire de caractériser les particules en suspension existant dans la fumée de cigarette. La Figure 4.23 montre les courbes granulométriques pour divers nombres de cigarettes brûlées. Les distributions granulométriques sont très similaires pour les faibles concentrations de particules avec 1, 2 et 4 cigarettes. Avec un nombre plus élevé de cigarettes brûlées, la distribution granulométrique des particules change fortement et les courbes ont un maximum pour une taille qui augmente avec la concentration de fumée : $(d_p)_{max} \cong 0.42 \mu\text{m}$ pour 8 cigarettes et $(d_p)_{max} \cong 0.53 \mu\text{m}$ pour 16 cigarettes. Les changements de granulométrie sont probablement dûs à l'augmentation du taux de collisions et d'agglomérations entre particules lorsque leur densité augmente. D'autre part, la masse volumique de particules ρ_p est de l'ordre de 1000 kg/m^3 [106].

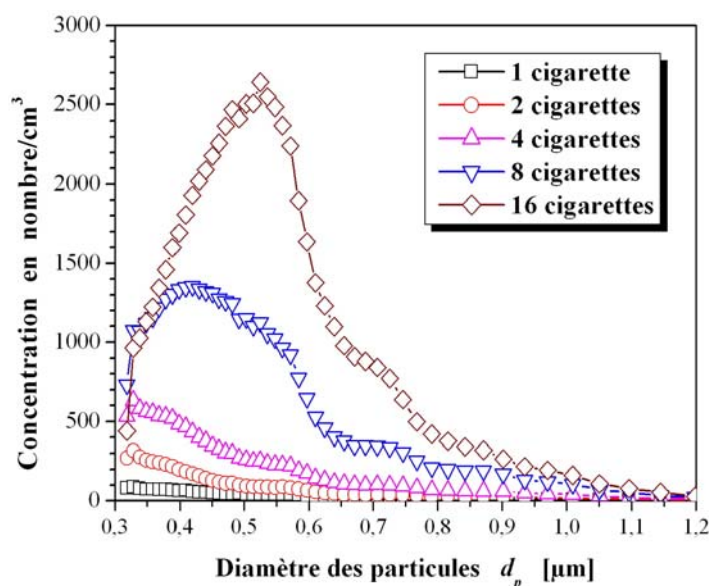
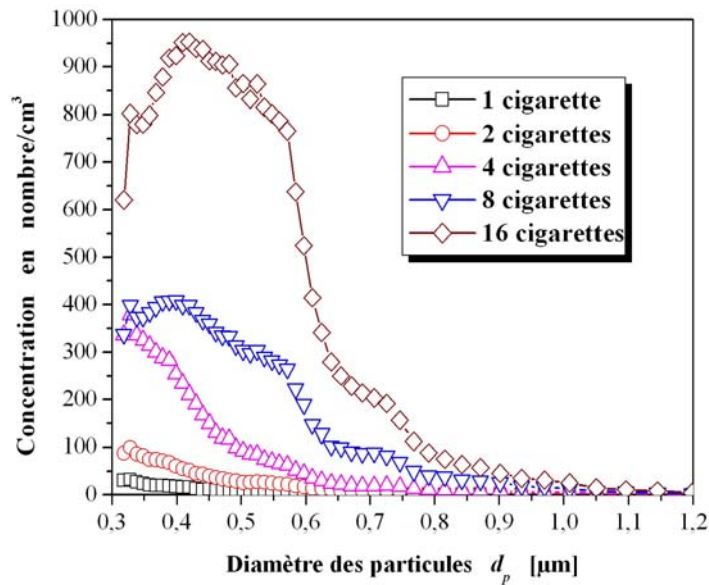


Figure 4.23 Distribution en nombre de particules de fumée de cigarette à l'entrée de l'électrofiltre.

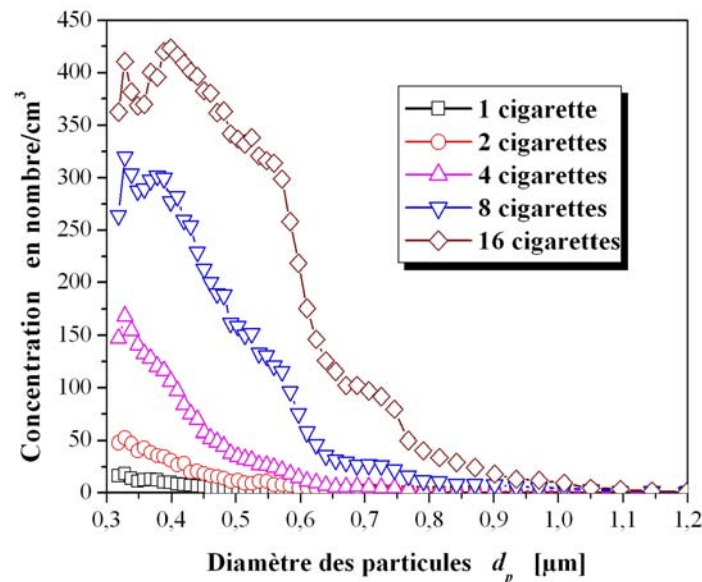
4.4.3 Expériences préliminaires

Dans cette section, nous présentons la procédure expérimentale, pour comparer les résultats expérimentaux et estimer la valeur α_{fm} avec la relation (4-10). Cette estimation est basée sur les mesures d'efficacité fractionnaire réalisées à l'aide du filtre électrostatique pilote qui a été présenté auparavant. Pour être dans des conditions assez proches des expériences de Gdansk, nous avons remplacé les électrodes ionisantes tiges-pointes dans la première zone par des fils verticaux de diamètre 0,35 mm ; l'intervalle entre deux fils voisins est de 5 cm. La plaque a été enlevée dans la deuxième zone ; on a donc des résultats sur la collecte de particules par la première zone seule.

La première étape pour déterminer l'efficacité fractionnaire de collecte est d'obtenir les distributions granulométriques à l'entrée et à la sortie de la zone de mesure. Des distributions sont présentées dans les Figure 4.23 et Figure 4.24. Chaque figure contient une série de courbes obtenues pour les différents nombres de cigarettes brûlées pour des valeurs du potentiel électrique de charge V_{charge} et la vitesse moyenne du gaz fixés. Nous observons que pour chaque série de mesures, la concentration de particules à la sortie du précipitateur électrostatique diminue fortement.



(a) $V_{charge} = 24 \text{ kV}$

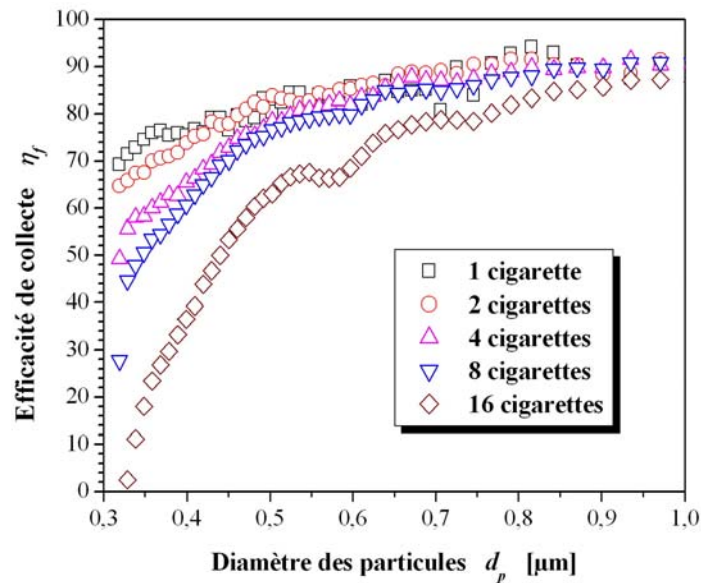


(b) $V_{charge} = 26 \text{ kV}$

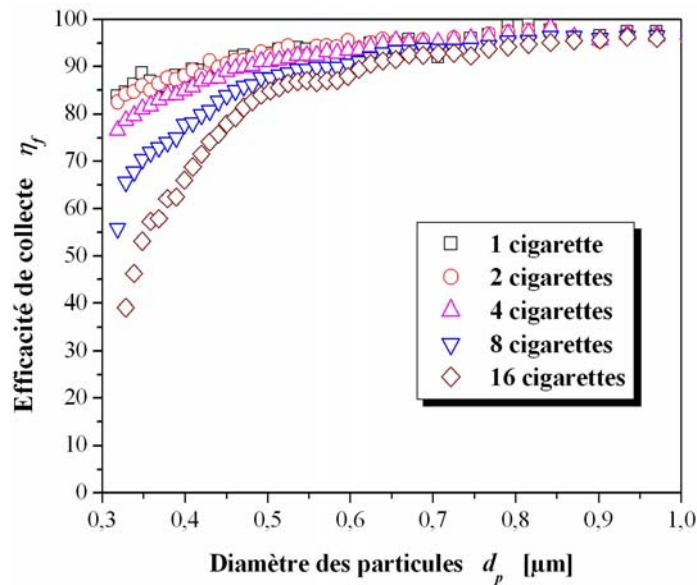
Figure 4.24 Distribution granulométrique à la sortie de la zone de mesure pour différentes concentrations et $U_g = 0,4 \text{ m/s}$.

Pour voir l'efficacité de collecte de notre électrofiltre en fonction de la taille des particules, nous utilisons les courbes de distributions granulométriques représentées dans les Figure 4.23 et Figure 4.24. Pour chaque taille de particules, l'efficacité de précipitation est calculée à partir de l'expression (1-13). La Figure 4.25 montre les variations du rendement de collecte en fonction du diamètre des particules pour différentes concentrations de particules dans l'électrofiltre. Comme cela est observé le plus souvent, l'efficacité de précipitation augmente avec la taille de particules. La Figure 4.25 montre clairement que le taux de collecte des particules augmente notablement avec la tension V_{charge} ; ceci vient du fait que $w_E \propto q_p \cdot E$ a tendance à varier comme $(V_{charge})^2$. Surtout pour le cas $V_{charge} = 24 \text{ kV}$, les courbes η_f en

fonction de d_p ne sont pas bien régulières ; il existe des fluctuations inévitables dans les mesures ; il faudrait augmenter le nombre de mesures de chaque série pour diminuer les fluctuations statistiques.



(a) $V_{charge} = 24 \text{ kV}$



(b) $V_{charge} = 26 \text{ kV}$

Figure 4.25 Variations de l'efficacité de collecte en fonction du diamètre des particules pour différentes concentrations et $U_g = 0,4 \text{ m/s}$.

Nous avons observé avec ces séries de mesures que le courant de décharge diminue en fonction de la concentration des particules (Figure 4.26). Nos résultats sont très analogues à ceux obtenus à Gdansk (Figure 4.17) : la valeur du rapport I/I_0 diminue avec la concentration des particules. Ceci montre que la charge d'espace associée aux particules chargées augmente avec la concentration c .

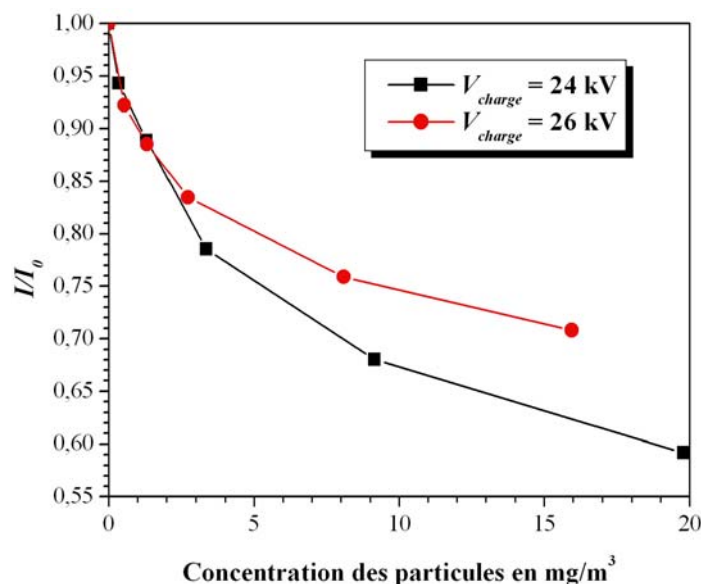


Figure 4.26 Variations du rapport I/I_0 en fonction de la concentration en masse des particules.

En utilisant la relation (4-10), nous pouvons estimer α_{tm} (Figure 4.27). Les résultats obtenus présentent une dispersion assez forte. Pour les fortes concentrations de particules, α_{tm} croit assez rapidement pour d_p variant de 0,3 à 0,5 μm ; de plus en plus valeurs ≤ 1 ne semblent pas réalistes (pour $V_{charge} = 24$ kV, les dispersions sont encore plus fortes).

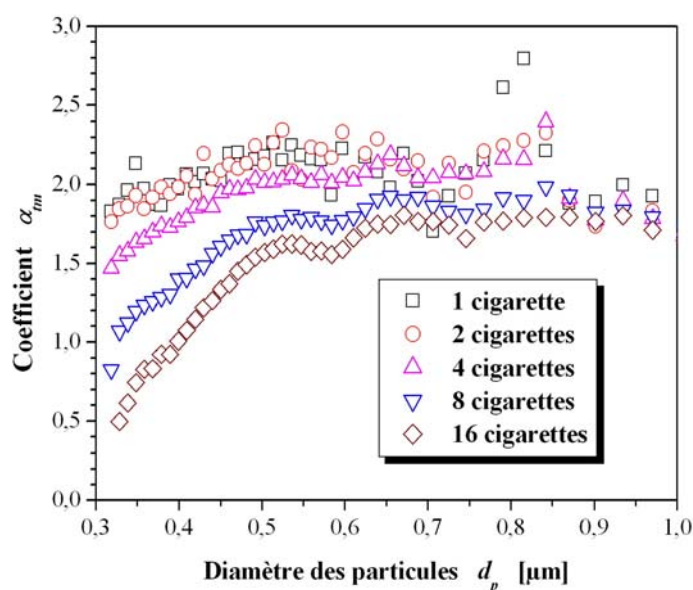


Figure 4.27 Variation de α_{tm} en fonction de l'efficacité de collecteur électrostatique ($V_{charge} = 26$ kV).

Ces expériences doivent être considérées comme des essais préliminaires et il est nécessaire de refaire les mesures, en particulier en utilisant la deuxième zone comme dans la section §4.2. Les variations qualitatives de α_{tm} avec la concentration c des particules sont néanmoins claires : α_{tm} diminue quand c augmente. Comme la vitesse moyenne de migration w_E des particules est indépendante de la concentration c , la diminution de α_{tm} ne peut s'expliquer que par l'augmentation de la diffusivité turbulente. Cette conclusion est tout à fait

cohérente avec celles que l'on déduit des études faites à Gdansk.

Pour conclure, les mesures des champs de vitesse dans un électrofiltre et de l'efficacité de collecte suggèrent fortement que le taux de turbulence augmente avec la concentration du gaz en fines particules.

Conclusions

L'objectif du présent travail a été d'apporter une contribution à la compréhension des phénomènes physiques de mise en mouvement et de capture des particules de petite taille (micronique ou submicronique) en suspension, d'une part en atmosphère à faible pression comme sur Mars et, d'autre part, dans un électrofiltre de type industriel. Dans le premier cas les enjeux consistent à proposer des méthodes électrostatiques de protection des surfaces de panneaux solaires contre le dépôt de poussière, à comprendre en quoi les conditions spécifiques à la planète Mars influençaient les phénomènes physiques mis en jeu et à évaluer les performances des dispositifs proposés. Dans le second cas, l'objectif de l'étude (dont la thèse constitue une approche préliminaire), était de mieux discerner les mécanismes qui conduisent à la faible efficacité des électrofiltres dans le domaine des particules submicroniques.

La première partie de l'étude, consacrée à la protection des panneaux solaires, nous a amenés à étudier deux types de dispositifs, le premier destiné à enlever les dépôts de poussière d'un panneau grâce à une technique de rideaux électriques, le second en dépoussiérant l'air au dessus des panneaux à l'aide d'un précipitateur électrostatique adapté.

L'étude du premier type de dispositif a confirmé que les rideaux électriques à ondes stationnaires peuvent être utilisés dans certaines conditions pour enlever une couche de poussière ou de particules d'une surface isolante. L'effet rideaux est généré par un réseau d'électrodes disposées en peigne sur la surface et recouvertes d'une fine couche d'isolant. La première condition de mise en mouvement est d'avoir des particules chargées. Dans le cas de particules isolantes, c'est-à-dire caractérisées par un temps élevé de relaxation de la charge, certaines sont naturellement chargées et peuvent être soulevées par des champs électriques suffisamment élevés. La charge des particules peut être provoquée par des décharges à barrière diélectrique (DBD) à l'aide d'une tension appliquée supérieure à une tension seuil V_{DBD} . La charge des particules est nécessaire mais non suffisante. Les valeurs locales du champ électrique et du gradient de champ juste au-dessus de la surface de la couverture isolante, doivent être suffisamment élevées pour que les particules soient expulsées de la zone. Cela exige des valeurs assez hautes du rapport V_{DBD}/d (d : distance entre les axes des électrodes parallèles voisines). Ce rapport doit être d'autant plus élevé que la taille des particules est petite, parce que la force électrique doit être supérieure à la force de Van der Waals liant les particules au le substrat ou entre elles. Les expériences ont montré qu'il est difficile de satisfaire cette condition pour des particules de petite taille car l'adhésion est forte quand la pression de gaz est réduite.

Dans l'air, à la pression ambiante ($\cong 1$ bar), Masuda avait montré que des rideaux

électriques à onde progressive peuvent guider des particules de matériaux très facilement électrisable (qu'il a appelés "actifs"). Nous avons montré que les rideaux électriques à ondes stationnaires peuvent enlever totalement les couches déposées (de particules ou d'agglomérats). D'autres études sont nécessaires pour examiner de manière approfondie l'influence des propriétés du rideau (la distance d , l'épaisseur e et la nature de la couche isolante) sur la limite inférieure du diamètre des particules qui peuvent être enlevées. Des rideaux à onde progressive pourraient guider aussi des poudres de matériaux "non actifs" en chargeant des particules avec DBD. Sous pression réduite, comme dans l'atmosphère de Mars, le rideau électrique à ondes stationnaires peut également fonctionner avec des particules ou des agglomérats de taille assez grande, présentant une force d'adhésion faible. Cependant, à cause de la tension seuil de décharge assez faible, dans les conditions de pression réduite il est nécessaire de diminuer l'espacement d des électrodes pour obtenir les forces électriques appropriées. La diminution de d est limitée en pratique car le libre parcours moyen des molécules s'allonge à basse pression. Il devient donc impossible de déplacer des particules qui adhèrent fortement lorsque leur taille devient de l'ordre ou inférieure au micron.

En ce qui concerne la méthode de dépoussiérage par précipitation électrostatique sur des électrodes de collecte, nous avons, dans un premier temps, caractérisé les décharges couronne dans le gaz carbonique CO₂ dans des conditions proches de celles de l'atmosphère de Mars. Bien que les champs électriques et les densités de charge accessibles soient très modestes, la charge des fines particules par diffusion permet de communiquer, avec le champ électrique imposé, une vitesse de migration des particules de l'ordre du cm/s suffisante pour leur collecte par les électrodes dans une atmosphère calme. En extrapolant les résultats des expériences réalisées dans une enceinte à vide avec des cellules photovoltaïques, nous pouvons conclure que l'utilisation d'une telle technique pourrait, dans des conditions favorables, multiplier par 8 la durée d'exploitation des panneaux solaires sur Mars.

L'influence des vents est en revanche très difficile à estimer, en particulier en raison du rôle prévisible de la triboélectrisation des particules et du temps réduit de transit dans la zone ionisée créée par les décharges couronne. Les expériences conduites dans la soufflerie faible pression à l'Université d'Aarhus (air à 10 mbar) ont montré que la technique de dépoussiérage électrostatique combinant la charge des particules par décharge couronne et la répulsion par le panneau polarisé réduit le taux de dépôt des particules, même en présence d'un vent de 10 m/s. Cependant, le facteur de réduction est modeste : environ 2,5. Si un tel résultat est confirmé pour le gaz carbonique, la technique de protection par précipitation électrostatique serait d'un intérêt très limité pour la protection des panneaux solaires sur Mars. Quelques réflexions se rapportant à la différence entre le facteur de réduction d'environ 8 obtenu dans l'enceinte en air et en gaz carbonique et le résultat proche de 2 obtenu dans le tunnel à vitesse presque nulle ont été consignées en fin de chapitre.

L'étude consacrée aux électrofiltres porte essentiellement sur la convection et la collecte des fines particules. Cette étude a été effectuée avec un électrofiltre pilote comprenant une première partie destinée à charger les particules et une seconde où le champ

électrique de précipitation est uniforme. Nous avons mesuré la concentration des particules non collectées par le précipitateur en fonction de leur diamètre et nous avons évalué l'efficacité de collecte en fonction de la taille des particules et de l'intensité du champ électrique de capture dans la deuxième zone. En nous appuyant sur le modèle de Leonard et al., nous avons déterminé un paramètre moyen α_{im} donnant une idée du renforcement de la concentration des particules au voisinage immédiat de la plaque collectrice, renforcement qui résulte des effets antagonistes de la vitesse w_E induite par le champ et de la diffusion turbulente.

Nous avons également étudié l'influence de la concentration en particules sur l'efficacité de collecte. L'analyse d'une première série de mesures montre que l'augmentation de la concentration produit une diminution du taux de collecte. Ceci semble confirmer l'hypothèse sur l'origine de la turbulence dans les électrofiltres. Celle-ci résulte de l'interaction entre fluctuations de vitesse du gaz et perturbations de la concentration des fines particules chargées. Ce travail constitue une première approche des phénomènes électrohydrodynamiques qui, dans les électrofiltres, régissent la dispersion des particules submicroniques et influencent leur collecte. Du point de vue expérimental, il serait intéressant d'approfondir l'étude sur la corrélation entre concentration de ces particules et génération de la turbulence. La confirmation du rôle de la charge d'espace due aux fines particules chargées dans l'apparition de la turbulence permettrait de modifier la conception des précipitateurs en vue d'améliorer leur efficacité de collecte.

Annexe I

Les aérosols ne sont qu'un des types de suspensions de particules présentées dans le Tableau A1-1. Toutes ces suspensions sont des systèmes à deux composants qui ont des propriétés spéciales dépendant de la taille des particules et de leur concentration dans le milieu porteur.

Tableau A1-1 Types de suspensions de particules (d'après [1])

Milieu porteur	Type de particules suspendues		
	Gaz	Liquide	Solide
Gaz	—	Brouillard, brume, pulvérisation	Poussière
Liquide	Mousse	Emulsion	Colloïde, suspension, coulis
Solide	Eponge	Gel	Alliage

L'activité humaine émet des particules fines. Ces particules, constituées de cendres, de composés organiques, de métaux, etc., proviennent de la combustion de combustibles fossiles, de l'essence et du gazole (transports, installations de chauffage, industries, usines d'incinération des ordures ménagères, centrales thermiques, etc.), ainsi que du revêtement des routes et des chantiers de construction. Les particules directement émises dans l'atmosphère par des processus de combustion ou générées par l'usure mécanique ou à partir de sources naturelles sont appelées particules primaires. On appelle particules secondaires celles qui sont formées dans l'air à partir de polluants précurseurs gazeux (NO_x , SO_2 , NH_3 , CO_x , etc.) – voir Tableau A1-2.

La composition chimique des particules en suspension dans l'air est très variée. Elles peuvent renfermer de nombreux composés inorganiques (par exemple, sulfates, métaux lourds) et organiques (par exemple, hydrocarbures aromatiques polycycliques). Cette variété reflète leurs différents modes de création : l'origine naturelle (érosion éolienne, feux de forêts, éruptions volcaniques, transformation atmosphérique des oxydes d'azote et de soufre...) ou anthropiques (suie, fumées...). Elles peuvent être formées par des réactions chimiques entre des composés gazeux conduisant à des produits peu volatils (transformation gaz-particules), Tableau A1-3. Selon Gardais [107], 47% des poussières d'origine anthropogéniques sont émises par des installations industrielles (sidérurgie, production d'engrais, de ciments...), 27% proviennent des transports et les installations de combustion domestiques y contribuent pour 26%.

Tableau A1-2 Estimation des quantités annuelles de polluants émises dans l'atmosphère [107] [108]

Polluant	Sources		Emissions estimées en kg/an	
	Anthropogéniques	Naturelles	Anthropogéniques	Naturelles
SO ₂	Combustion	Volcans	130.10 ⁹	5.10 ⁹
H ₂ S	Procédé chimique Traitement des déchets	Volcans Décompositions biologiques	3.10 ⁹	100.10 ⁹
NO NO ₂	Combustion	Actions bactéries des sols Photodissociation en N ₂ O et NO ₂	35.10 ⁹	11.10 ⁹
NH ₃	Oxydation du charbon Engrais Eaux	Décomposition biologique	4.10 ⁹	170.10 ⁹
CO CO ₂	Automobiles Combustion	Oxydation du CH ₄ Photodissociation de CO ₂ Feux de forêts Mers Vie animale et végétale	1650.10 ⁹ 1.000.000.10 ⁹	1010.10 ⁹ 14000.10 ⁹
O ₃		Réactions dans la troposphères Transfert de la stratosphère	0	Inconnue
Hydrocarbures	Automobiles Combustion, rizières, animaux domestiques	Processus biologiques Marais	440.10 ⁹ dont CH ₄ 340.10 ⁹	1115.10 ⁹ dont CH ₄ 185.10 ⁹
Particules	Tableau A1-3	Tableau A1-3	200.10 ⁹	1000.10 ⁹

Tableau A1-3 Comparaison entre particules grossières et particules fines [109]

Catégories de particules	(PST) *	Origine	Composition chimique	Propriétés physico-chimiques	Sources
Grossière 2-10 µm	50	- Procédés mécaniques (broyage, meulage) - Evaporation d'aérosol - Recirculation de poussières - Combustion incomplète	- Cristaux (Si, Al, Fe, Ti, K) - CaCO ₃ , NaCl - Cendres, pollens, spores, débris végétaux et animaux	- Insoluble dans l'eau - Basique - Persistance dans l'air : Minutes-heures - Dispersion < 1 à quelques dizaines de kms	- Transport, agriculture, mines, construction, démolition - Combustion de charbon et l'huile - Biotechnologies - Océans
Fines < 2,5 µm	25	- Condensation de vapeur et de gaz - Coagulation de très petites particules - Réactions chimiques diverses - Nucléation	- Sulphates (SO ₄) - Nitrates (NO ₃ ⁻) - Ammoniac (NH ₄ ⁺) - Hydrogène (H ⁺) - Composés organiques (HAP, ...)	- Soluble dans l'eau - Acide - Persistance dans l'air : Jours-semaines - Dispersion : Centaines à milliers de kms	- Combustion, (industrie, transport) - Transportation atmosphérique de précurseurs (NO _x et SO ₂) - Procédés industriels à très haute température (métallurgie, incinération)

(*) pourcentage du total de particules en suspension dans l'air

Annexe II

Les propriétés de l'atmosphère de Mars

La viscosité dynamique de l'atmosphère martienne

Dans nos études nous avons calculé la viscosité dynamique avec la méthode de Chung et al. [58]. Pour les composés qui constituent l'atmosphère martienne, les valeurs des propriétés physiques sont présentées dans le Tableau A2-1.

L'expression de la viscosité dynamique du mélange gazeux sous la condition de basse pression est :

$$\eta_m = \frac{26,69 \cdot F_{c_m} \cdot (M_m \cdot T)^{\frac{1}{2}}}{\sigma_m^2 \cdot \Omega_v} \quad (\text{A2-1})$$

$$\text{où } \Omega_v = A \cdot (T^*)^{-B} + C \cdot \exp(-D \cdot T^*) + E \cdot \exp(-F \cdot T^*) \quad (\text{A2-2})$$

L'équation (A2-2) est appliquée de $0.3 \leq T^* \leq 100$. $A=1,16145$, $B=0,14874$, $C=0,52487$, $D=0,77320$, $E=2,16178$, $F=2,43787$.

Dans l'approche de Chung et al. [58], les règles de mélange sont :

$$\sigma_m^3 = \sum_i \sum_j y_i y_j \sigma_{ij}^3 \quad (\text{A2-3})$$

$$T_m^* = \frac{T}{\left(\frac{\varepsilon}{\kappa}\right)_m} \quad (\text{A2-4})$$

$$\left(\frac{\varepsilon}{\kappa}\right)_m = \frac{\sum_i \sum_j y_i y_j \left(\frac{\varepsilon}{\kappa}\right)_{ij} \sigma_{ij}^3}{\sigma_m^3} \quad (\text{A2-5})$$

$$M_m = \left[\frac{\sum_i \sum_j y_i y_j \left(\frac{\varepsilon}{\kappa}\right)_{ij} \sigma_{ij}^2 M_{ij}^{\frac{1}{2}}}{\left(\frac{\varepsilon}{\kappa}\right)_m \sigma_m^2} \right]^2 \quad (\text{A2-6})$$

$$\omega_m = \frac{\sum_i \sum_j y_i y_j \omega_{ij} \sigma_{ij}^3}{\sigma_m^3} \quad (\text{A2-7})$$

$$\mu_m^4 = \sigma_m^3 \sum_i \sum_j \left(\frac{y_i y_j \mu_i^2 \mu_j^2}{\sigma_{ij}^3} \right) \quad (\text{A2-8})$$

$$\kappa_m = \sum_i \sum_j y_i y_j \kappa_{ij} \quad (\text{A2-9})$$

et les règles combinant les diverses grandeurs sont :

$$\sigma_{ii} = \sigma_i = 0,809 V_{c_i}^{\frac{1}{3}} \quad (\text{A2-10})$$

$$\sigma_{ij} = \xi_{ij} (\sigma_i \sigma_j)^{\frac{1}{2}}$$

$$\left(\frac{\varepsilon}{\kappa} \right)_{ii} = \left(\frac{\varepsilon}{\kappa} \right)_i = \frac{T_{c_i}}{1,2593} \quad (\text{A2-11})$$

$$\left(\frac{\varepsilon}{\kappa} \right)_{ij} = \zeta_{ij} \left[\left(\frac{\varepsilon}{\kappa} \right)_i \left(\frac{\varepsilon}{\kappa} \right)_j \right]$$

$$\omega_{ii} = \omega_i \quad (\text{A2-12})$$

$$\omega_{ij} = \frac{\omega_i + \omega_j}{2}$$

$$\kappa_{ii} = \kappa_i \quad (\text{A2-13})$$

$$\kappa_{ij} = (\kappa_i \kappa_j)^{\frac{1}{2}}$$

$$M_{ij} = \frac{2M_i M_j}{M_i + M_j} \quad (\text{A2-14})$$

ξ_{ij} et ζ_{ij} sont deux paramètres binaires d'interaction qui sont normalement supposés égaux à l'unité. Le terme F_{c_m} dans l'équation (A2-1) est défini par :

$$F_{c_m} = 1 - 0,275 \omega_m + 0,059035 \mu_{r_m}^4 + \kappa_m \quad (\text{A2-15})$$

où μ_{r_m} est défini par :

$$\mu_{r_m} = \frac{131,3 \mu_m}{(V_{c_m} T_{c_m})^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{A2-16})$$

$$V_{c_m} = \left(\frac{\sigma_m}{0,809} \right)^3 \quad (\text{A2-17})$$

$$T_{c_m} = 1,2593 \left(\frac{\varepsilon}{\kappa} \right)_m \quad (\text{A2-18})$$

Nous allons utiliser la méthode de Chung et al. [58] pour estimer la viscosité

dynamique de l'atmosphère martienne sous les conditions ambiantes. La situation de l'atmosphère martienne est fortement variable dans une journée ou une année. Donc, nous avons choisi les valeurs moyennes des paramètres d'état atmosphérique martien, par exemple, $T = 210$ K et $P = 0,007$ bar.

D'abord, les diamètres moléculaires des composants de l'atmosphère de Mars σ sont calculés par les équations (A2-3) et (A2-10) (voir Tableau A2-2). Selon les équations (A2-5) et (A2-11) on a obtenu les valeurs de ε/k qui sont montrées dans le Tableau A2-3. Pour la masse moléculaire du mélange M_m (voir Tableau A2-4) nous pouvons obtenir une estimation par l'intermédiaire des équations (A2-6) et (A2-14). Le facteur excentrique du mélange ω_m et le moment dipolaire du mélange μ_m sont présentés dans le Tableau A2-5 et le Tableau A2-6.

Les résultats suivants sont calculés avec les équations (A2-16) à (A2-18) :

$$V_{c_m} = \frac{49,31845099}{0,809^3} = 93,14592563 \quad \text{cm}^3/\text{mol}$$

$$T_{c_m} = 1,2593 \times 234,7032893 = 295,561852 \quad \text{K}$$

$$\mu_{r_m} = \frac{131,3 \times 0,03523479}{\sqrt{\frac{93,14592563}{295,561852}}} = 0,02788241$$

car $k_m = 0$, donc $F_{c_m} = 1 - 0,275 \times 0,229939193 + 0,059035 \times 0,02788241 + 0 = 0,936628794$,

en utilisant l'équation (A2-4) $T_m^* = \frac{210}{234,7032893} = 0,89474673$ et l'équation (A2-

2) $\Omega_v = 1,687665825$. Finalement, la viscosité dynamique de l'atmosphère martienne est :

$$\eta_m = \frac{26,69 \times 0,936628794 \times (43,4346475 \times 210)^{\frac{1}{2}}}{3,66721587^2 \times 1,687665825} = 105,1924254 \quad \mu\text{p}$$

où $1 \mu\text{p} = 10^{-7} \text{ N}\cdot\text{s}/\text{m}^2$. η_m est aussi égal à $1,051924254 \text{ N}\cdot\text{s}/\text{m}^2$.

La constante atmosphérique R_m vaut :

$$R_m = \frac{8314}{43,4346475} = 191,4243922 \quad \text{m}^2/(\text{s}^2 \cdot \text{K})$$

La densité de l'atmosphère martienne ρ_m est :

$$\rho_m = \frac{P}{R_m T} = \frac{700}{191,4243922 \times 210} = 0,0174133 \quad \text{kg}/\text{m}^3$$

Selon le changement de saison de Mars et selon le jour ou la nuit, nous montrons des valeurs variées de la viscosité η_m et de la densité ρ_m de l'atmosphère martienne respectivement dans le Tableau A2-7 et le Tableau A2-8.

Le libre parcours moyen λ_{Mars}

Une suspension de particules dans le gaz s'appelle un aérosol. Les propriétés de l'aérosol dépendent des propriétés des particules et du gaz. Le gaz se compose de molécules qui se meuvent avec une vitesse très élevée. La distance efficace moyenne des molécules entre collisions mutuelles s'appelle le libre parcours moyen λ_{Mars} . Le libre parcours moyen peut être exprimé par l'équation (A2-19) [57]. Le Tableau A2-9 présente les valeurs du libre parcours moyen des molécules de l'atmosphère martienne pour différentes températures et pressions de l'atmosphère de Mars :

$$\lambda_{Mars} = \frac{3 \cdot \eta}{\bar{v} \cdot \rho} \quad (A2-19)$$

où η est la viscosité dynamique du gaz, ρ est la densité du gaz et \bar{v} est la vitesse moyenne des molécules gazeuses : $\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi M}}$ (k est la constante de Boltzmann $k = 1,38 \times 10^{-23}$ J/K, M est la masse molaire).

Les propriétés du gaz carbonique – CO₂

Parce que le dioxyde de carbone (CO₂) est la composante principale de l'atmosphère martienne (environ 95%), nous avons fait les études dans le dispositif qui a été rempli avec du dioxyde de carbone. Par conséquent, il est nécessaire de bien connaître les propriétés physiques du dioxyde de carbone.

La viscosité dynamique de CO₂

Nous allons utiliser une autre méthode de Chung et al. [58] pour le gaz carbonique pur. Ces auteurs ont utilisé l'expression suivante :

$$\eta = \frac{40,785 \cdot F_c \cdot (M \cdot T)^{\frac{1}{2}}}{V_c^{\frac{2}{3}} \cdot \Omega_v} \quad (A2-20)$$

avec $F_c = 1 - 0,275\omega + 0,059035\mu_r^4 + \kappa$ (A2-21)

$$\mu_r = \frac{131,3\mu}{(V_c T_c)^{\frac{1}{2}}} \quad (A2-22)$$

$$T^* = 1,2593 \frac{T}{T_c} \quad (A2-23)$$

Dans nos études la température du gaz carbonique est ambiante (293 K). Donc, nous faisons les calculs avec les équations (A2-2), (A2-20), (A2-21), (A2-22) et (A2-23) ; les résultats obtenus sont présentés dans le Tableau A2-10.

La constante atmosphérique R_{CO_2}

$$R_{CO_2} = \frac{8314}{44,01} = 188,911611 \quad \text{m}^2/(\text{s}^2 \cdot \text{K})$$

La densité du gaz carbonique ρ_{CO_2}

$$\rho_{CO_2} = \frac{P}{R_{CO_2} T} \quad \text{kg/m}^3 \quad (\text{A2-24})$$

Les valeurs de la densité du gaz carbonique sous des environnements variés sont rassemblées dans le Tableau A2-11.

Le libre parcours moyen λ_{CO_2}

De façon analogue nous avons calculé ces valeurs selon l'équation (A2-19) (voir Tableau A2-12).

Tableau A2-1. Propriétés physiques des composantes de l'atmosphère de Mars

	M (g/mol)	T_c (K)	P_c (bar)	V_c (cm³/mol)	ω	μ (debyes)	fraction molaire (%)
Dioxyde de Carbone (CO₂)	44.01	304.1	73.8	93.9	0.239	0	95.32
Azote (N₂)	28.013	12.6.2	33.9	89.8	0.039	0	2.7
Argon (Ar)	39.948	150.8	48.7	74.9	0.001	0	1.6
Oxygène (O₂)	31.999	154.6	50.4	73.4	0.025	0	0.13
Monoxyde Carbone (CO)	28.01	132.9	35	93.2	0.066	0.1	0.07
Eau (H₂O)	18.015	647.3	221.2	57.1	0.344	1.8	0.03
Néon (Ne)	20.183	44.4	27.6	41.6	-0.029	0	0.00025
Krypton (Kr)	83.8	209.4	55	91.2	0.005	0	0.00003
Xénon (Xe)	131.8	289.7	58.4	118.4	0.008	0	0.000008
Ozone (O₃)	47.998	261.1	55.7	88.9	0.691	0.6	0.000003

Tableau A2-2. Les valeurs σ des diamètres moléculaires selon les équations (A2-3) et (A2-10)

		σ (Å)								
Dioxyde de carbone (CO₂)		3.677085422								
Azote (N₂)		3.622768925								
Argon (Ar)		3.410168152								
Oxygène (O₂)		3.387249663								
Monoxyde carbone(CO)		3.667925385								
Eau (H₂O)		3.115257075								
Néon (Ne)		2.803149745								
Krypton (Kr)		3.641498492								
Xénon (Xe)		3.972516921								
Ozone (O₃)		3.610625474								
σ (Å)	CO ₂	N ₂	Ar	O ₂	CO	H ₂ O	Ne	Kr	Xe	O ₃
CO ₂	3.677085422									
N ₂	3.649826133	3.62276892								
Ar	3.541112763	3.51486148	3.410168152							
O ₂	3.529193443	3.50303052	3.398689589	3.387249663						
CO	3.6725.2547	3.64527723	3.5366993563	3.524794891	3.667925385					
H ₂ O	3.384533406	3.35944289	3.2593788463	2.484078373	3.380315149	3.115257075				
Ne	3.210517258	3.18671677	3.091797533	3.0813906	3.2065158832	2.955085798	2.80314974			
Kr	3.659248696	3.63212164	3.52393561	3.512074108	3.6546880523	3.68115785	3.19494375	3.64149849		
Xe	3.821947679	3.79361448	3.6806182483	3.682293553	3.8171842573	5.17870299	3.33699862	3.80340826	3.97251692	
O ₃	3.643703925	3.6166921	3.50896566	3.4971545463	3.6391626553	3.53807769	3.18137138	3.62602913	3.78725109	3.610625474
47.20025295	1.307463064	0.70760092	0.05691397	0.034532935	0.01158422	8.23975E-05	1.464E-06	4.4483E-06	1.4454E-06	49.31845099
										σ_m^3 (Å)
										σ_m (Å)
										3.66721587

Tableau A2-4. Les valeurs de masse molaire M selon les équations (A2-6) et (A2-14)

		M (kg/m³)							
Dioxyde de carbone (CO₂)		44.01							
Azote (N₂)		28.013							
Argon (Ar)		39.948							
Oxygène (O₂)		31.999							
Monoxyde de carbone (CO)		28.01							
Eau (H₂O)		18.015							
Néon (Ne)		20.183							
Krypton (Kr)		83.8							
Xénon (Xe)		131.3							
Ozone (O₃)		47.998							

M (kg/m³)	CO₂	N₂	Ar	O₂	CO	H₂O	Ne	Kr	Xe	O₃
CO₂	44.01									
N₂	34.23495633	28.013								
Ar	41.88073751	32.9325149	39.948							
O₂	37.05550632	29.8736248	35.53438092	31.999						
CO	34.23271591	28.0114999	32.9304417429	87191888	28.01					
H₂O	25.56518017	21.9281392	24.8318140923	0520248321	92721999	18.015				
Ne	27.67447634	23.4619628	26.8171320624	75320291	23.46091051	19.03847552	20.183			
Kr	57.7112589	41.9895611	54.1041859346	3132876841	98619086	29.6549035	32.5309983	83.8		
Xe	65.92337003	46.1745984	61.2582033151	4573720646	1705228831	68294545	34.9877927	102.305346	131.3	
O₃	45.91757195	35.3782472	43.6045779	38.39864	35.3758546526	19738445	28.4168209	61.0363192	70.2979107	47.998
										M_m (kg/m³)
20233.55988	320.9835545	216.396104	16.6369015	18.646006725	6.004938188	0.12268266	0.00598887	0.00218938	0.00059178	43.4346475

Tableau A2-5. Les valeurs des facteurs excentriques ω selon les équations (A2-7) et (A2-12)

	ω
Dioxyde de carbone (CO₂)	0.239
Azote (N₂)	0.039
Argon (Ar)	0.001
Oxygène (O₂)	0.025
Monoxyde de carbone (CO)	0.066
Eau (H₂O)	0.344
Néon (Ne)	-0.029
Krypton (Kr)	0.005
Xénon (Xe)	0.008
Ozone (O₃)	0.691

ω	CO ₂	N ₂	Ar	O ₂	CO	H ₂ O	Ne	Kr	Xe	O ₃
CO₂	0.239									
N₂	0.139	0.039								
Ar	0.12	0.02	0.001							
O₂	0.132	0.032	0.013	0.025						
CO	0.1525	0.0525	0.0335	0.0455	0.066					
H₂O	0.2915	0.1915	0.1725	0.1845	0.205	0.344				
Ne	0.105	0.005	-0.014	-0.002	0.0185	0.1575	-0.029			
Kr	0.122	0.022	0.003	0.015	0.0355	0.1745	-0.012	0.005		
Xe	0.1235	0.0235	0.0045	0.0165	0.037	0.176	-0.0105	0.0065	0.008	
O₃	0.465	0.365	0.346	0.358	0.3785	0.5175	0.331	0.348	0.3495	0.691
11.06702427	0.175814031	0.08170639	0.00725480	0.005109824	0.003324319	8.27845E-06	1.7198E-06	5.2921E-07	6.6558E-07	0.229939193
										ω_m

	μ
Dioxyde de carbone (CO ₂)	0
Azote (N ₂)	0
Argon (Ar)	0
Oxygène (O ₂)	0
Monoxyde de carbone (CO)	0.1
Eau (H ₂ O)	1.8
Néon (Ne)	0
Krypton (Kr)	0
Xénon (Xe)	0
Ozone (O ₃)	0.6

Tableau A2-6. Les valeurs des moments dipolaires des composantes μ selon l'équation (A2-8)

μ	CO ₂	N ₂	Ar	O ₂	CO	H ₂ O	Ne	Kr	Xe	O ₃
CO ₂	0									
N ₂	0	0								
Ar	0	0	0							
O ₂	0	0	0	0						
CO	0	0	0	0	0.0001					
H ₂ O	0	0	0	0	1.102E-06	10.4976				
Ne	0	0	0	0	0	0	0			
Kr	0	0	0	0	0	0	0	0		
Xe	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
O ₃	0	0	0	0	1.67962E-10	1.85093021	0	0	0	0.1296
										μ_m^4 (debyes)
0	0	0	0	9.98958E-13	3.12505E-08	0	0	0	4.4159E-13	1.5412E-06
										μ_m (debyes)
										0.03523479

Tableau A2-7. Les valeurs de viscosités dynamiques de l'atmosphère de Mars

Température atmosphérique	Viscosité dynamique (η_m)[*]
133 K	6,58489E-06
210 K	1,05192E-05
293 K	1,46979E-05

^{*} La viscosité est indépendante de la pression.

Tableau A2-8. Les valeurs de la densité atmosphérique sur Mars

Densité (ρ_m)	133 K	210 K	293 K
500 Pa	0.0196	0.0124	0.0089
600 Pa	0.0236	0.0149	0.0107
700 Pa	0.0275	0.0174	0.0125
800 Pa	0.0314	0.0199	0.0143
900 Pa	0.0354	0.0224	0.0160
1000 Pa	0.0393	0.0249	0.0178

Tableau A2-9. Les valeurs du libre parcours moyen des molécules de l'atmosphère martienne

λ_m (μm)	133 K	210 K	293 K
500 Pa	3.949	7.928	13.084
600 Pa	3.291	6.606	10.903
700 Pa	2.821	5.663	9.346
800 Pa	2.468	4.955	8.177
900 Pa	2.194	4.404	7.269
1000 Pa	1.975	3.964	6.542

Tableau A2-10. Les valeurs de viscosités dynamiques de CO₂

Température atmosphérique	Viscosité dynamique (η_{CO_2})*
133 K	9.62126E-06
210 K	1.03482E-05
293 K	1.44841E-05

* La viscosité est indépendante de la pression.

Tableau A2-11. Les valeurs de la densité de CO₂

Densité (ρ_{CO_2})	133 K	210 K	293 K
500 Pa	0.0199	0.0126	0.0090
600 Pa	0.0239	0.0151	0.0108
700 Pa	0.0279	0.0176	0.0126
800 Pa	0.0318	0.0202	0.0145
900 Pa	0.0358	0.0227	0.0163
1000 Pa	0.0398	0.0252	0.0181

Tableau A2-12. Les valeurs du libre parcours moyen des molécules de CO₂

λ_{CO_2} (μm)	133 K	210 K	293 K
500 Pa	5.7333	7.7486	12.8107
600 Pa	4.7778	6.4572	10.6756
700 Pa	4.0952	5.5347	9.1505
800 Pa	3.5833	4.8429	8.0067
900 Pa	3.1852	4.3048	7.1171
1000 Pa	2.8667	3.8743	6.4054

Annexe III

Mobilités des ions dans le gaz carboniques

La partie unipolaire des caractéristiques courant-tension (voir Figure 3.2) pour la configuration fil-plan peut nous fournir simplement une estimation de la mobilité des porteurs de charge. En comparant les pentes P_{air} et P_{CO_2} des rapports I/V en fonction de V dans l'air à pression atmosphérique et dans le gaz carbonique sous faible pression, on déduit la valeur moyenne de la mobilité K_i des porteurs de charge (ions) :

$$(K_i)_{CO_2} = (K_i)_{air} \frac{P_{CO_2}}{P_{air}} \quad (A3-1)$$

Pour obtenir la valeur de la mobilité des ions dans l'air à pression atmosphérique, nous avons réalisé une installation de type fil-cylindre coaxiaux, composée d'un fil de 0,3 mm de diamètre et de 20 cm de longueur et d'un cylindre de 5,6 cm de diamètre. La valeur obtenue est expérimentalement $(K_i)_{air} \cong 1,8 \text{ cm}^2/V \cdot \text{s}$.

La figure A3.1 donne les résultats des mesures en appliquant la relation (A3-1). On note une décroissance de la mobilité des ions dans le gaz carbonique en fonction de la pression. Mais les fortes disparités selon la distance du fil au plan indiquent une précision très médiocre de cette estimation. La validité de la relation (A3-1) est mise en doute par la comparaison avec l'estimation théorique de la mobilité des ions :

$$K_i = \frac{2e\lambda}{\pi m_i \nu} \quad (A3-2)$$

où m_i est la masse des ions, ν est la vitesse d'agitation thermique et λ est le libre parcours moyen des molécules du gaz. La relation (A3-2) donne des valeurs de mobilité pour des ions de même masse que la molécule CO_2 plus élevées que toutes celles déterminées à partir des mesures de courant et de la relation (A3-1). Il apparaît que les porteurs de charge dans le CO_2 sous faible pression ont une mobilité jusqu'à deux fois plus faible que celle donnée par la relation (A3-2) et ayant tendance à diminuer quand la distance entre le fil et le plan augmente. Il est possible que la décharge couronne à pression réduite $\sim 7 \text{ mbar}$ ait une structure un peu différente de celle existant dans l'air à 1 bar ; en particulier la zone bi-ionisée au voisinage du fil peut avoir une extension nettement supérieure à $p = 7 \text{ mbar}$ qu'à $p = 1 \text{ bar}$.

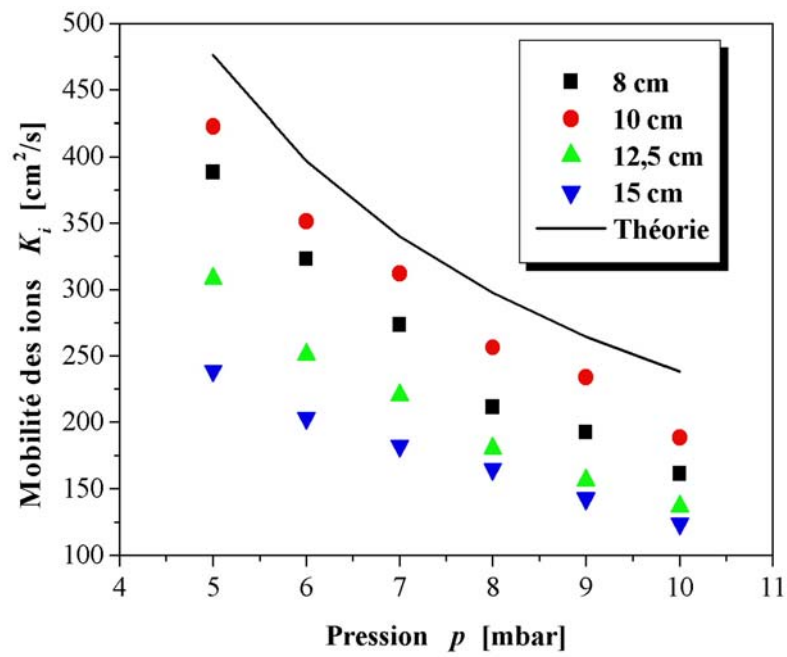


Figure A3.1 Estimation de la mobilité des ions dans le CO₂ pour différentes pressions et différentes distances fil-plan (la courbe théorique correspond à la relation (A3-2)).

Annexe IV

1. Conception du prototype de précipitateur électrostatique "martien"

Les considérations générales sur les phénomènes et mécanismes intervenant dans la charge et la collecte des particules ont abouti à concevoir un prototype de précipitateur en tenant compte des diverses contraintes. L'architecture de ce prototype est représentée dans la Figure A4.1.

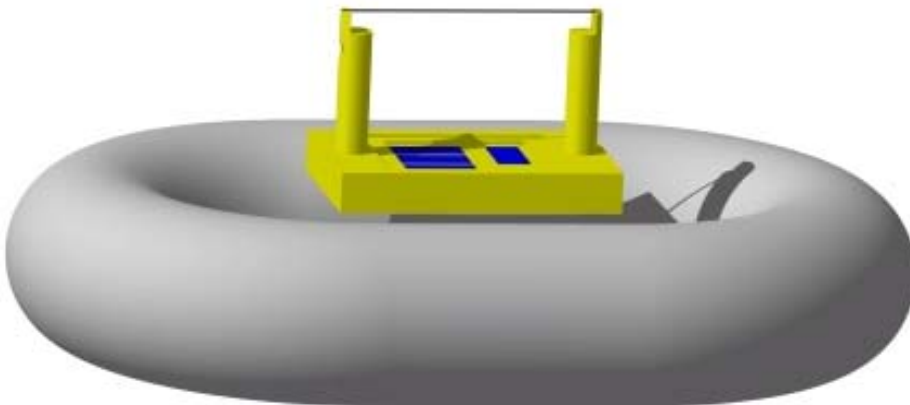


Figure A4.1 Vue 3-D d'un précipitateur électrostatique qui pourrait être utilisé dans les conditions de Mars.

1.1 Objectifs du prototype

Le prototype de précipitateur électrostatique a pour objectif de tester la fonctionnalité principale d'un dispositif capable de travailler dans les conditions martiennes, à savoir la réduction du dépôt de particules sur les panneaux solaires. Ceci peut être réalisé par :

- la charge des particules qui arrivent à proximité du panneau solaire par une décharge couronne positive produisant une zone continue de charge d'espace ionique positive (des particules se déplaçant vers le panneau traversent nécessairement cette zone chargée) ;
- la répulsion des particules chargées positivement par le panneau couvert avec une lame de verre recouverte d'une couche d'ITO portée à une tension positive assez élevée ;
- la collecte des particules chargées positivement par l'électrode à la masse (ou par la partie non couverte de la paroi du tunnel).

La soufflerie simulant les conditions de l'atmosphère de Mars à l'université d'Aarhus devait permettre d'examiner l'influence d'un vent horizontal sur la capacité de l'installation à réduire significativement le dépôt de poussière.

Le prototype inclut également des éléments exigés pour réaliser un bon niveau de

représentativité et pour permettre d'évaluer son comportement et son efficacité, c'est à dire :

- des cellules photovoltaïques
- une source lumineuse pour l'illumination des cellules solaires
- une cellule photo-voltaïque de référence protégée de la poussière

La température et la pression du gaz influencent les conditions de décharge et ses caractéristiques et leur effet doit être étudié. La gamme de température disponible dans l'équipement de Aarhus autorise d'utiliser un moteur électrique commercial courant.

1.2 Contraintes

1.2.1 Considérations générales

L'installation de dépoussiérage est une unité visant à réduire le dépôt de particules sur le panneau de cellules photovoltaïques en chargeant les particules et en les collectant sur une électrode externe. Une contrainte de base résulte du fait que l'électrode de collecte ne doit pas empêcher la lumière solaire d'atteindre le panneau. Des grilles ne peuvent pas être utilisées parce que le renforcement du champ sur les fils des grilles conduit à des claquages empêchant la charge et la collecte des particules. L'électrode de collecte doit avoir une surface continue et de courbure la plus faible possible. De plus elle doit se trouver au-dessous du plan du panneau solaire horizontal. Par ailleurs, comme la basse pression de l'atmosphère de Mars facilite considérablement la transition de la décharge unipolaire au claquage (en comparant avec les conditions sur Terre), l'électrode de collecte doit avoir la forme la plus douce possible et on doit éliminer toute zone avec une courbure notable. Une électrode sous la forme d'un tore est apparue comme le meilleur compromis.

Les essais avec un prototype de dépoussiérage électrostatique de taille réduite ne sont pas entièrement satisfaisants et fournissent des résultats qualitatifs plutôt que quantitatifs parce que l'extrapolation des mesures d'efficacité au cas de panneaux de taille typique ~ 1 m est loin d'être évidente. Premièrement les tensions seuil de décharges couronne et de claquage ne s'extrapolent pas simplement avec la longueur typique ; deuxièmement les caractéristiques de charge des particules et de leur non collecte par le panneau polarisé dépendent également de la taille typique d'une manière qui n'est pas simple et ceci exige une analyse détaillée.

1.2.2 Contraintes géométriques et électriques

Le diamètre limité (40 cm) du volume utile du tunnel cylindrique dans lequel on simule les conditions de Mars constitue une contrainte forte sur la taille du tore. Avec cette contrainte, le diamètre de la section transversale du tore ne peut pas excéder environ 10 cm. Ce rayon de courbure plutôt petit conduit à un renforcement du champ (comparé à une électrode plane) et à un intervalle réduit de tension pour laquelle on a une décharge couronne unipolaire (comparé au cas de la configuration fil-plan). Ceci, par conséquent, réduit la densité de charge ionique réalisable et, donc, la capacité de la décharge unipolaire de charger rapidement les particules.

Une conséquence des contraintes géométriques et électriques est que le panneau expérimental est d'ampleur limitée. Le panneau "solaire" (comportant des cellules photovoltaïques) est couvert avec une lame de verre enduite par une couche conductrice d'oxyde d'indium et d'étain (ITO en anglais) qui est polarisée positivement (comme le fil ionisant) ; ainsi les particules positivement chargées sont repoussées. Mais il y a la possibilité de décharge entre la couche d'ITO et le tore adjacent à la masse quand le potentiel appliqué dépasse la valeur seuil qui dépend de leur distance. Dans la pratique une séparation de plusieurs cm est obligatoire.

Enfin et surtout, la nature métallique de la paroi du tunnel perturbe fortement les distributions de champ et densité de charge de la décharge couronne pour la configuration fil-tore. En raison des contraintes géométriques, le fil peut se trouver à une distance de la paroi du tunnel très semblable à la distance entre fil et tore et la décharge couronne entre le fil et l'ensemble tore et paroi de tunnel à la masse mènerait à une distribution de la densité de charge (et des caractéristiques de charge des particules) très différente de celle prévue pour une installation martienne. Il est donc apparu nécessaire de couvrir la face intérieure du tunnel métallique par une feuille de matériau isolant de sorte que la densité de charge ionique existe seulement dans une région entre le fil ionisant et le tore.

1.3 Configuration générale

La configuration résultant des diverses conditions et contraintes est illustrée par Figure A4.2.

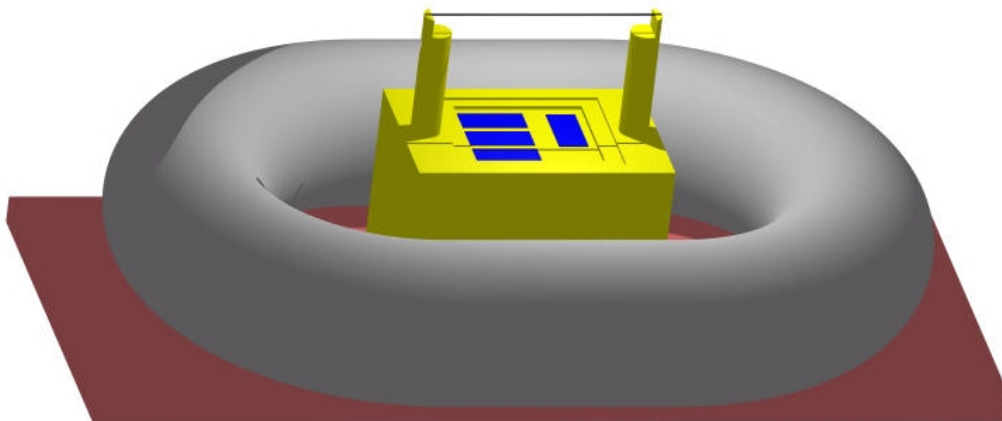


Figure A4.2 Vue de prototype de précipitation électrostatique.

Un plateau rigide en matériau isolant (PVC) supporte le tor, le plateau simulant un panneau solaire (qui, lui-même, soutient les deux bras avec le fil ionisant) et les divers montages partiels.

Le tore est relié à la masse et une tension positive est appliquée au fil afin d'avoir une décharge couronne produisant une charge d'espace ionique unipolaire entre le fil et la zone supérieure et externe du tore.

Sur le plateau simulant le panneau solaire, 4 cellules photovoltaïques sont insérées, un

groupe de trois cellules pour des mesures de l'atténuation de lumière, la quatrième agissant en tant que cellule de référence. L'ensemble des cellules photovoltaïques est couvert par un verre dont la surface supérieure est enduite d'un film d'ITO. Une tension positive (pas égale a priori à celle du fil) est appliquée sur la couche d'ITO afin de repousser les particules positivement chargées.

La cellule photovoltaïque de référence est protégée contre le dépôt de particules par un couvercle en matériau isolant ; une bonne étanchéité est assurée par une bande étroite de matériau mou. Le couvercle est fixé sur un axe et peut être soulevé par la rotation de l'axe par un angle $> 120^\circ$ induit par un ensemble moteur/reducteur fixé sous le panneau solaire.

L'efficacité dans la réduction de dépôt de poussière peut être estimée à partir des mesures de transmission de lumière à travers le verre couvrant les cellules photovoltaïques. Une lampe halogène placée au-dessus du plateau illumine les cellules. La lampe et les câbles d'alimentation utilisés sont portés à une haute tension (semblable à cela de la couche d'ITO) afin de réduire au minimum les perturbations qu'ils introduisent dans les distributions de champ et charge d'espace. La cellule de référence donne le niveau du flux de lumière qui peut diminuer au cours des essais par dépôt de particules sur la surface avant de la lampe.

1.4 Réalisation

L'installation avec l'équipement nécessaire pour réaliser les essais de dépôt de poussière sera insérée dans le tunnel après avoir recouvert la surface intérieure de la section cylindrique du tunnel avec un matériau isolant. Ceci peut être réalisé en utilisant une feuille mince de polymère (par exemple PE) plaquée sur le métal par la contrainte mécanique. La longueur axiale de la section ainsi isolée dépassera la longueur du tore par au moins le rayon du tunnel ($\cong 200$ mm) aux deux extrémités.

L'application de tensions élevées pour produire la décharge couronne implique d'utiliser des câbles haute tension et de construire un disque spécial de raccordement à une fenêtre du tunnel pour tenir compte des entrées à haute tension (jusqu'à 5 kilovolts).

2 Dessin détaillé du prototype

2.1 Structure porteuse

C'est simplement un plateau de PVC sur lequel le tore et l'élément central du panneau sont fixés. Sa largeur est limitée afin d'avoir les parties latérales du tore touchant presque la paroi de tunnel et, en conséquence, d'avoir le fil ionisant aussi loin que possible de la partie supérieure du tunnel cylindrique (voir la figure A4.3). La longueur du plateau a été choisie afin de supporter également la structure sur laquelle la lampe d'éclairage est fixée. Ses dimensions sont :

longueur :	500 mm
largeur :	229 mm

épaisseur : 15 mm

Le plateau a également une fonction physique de barrière empêchant les particules d'entrer dans la zone intérieure du précipitateur et d'arriver près du panneau sans traverser la zone de charge d'espace existant entre le fil ionisant et la partie supérieure du tore.

L'insertion du prototype dans le tunnel cylindrique doit être effectuée sans difficulté, le bras avec la lampe étant placé dans sa position finale après que le prototype ait été mis au bon endroit (voir la figure A4.3).

2.2 Dispositif pour la charge et la collecte des particules

2.2.1 Conditions et contraintes

Ce dispositif joue un rôle crucial en produisant des ions unipolaires qui peuvent charger les particules entrantes. La décharge couronne entre le fil et le tore doit induire une charge d'espace unipolaire tout autour du panneau pour le protéger, sans trous ou défauts qui pourraient permettre à des particules d'atteindre le panneau sans être chargées. C'est plutôt difficile parce que dans la gamme de 5 à 10 mbar de la pression de gaz, on obtient facilement des décharges qui conduisent au claquage. Afin d'avoir la densité de charge la plus élevée possible dans la zone de charge d'espace, il est nécessaire que la tension seuil pour l'étincelle soit aussi haute que possible, ce qui implique d'avoir une surface très douce de l'électrode de collecte (elle-même avec la courbure la plus petite possible).

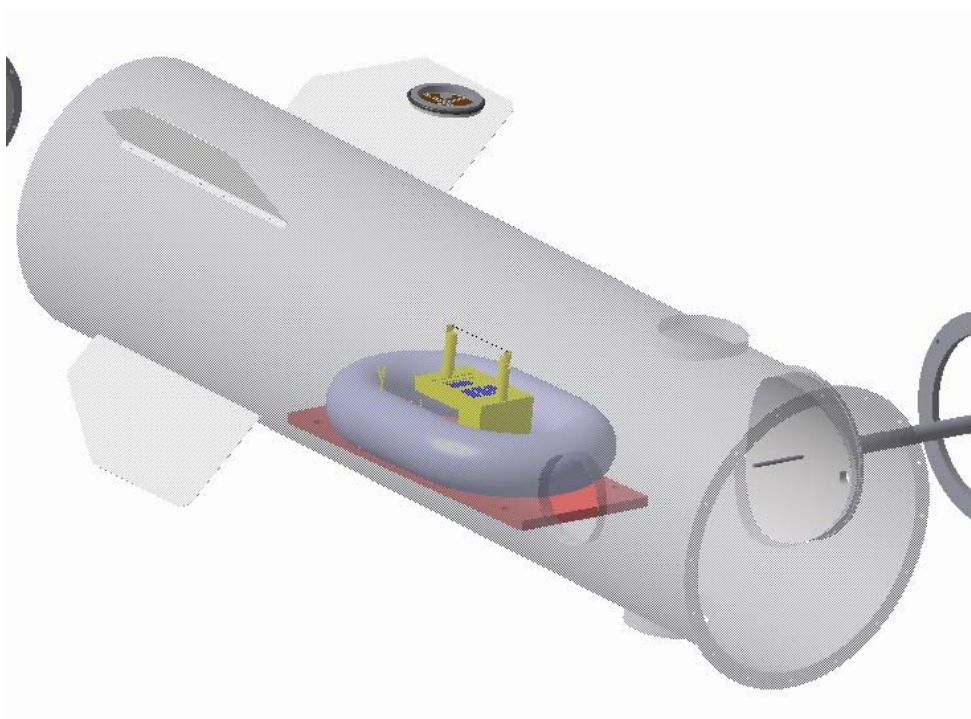


Figure A4.3 Intégration du prototype de précipitation électrostatique dans le tunnel simulant les conditions sur Mars.

2.2.2 Electrode torique de collecte

Le tore métallique a été construit avec des pièces en acier inoxydable qui sont disponibles dans le commerce. L'élément de base est un coude de 90° de section transversale circulaire constante suivant les indications de la figure A4.4. Le coude choisi a les dimensions suivantes :

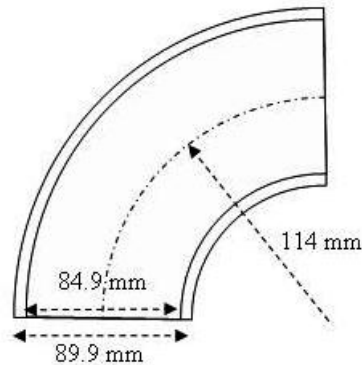


Figure A4.4 Section transversale du coude dans plan médian.

diamètre intérieur :	84,9 millimètres
diamètre extérieur :	88,9 millimètres
rayon moyen de courbure :	114 millimètres

Quatre coudes ainsi que 2 parties droites de conduite de mêmes diamètre et épaisseur sont alors soudés pour obtenir le tore (figure A4.5).

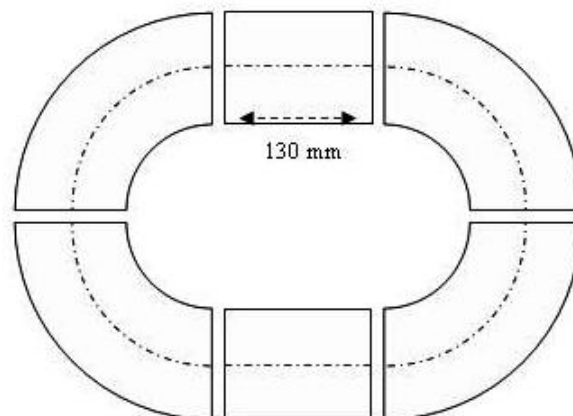


Figure A4.5 Vue schématique des 6 éléments constituant le tore.

2.2.3 Electrode ionisante

L'électrode ionisante est un fil d'acier de 0,5 mm de diamètre. Sa longueur est égale à celle des parties cylindriques droites du tore : 130 mm. Le fil est étiré entre deux mâts de PVC ($\phi = 16$ mm) avec une petite cannelure sur la section supérieure et sur une partie supérieure de la ligne verticale externe. Ces cannelures guident le fil et le mettent dans la bonne position (figure A4.6). La partie supérieure des mâts est réduite pour que le matériau isolant

affecte la décharge couronne sur une petite distance seulement.

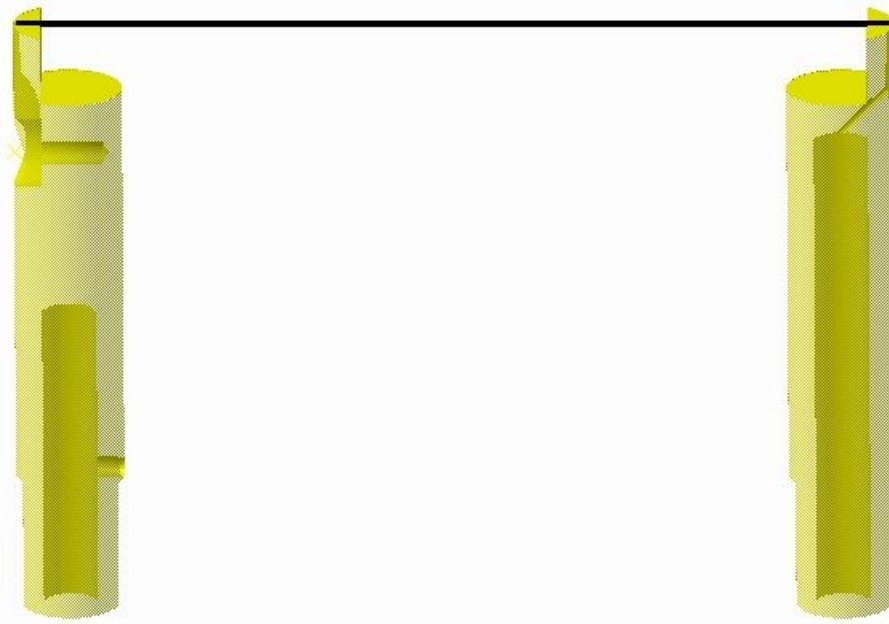


Figure A4.6 Image du fil ionisant tendu entre les deux mâts (vue donnée avec les mâts semi-transparents montrant les trous intérieurs).

Les deux mâts sont insérés dans le petit plateau soutenant les cellules photovoltaïques par une partie cylindrique de diamètre réduit ($\phi = 14$ mm). Un mât (du côté droit dans la figure A4.6) a un long trou axial cylindrique par lequel le câble haute tension (HT) passe et est soudé au fil. Le fil passe à l'extérieur par un trou cylindrique mince à 45° . L'autre mât a un trou taraudé dans la partie supérieure où l'on visse une vis en nylon qui fixe le fil bien tendu. Un deuxième câble HT passant par le trou axial cylindrique inférieur sort juste au-dessus de surface supérieure du panneau, ce qui permet de le souder sur le film d'ITO et d'ainsi pouvoir polariser la lame de verre enduite par une couche d'ITO et protéger les cellules photovoltaïques.

Une fois que le fil ionisant est fixé, la section supérieure des mâts est ensérée dans un morceau de polymère thermo-rétractable de sorte que les parties du fil qui sont logées dans les cannelures verticales soient recouvertes ; donc, la décharge couronne se produira seulement le long de la section horizontale du fil.

2.3 Panneau avec cellules photovoltaïques

Le panneau solaire simulé est fait à partir d'un plateau de PVC ayant les dimensions suivantes :

longueur :	140 mm
largeur :	96 mm
épaisseur :	20 mm

Ce plateau est fixé sur un support en L (voir Figure A4.2 et Figure A4.3), lui-même

fixé sur le plateau de base. La hauteur du support en L est de 80 mm de sorte que la surface supérieure du panneau est environ 11 mm au-dessus du tore à la masse.

Le plateau a deux trous ($\phi = 14$ mm) pour les mâts soutenant le fil ionisant. Il a été creusé à deux profondeurs et deux tailles différentes afin de loger les cellules photovoltaïques et le couvercle de verre (voir Figure A4.7 et Figure A4.8). Un autre trou a été percé pour l'introduction des fils assurant la connection des cellules et également pour la communication entre l'intérieur et la chambre (même pression).

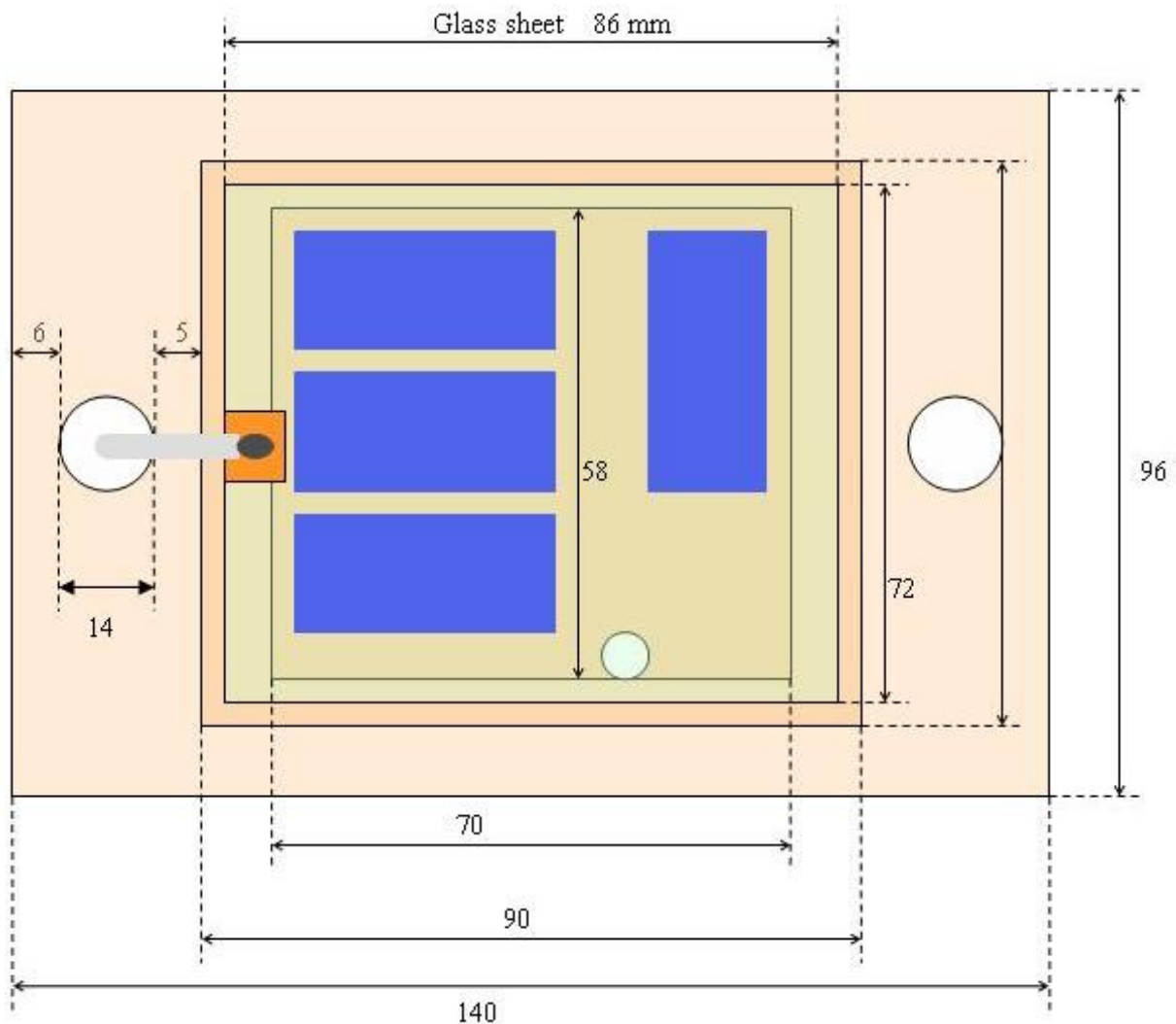


Figure A4.7 Vue de dessus du panneau avec les 4 cellules photovoltaïques et la lame de verre enduite d'une couche d'ITO (semi-transparent en couleur verte).

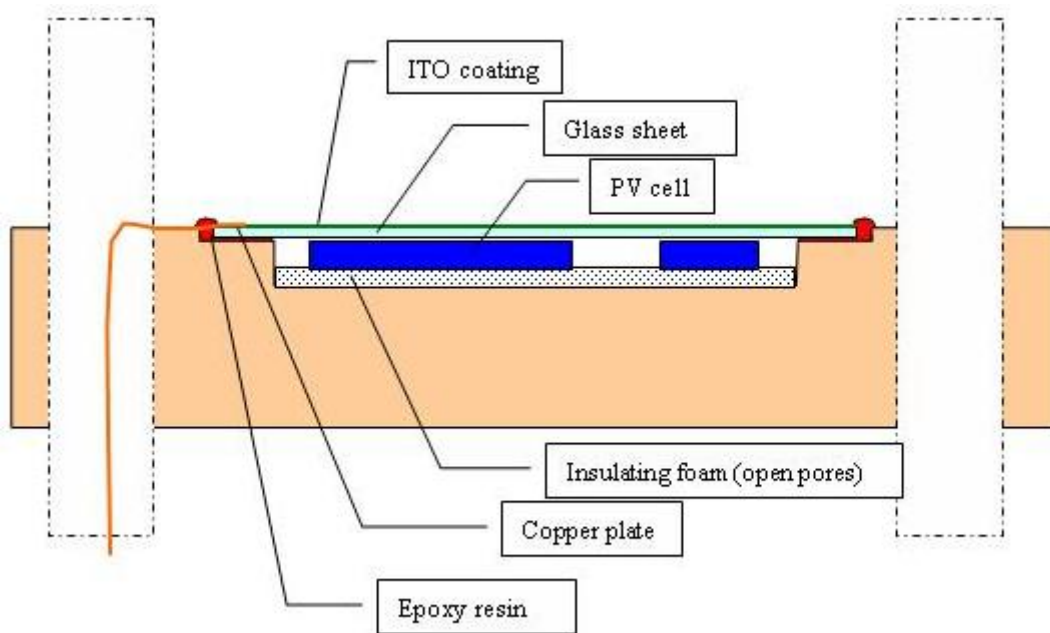


Figure A4.8 Section transversale du panneau dans le plan vertical xOz .

2.3.1 Cellules photovoltaïques

Quatre cellules photovoltaïques commerciales standard sont placées dans la cavité (Figure A4.7). Trois d'entre elles sont consacrées à la mesure de l'atténuation de lumière par la couche de particules déposées. La quatrième est la cellule de référence qui est protégée contre le dépôt de poussière par un couvercle et qui mesure le niveau de l'illumination. Les cellules sont placées sur une couche mince de mousse (pores ouverts) ; ainsi la surface active des cellules est au contact de la lame de verre (Figure A4.8).

Les cellules sont reliées de telle manière que le courant en court-circuit de chaque cellule photovoltaïque puisse être mesuré.

2.3.2 Lame de verre avec couche d'ITO

La couverture du panneau est une feuille de verre de 1,2 mm d'épaisseur, enduite d'un côté par une couche d'ITO transparente et conductrice. Le côté conducteur est placé à l'extérieur et peut être polarisé par le câble HT sortant du mât gauche. Un petit morceau de feuille de cuivre est collé sur la couche d'ITO avec une colle conductrice et le câble est soudé sur le morceau de cuivre (Figure A4.7).

La lame de verre est placée dans le premier rectangle creusé et est collée avec une résine époxy. Comme les bords de la mince couche conductrice sur la lame de verre créent un champ électrique très intense, une attention particulière a été portée à ce problème : un bourrelet de résine époxy a été déposé soigneusement sur ces bords afin d'empêcher toute décharge (Figure A4.8). La soudure entre le câble et le morceau de cuivre a également été enduite de résine époxy.

2.4 Système de mesure d'atténuation de lumière

Ce système de mesure n'est pas à proprement parler une composante du prototype. Mais comme il est intégré à l'installation, une description courte est donnée.

2.4.1 Source lumineuse

L'illumination des cellules photovoltaïques est effectuée à l'aide d'une lampe halogène de 50 W qui produit un flux de lumière de caractéristiques assez analogues à celles de la lumière solaire arrivant sur la surface de Mars. La position de la lampe au-dessus du fil produisant la décharge couronne impose une contrainte sérieuse du point de vue électrique. Mettre la lampe à la terre perturberait fortement le champ électrique autour des fils et à proximité de la lampe. Afin de réduire au minimum les déformations du champ et de la distribution de charge d'espace, il est nécessaire de polariser, pendant le dépôt de poussière, la lampe à une tension semblable à celle de la couche d'ITO du panneau. Une fois que la poussière dans le tunnel s'est déposée (ou a été capturée), la lampe est branchée sur l'alimentation 12 V continue.

2.4.2 Protection de la cellule de référence

Comme la poussière fine peut se déposer sur n'importe quelle surface indépendamment de son orientation, il y aura un certain dépôt sur la face avant de la lampe et le flux de lumière ne gardera pas le même niveau pendant les essais. Il est donc nécessaire de calibrer le flux lumineux avec une cellule photovoltaïque non soumise au dépôt de poussière, en utilisant une cellule protégée par un couvercle.

Le couvercle est un morceau rectangulaire de matériau polymère collé sur un axe de PMMA (4 mm de diamètre) guidé par deux pièces avec des trous (Figure A4.9). Une bonne protection contre la pénétration de la poussière dans la zone au-dessus de la cellule de référence est obtenue en collant sur la lame de verre une couche mince de mousse molle (ou de laine) qui est serrée par le couvercle de protection.

L'axe est fixé à un bras qui est relié à un bras semblable localisé au-dessous sur l'axe d'un ensemble moteur-réducteur (lui-même fixé sur le plateau - voir la Figure A4.10). Une rotation d'environ 135° donne une ouverture du couvercle qui est assez grande pour empêcher n'importe quel effet parasite pendant la mesure du flux lumineux par la cellule de référence.

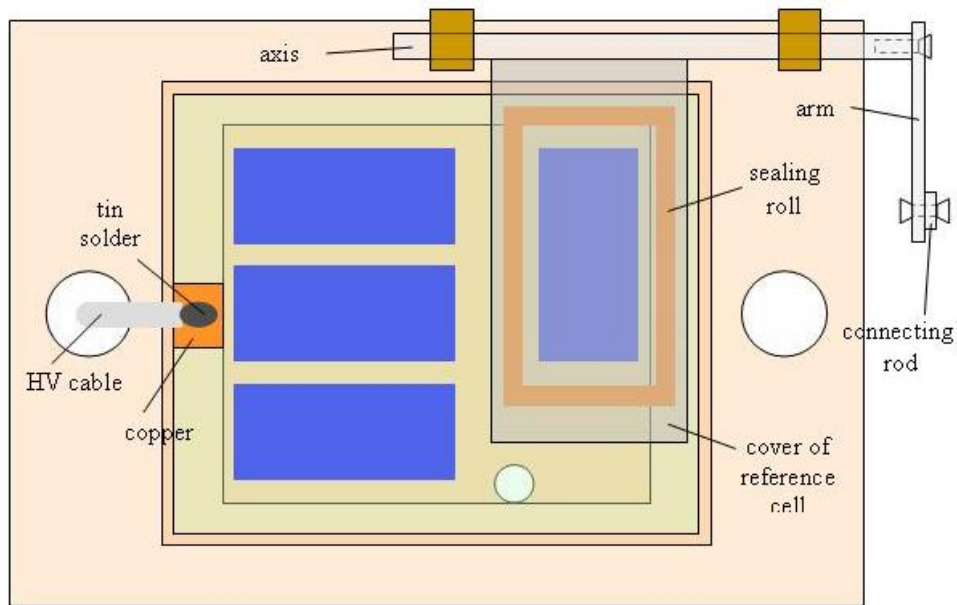


Figure A4.9 Vue en-dessus de la couverture protégeant cellule de référence avec la partie supérieure de l'assemblé mécanique commandant son ouverture et fermeture.

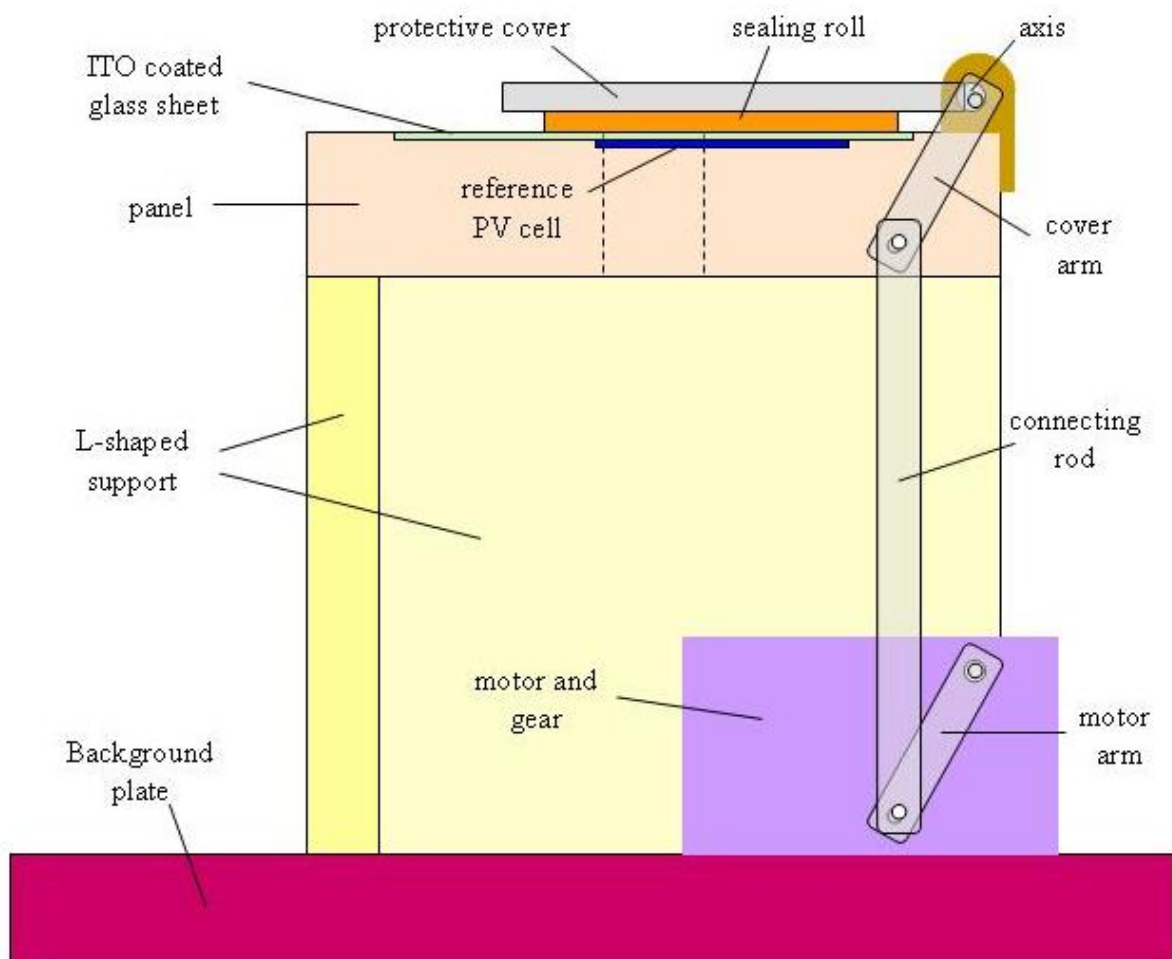


Figure A4.10 Vue en droite du panneau avec son appui et de l'assemblé mécanique associée commandant l'ouverture et la fermeture du dispositif de couverture protecteur.

Annexe V

Nous avons vu que, parmi les trois modèles analytiques présentés dans chapitre 1, la théorie de Leonard et al. faisant intervenir la diffusion turbulente des particules (voir § 1.6.4.3) est la plus générale et permet de retrouver les résultats prédits par le modèle de Deutsch et par le modèle laminaire. La distribution de la concentration c de particules à l'intérieur d'un filtre électrostatique plaque-plaque en présence d'un champ électrique uniforme est caractérisée par l'équation de convection-diffusion suivante, obtenue en introduisant les relations (1-28) dans (1-27) :

$$\begin{aligned} \bar{u} \cdot \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} + \bar{v} \cdot \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} + \bar{w} \cdot \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} + u_E \cdot \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} + v_E \cdot \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} + w_E \cdot \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} - \\ D_{tx} \cdot \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial x^2} - D_{ty} \cdot \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial y^2} - D_{tz} \cdot \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial z^2} + \bar{c} \cdot \frac{\partial u_E}{\partial x} + \bar{c} \cdot \frac{\partial v_E}{\partial y} + \bar{c} \cdot \frac{\partial w_E}{\partial z} = 0 \end{aligned} \quad (\text{A5-1})$$

Les détails concernant la résolution analytique de cette équation sont donnés dans [38]. En utilisant les conditions aux limites (1-30), la méthode de séparation des variables conduit à rechercher une solution de la forme suivante :

$$c(x, z) = A(x) \cdot B(z) \quad (\text{A5-2})$$

La solution générale de l'équation (A5-1) est [38] :

$$\begin{aligned} c(x, z) = \sum_m \left\{ \exp \left[\left(-\frac{w_E \cdot x}{u \cdot d} \right) \cdot F_m \right] \right\} \cdot \left\{ C_m \cdot \exp \left[\left(\frac{Pe \cdot z}{2 \cdot d} \right) \right] \right\} \cdot \\ \left[\left(\frac{2 \cdot \theta_m}{Pe} \right) \cdot \cos \left(\frac{\theta_m \cdot z}{d} \right) + \sin \left(\frac{\theta_m \cdot z}{d} \right) \right], \end{aligned} \quad (\text{A5-3})$$

où $F_m = \left(\frac{1}{\Omega} \right)^2 \frac{Pe}{2} \cdot \left\{ \sqrt{1 + \Omega^2 \cdot \left[1 + \left(\frac{2\theta_m}{Pe} \right)^2 \right]} - 1 \right\}$, avec $\Omega = w_E/u$; les C_m sont des constantes

déterminées par le profil de la concentration des particules à l'entrée du filtre $c(0, z)$. Dans l'expression (A5-3), θ_m représente les racines de l'équation [38] :

$$\tan \theta = -2 \cdot \left(\frac{2 \cdot \theta}{Pe} \right) / \left[1 - \left(\frac{2 \cdot \theta}{Pe} \right)^2 \right] \quad (\text{A5-4})$$

A partir de (A5-3), on détermine l'efficacité de collection qui s'écrit :

$$\eta(d_p) = 1 - \frac{\sum_{m=1}^{\infty} H_m \cdot \exp\left\{\left[\frac{1}{\Omega} - \left(\frac{1}{\Omega^2} + \frac{2 \cdot \theta_m}{Pe} + 1\right)^{1/2}\right] \cdot \frac{w_E \cdot d}{2 \cdot D_t} \cdot \frac{L}{d}\right\}}{\sum_{m=1}^{\infty} H_m} \quad (\text{A5-5})$$

où H_m a l'expression suivante :

$$H_m = \frac{\left(\frac{2 \cdot \theta_m}{Pe}\right)^2 \cdot \left\{\frac{1}{\Omega} + \left[\frac{1}{\Omega^2} + \left(\frac{2 \cdot \theta_m}{Pe}\right)^2 + 1\right]^{1/2}\right\} \cdot (-1)^{m+1}}{\left\{2 + \frac{w_E \cdot d}{2 \cdot D_t} \cdot \left[\left(\frac{2 \cdot \theta_m}{Pe}\right)^2 + 1\right]\right\} \cdot \left[\left(\frac{2 \cdot \theta_m}{Pe}\right)^2 + 1\right]^2} \quad (\text{A5-6})$$

On observe dans l'expression (A5-3) que la concentration des particules en un point (x,z) situé à l'intérieur du précipitateur est sous la forme d'une série. Le premier terme de cette série ($m = 1$) est appelé mode dominant ; mathématiquement, il représente la solution asymptotique, pour $x \rightarrow \infty$, de l'équation (A5-1). Le profil selon l'axe Oz de cette solution asymptotique est donné par [38] :

$$c(x_0, z) \propto \exp\left[\left(\frac{Pe \cdot z}{2 \cdot d}\right)\right] \cdot \left[\left(\frac{2 \cdot \theta_1}{Pe}\right) \cdot \cos\left(\frac{\theta_1 \cdot z}{d}\right) + \sin\left(\frac{\theta_1 \cdot z}{d}\right)\right] \quad (\text{A5-7})$$

Bibliographie

- [1] W.C. Hinds, *Aerosol Technology: Properties, Behavior and Measurement of Airborne Particles*, 2nd Edition, New York, 1999 (Wiley-Interscience).
- [2] F. M. Moesner and T. Higuchi, “Devices for Particle Handling by an AC Electric Field”, *Proceedings of IEEE Workshop on Micro Electro mechanical Systems*, pp. 66-71, 1995.
- [3] W. Machowski, W. Balachandran, SMIEEE, D. Hu, “Influence of Electrode Geometry on Transport and Separation Efficiency of Powders Using Travelling Wave Field Techniques”, *Conference Record of the 1995 IEEE Industry Applications Conference. Thirtieth IAS Annual Meeting Cat. No.95CH35862, Vol. 2*, pp. 1508-1513, 1995.
- [4] T. B. Jones, “*Electromechanics of Particles*”, Cambridge University Press, New York, 1995.
- [5] S. Masuda and Y. Matsumoto, “Contact-type Electric Curtain for Electrodynamical Control of Charged Dust Particles”, *Proc. 2nd Int. Conf. on Static Electricity, Frankfurt, 1973, Dechema-Monogr. No. 72, Nr. 1370-1409, Verlag Chemie, 1974*, pp. 293-301.
- [6] Zoltán Sternovsky, Amanda Sickafoose, Joshua Colwell, Scott Robertson and Mihály Horányi, “Contact charging of Lunar and Martian dust simulants”, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 107, No. E11, p. 5105, 2002.
- [7] White H. J., “*Industrial electrostatic precipitation*”, Wesley Publishing Company, Inc., 1963.
- [8] Parker K. R., “*Electrostatic precipitation*”, Chapman & Hall, pp. 1-24, 1997.
- [9] Oglesby S. & Nichols G. B., “*Electrostatic precipitation*”, Marcel Dekker Inc., 1978.
- [10] Pauthenier M. & Moreau-Hanot M., “La charge des particules sphériques dans un champ ionisé”, *Journal de Physique et le Radium*, 3, pp. 590-613, 1932.
- [11] Pauthenier M. & Guillien R., “Etude électromécanique de la charge limite d’une sphère conductrice dans un champ électrique ionisé”, *C. R. A. S. Paris*, 195, pp. 115-116, 1932.
- [12] Liu B. H. Y. & Pui D. H. Y., “On unipolar diffusion charging of aerosol in the continuum regime”, *Journal of colloid and interface science*, Vol. 58, (1), pp. 142-149, 1977.
- [13] Brock J. R., Wu M., “Field charging of aerosol particles”, *Journal of colloid and interface science*, Vol. 45, pp. 106-114, 1973.
- [14] Brock J. R., “Non continuum unipolar charging of aerosol: the role of external electric field”, *Journal of Applied Physics*, Vol. 41, N° 5, pp. 1940-1944, 1970.
- [15] McDonald J. R., Smith W. B. & Spencer H. W., “A mathematical model for calculating electric conditions in wire-duct electrostatic precipitation devices”, *Journal of Applied Physics*, Vol. 48, N° 6, pp. 2231-2243, 1978.

- [16] S. K. Friedlander, "Smoke, Dust and Haze", 2nd Edition, 2000 (Oxford University Press Inc., USA).
- [17] P. A. Lawless & R.F. Altman, "ESPM: an advanced electrostatic precipitator model", IEEE Ind. Appl. Conf. 29th IAS Annual Meeting Denver, pp. 1519-1526, 2-5 Oct., 1994.
- [18] W. B. Smith & J. R. McDonald, "Development of a theory for the charging of particles by unipolar ions", Journal Aerosol Science, Vol. 7, pp. 151-166, 1976.
- [19] R. A. Fjeld & A. R. McFarland, "Evaluation of select approximations for calculating particle charging rates in the continuum regime", Aerosol Science and Technology, Vol. 10, pp. 535-549, 1989.
- [20] R. A. Fjeld & D. Wu, "Evaluation of continuum regime theories for bipolar charging of particles in the 0.3 μm – 13 μm diameter size range", IEEE, Trans. on Ind. App., Vol. 26(3), pp. 523-527, 1990.
- [21] G. W. Hewitt, "The charging of small particles for electrostatic precipitators", AIEE Transactions, Vol. 76, pp. 300-306, 1957.
- [22] Cochet R., Lois de charge des fines particules (submicroniques). Etudes théoriques – Contrôles récents. Spectres de particule. Colloque Intern. n° 102 : "La physique des forces électrostatiques et leurs applications", pp. 331-338, CNRS, Paris, 1961.
- [23] Felici N., "Diélectriques", Institut Polytechnique, Grenoble, 1966.
- [24] T.W. Dakin, G. Luxa, G. Oppermann, J. Vigreux, G. Wind, H. Winkelkemper, "Breakdown of gases in uniform fields. Paschen curves for nitrogen, air and hexafluoride", Electra 32, pp. 70-74, 1974.
- [25] Dupuy J., "Effet de couronne et champs ionisés", Revue Générale d'Electricité, 67, 2, pp. 85-104, 1958.
- [26] Kogelschatz U., "Dielectric-barrier Discharges: Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications", Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol; 23, No. 1, pp. 1-46, March 2003.
- [27] Eliasson B., Egil W., Kogelschatz U., "Modelling of Dielectric Barrier Discharge Chemistry", International Symposium on Plasma Chemistry 11, 2, pp. 587-588, 1993.
- [28] Eliasson B., Kogelschatz U., "Modeling and applications of silent discharge plasmas", IEEE Transaction of Plasma Science, 19 (2), pp. 309-323, 1991.
- [29] Eliasson B., Kogelschatz U., "Nonequilibrium volume plasma chemical processing", IEEE Transaction of Plasma Science, 19 (2), pp. 1063-1077, 1991.
- [30] Eliasson B., Kogelschatz U., "UV excimer radiation from dielectric-barrier discharges", Appl. Phys., B46 (4), pp. 299-303, 1988.
- [31] Kogelschatz U., "Silent-discharge driven excimer UV sources and their applications", Appl. Surf. Sci., 54, pp. 410-423, 1992.
- [32] Kogelschatz U., "Silent-Discharge and their applications", Proc. X Int. Conf. on Gas Disch. and their Appl., GD 92, Swansea, pp. 972-980, 1992.
- [33] Massines F. and Gouda G., "A comparison of polypropylene-surface treatment by filamentary, homogeneous and glow discharges in helium at atmospheric pressure", J. Appl. Phys. Vol. 83(6), pp. 2950-2957, 1998.
- [34] Cunningham, E., "On the Velocity of Steady Fall of Spherical Particles through Fluid Medium", Proc. R. Soc. Lond. Vol. 83, 357-365, 1910.

- [35] Knudsen M. and Weber S., “Resistance to motion of small spheres”, *Ann. Phys.*, Vol. 36(5), pp. 981-994, 1911.
- [36] Rader D.J., “Momentum slip correction factor for small particles in nine common gases”, *J. Aerosol Sci.*, Vol. 21. No. 2, pp. 161-168, 1990.
- [37] L. M. Dumitran, “Collection des fines particules dans un dépoussiéreur électrostatique”, Thèse de doctorat de l’Université Joseph Fourier, Grenoble, 2001.
- [38] G. Leonard, M. Mitchner & S. A. Self, “Particle transport in electrostatic precipitators”, *Atmospheric environment*, Vol. 14, pp. 1289-1299, 1980.
- [39] Masuda S., *Proc. 1971 Conf. Electrostat. Soc. Amer.* (Albany, NY: Electrostat. Soc. Amer.), p. 27, 1971.
- [40] Weiss L. G. and Thibodeaux D. P., *J. Am. Oil Chem. Soc.*, Vol. 61, p. 886, 1984.
- [41] S. Masuda, M. Washizu and M. Iwadare, “Separation of small particles suspended in liquid by non-uniform travelling field produced by three electric curtain device”, *IEEE Trans. Ind. Appl.* Vol. IA-23(3), pp. 474-80, 1987.
- [42] Hughes M. P., Pethig R. and Wang X. B., “Dielectrophoretic forces on particles in travelling electric fields”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 29(1), pp. 474-482, 1996.
- [43] Melcher J. R., Warren E. P. and Kotwal R. H., “Theory for finite-phase traveling-wave boundary-guided transport of triboelectrified particles”, *IEEE Trans. Ind. Appl.*, Vol. 25, pp. 949-956, 1989.
- [44] F. W. Schmidlin, “Modes of traveling wave particle transport and their applications”, *Journal of Electrostatics*, Vol. 34, pp. 225-244, 1995.
- [45] Moesner F. M., Higuchi T. and Tanii Y., “New considerations for travelling wave particle handling”, *IAS'96. Conference Record of the 1996 IEEE Industry Applications Conference, 31st IAS Annual Meeting Cat.-No.96CH25977. Vol. 4*, pp. 1986-1993, 1996.
- [46] S. Masuda, K. Fujibayashi, K. Ishida and H. Inaba, “Confinement and Transportation of charged aerosol clouds via electric curtain”, *Electrical Engineering in Japan*, Vol. 92, No. 1, pp. 43-52, 1972.
- [47] S. Masuda and T. Kamimura, “Approximate methods for calculating a non-uniform travelling field”, *Journal of Electrostatics*, Vol. 1, pp. 351-370, 1975.
- [48] S. Masuda and Y. Matusumoto, “Theoretical characteristics of standing-wave electric curtains”, *Electrical Engineering in Japan*, Vol. 93, No. 1, pp. 71-77, 1973.
- [49] Z. Dudzicz, “electrodynamics of charged particles and repulsion force within plane-type electric curtain”, *J. Electrostat.*, Vol. 51-52, pp. 111-116, 2001.
- [50] R. A. Sims, A. S. Biris, J. D. Wilson, C. U. Yurteri, M. K. Mazumder, C. I. Calle and C. R. Buhler, “Development of a transparent self-cleaning dust shield for solar panels”, *Proceedings ESA- IEEE Joint Meeting on Electrostatics*, pp. 814-821, 2003.
- [51] P. Atten, H.-L. Pang and J.-L. Reboud, “Etude des rideaux électriques à ondes stationnaires en vue du dépoussiérage des panneaux solaires sur Mars”; *Recueil de communications de la 4^{ème} Conférence SFE*, (ISBN 2-9505432-4-3), pp. 284-287, (2004). *Conférence de la Société Française d’Électrostatique, Poitiers (France)*, 2-3 septembre 2004.
- [52] C. I. Calle, C.R. Buhler, J.G. Mantovani, S. Clements, A. Chen, M.K. Mazumder, A.S. Biris and A.W. Nowicki, “Electrodynamic shield to remove dust from solar panels on Mars”, *Proc. of the Space Congress, Florida – April 27-30, 2004*.

- [53] Mars news, <http://www.marsnews.com/focus/mars/>.
- [54] Mc. Desjean, F. Forget, C. Farguson, “Mars Environment Specification”, CNES–JPL, Oct. 1999.
- [55] G. A. Landis and P. P. Jenkins, “Measurement of the settling rate of atmospheric dust on Mars by the MAE instrument on Mars Pathfinder”, *J. Geophysical Research*, Vol. 105, pp. 1855-1857, 2000.
- [56] H.-L. Pang et P. Atten, “Décharge couronne et dépoussiérage électrostatique dans le gaz carbonique sous pression réduite”, *Recueil de communications de la 4^{ème} Conférence SFE*, (ISBN 2-9505432-4-3), pp. 382-387, (2004). Conférence de la Société Française d’Électrostatique, Poitiers (France), 2-3 septembre 2004.
- [57] W. Benenson, J. W. Harris, H. Stoker, H. Lutz, “Handbook of physics”, 4th Edition, 2002 (Springer).
- [58] R. C. Reid, “The properties of gases and liquids”, 4th Edition, pp. 388-404, 1987 (McGraw Hill).
- [59] W. R. Carr, *Phil. Trans. Roy. Soc. A* 201, 403, 1903.
- [60] H. Winkelkemper, Z. Krasucki, I. Gerhold, T. W. Dakin, “Rupture diélectrique des gaz dans des champs électriques uniformes. Courbes de Paschen pour l'hydrogène, le dioxyde de carbone et l'hélium”, *Electra* 52, pp. 75-80, 1977.
- [61] Geoffrey A. Landis, “Mars Dust Removal Technology”, Published in the *AIAA Journal of Propulsion and Power* Vol. 14, No. 1, 126-128, Jan. 1998. Paper IECEC 97-97340, Intersociety Energy Conversion Engineering Conference, July 27-August 1, 1997.
- [62] A. S. Biris, D. Saini, P. K. Srirama, M. K. Mazumder, R. A. Sims, C. I. Calle, C. R. Buhler, “Electrodynamic removal of contaminant particles and its applications”, *Conference Record of the 2004 IEEE Industry Applications Conference. 39th IAS Annual Meeting IEEE Cat. No.04CH37569*, Vol. 2, pp. 1283-1286, 2004.
- [63] P. Atten, H.-L. Pang and J.-L. Reboud, “Study of Dust Removal by Standing Wave Electric Curtain for Application to Solar Cells on Mars”, *Conference Record 2005 IEEE IAS 40th IAS Annual Meeting, Cat.-No.-05CH37695*, pp. 334-340 (2005). IEEE Industry Applications Society Annual Meeting, Hong Kong (China), 3-6 octobre 2005.
- [64] D. Blanchard, P. Atten and L. M. Dumitran, “Correlation Between Current Density and Layer Structure for Fine particle Deposition in a Laboratory Electrostatic Precipitator”, *IEEE Transaction on Industry Applications*, Vol. 38, No. 3, pp. 832-839, May/June 2002.
- [65] J. Merrison, J. Jensen, K. Kinch, R. Mugford and P. Nørnberg, “The electric properties of Mars analogue dust”, *Planetary and Space Science*, Vol. 52, pp. 279-290, 2004.
- [66] J. Merrison, P. Bertelsen, C. Frandsen, P. Gunnlaugsson, J. M. Knudsen, S. Lunt, M. B. Madsen, L. A. Mossin, J. Nielsen, P. Nørnberg, K. R. Rasmussen, E. Uggerhøj, “Simulation of the Martian dust aerosol at low wind speeds”, *Journal of Geophysical Research Planets*, Vol. 107, Issue E12, 5133, p.16-1, 2002.
- [67] J. R. Mountain, D. L. Wankum, M. K. Mazumder, T. Chaser and P. Pettit, “Triboelectric charging of polymer powders in fluidization and transport processes”, *Proceedings 1997 IEEE-IAS Annual Meeting, Mew Orleans, Louisiana, October 5-9*, pp. 1710-14, 1997.

- [68] J. P. Borra, "Nucleation and aerosol processing in atmospheric pressure electrical discharge: powders production, coatings and filtration", *J. Phys. D: Appl. Phys.* Vol. 39, R19- R54, 2006.
- [69] N. J. Félici, "Force et charge de petits objets en contact avec une électrode affectée un champ électrique", *Rev. Gén. Elec.*, Vol. 75, pp. 1145-1160, 1966.
- [70] A. Desai, S. W. Lee and Y. C. Tai, "A MEMS electrostatic particle transportation system", *Sensors and Actuators A Physical*, 9 March 1999, A73 (1-2): pp. 37-44, 1999.
- [71] P. Atten, H.-L. Pang and J.-L. Reboud, "Study of Dust Removal by Standing Wave Electric Curtain for Application to Solar Cells on Mars", submitted to *IEEE Trans. Ind. Appl.*, 2006.
- [72] H.-L. Pang, P. Atten and J.-L. Reboud, "Corona discharge and electrostatic precipitation in carbon dioxide under reduced pressure simulating Mars atmosphere", *Conference Record 2005 IEEE IAS 40th IAS Annual Meeting, Cat.-No.-05CH37695*, pp. 346-353 (2005). IEEE Industry Applications Society Annual Meeting, Hong Kong (China), 3-6 October 2005.
- [73] Newsletter, <http://www.rssd.esa.int/SYS/TOP/docs/SSD5/ssdnews5.pdf>, p. 8, Dec. 2003.
- [74] H.-L. Pang, P. Atten and J.-L. Reboud, "Corona discharge and electrostatic precipitation in carbon dioxide under reduced pressure simulating Mars atmosphere", submitted to *IEEE Trans. Ind. Appl.*, 2006.
- [75] Seiji Kanazawa, Toshikazu Ohkubo, Yukiharu Nomoto and Takayoshi Adachi, "Electrification of a pipe wall during powder transport", *Journal of Electrostatics*, Vol. 35, pp. 47-54, 1995.
- [76] Matti Murtomaa, Kalle Ojanen, Ensio Laine, "Effect of surface coverage of a glass pipe by small particles on the triboelectrification of glucose powder", *Journal of Electrostatics*, Vol. 54, pp. 311-320, 2002.
- [77] M. K. Mazumder, A. S. Biris, R. A. Sims, C. I. Calle and C. R. Buhler, "Solar Panel Obscuration in the Dusty Atmosphere of Mars", *Proceedings ESA-IEEE Joint Meeting on Electrostatics*, pp. 208-18, 2003.
- [78] H.-L. Pang, P. Atten J. Merrison et H. Barde, "Dépoussiérage électrostatique dans le gaz carbonique à basse pression", *Recueil de communications de la 5^{ème} Conférence SFE*, (ISBN 2-914306-01-6), pp. 143-148, (2006). Conférence de la Société Française d'Électrostatique, Grenoble (France), 30-31 août 2006.
- [79] Greeley R., and Iversen J.D., "Wind as a Geological Process", pp. 67, Cambridge Press, 1985.
- [80] Merrison J., Gunnlaugsson H., Mossin L., Nielsen J., Nørnberg P., Rasmussen K., and Uggerhøj E., 2002a, "Capture of magnetic dust in a simulated Martian aerosol: the importance of aerodynamics", *Planetary and Space Science*, Vol. 50, 371-374.
- [81] A. Mizuno, "Electrostatic precipitation", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, Vol. 7(5), pp. 615-624, 2000.
- [82] U. Kogelschatz, W. Egli, E. A. Gerteisen, "Advanced computational tools for electrostatic precipitators", *ABB Rev.*, Vol. 4, pp. 33-42, 1999.
- [83] D. Brocilo, J. S. Chang, R. Godard, A. Berezin, "Numerical modelling of wire-pipe electrostatic precipitator for control of fine particulates", *J. Aerosol Sci.*, Vol. 30(1), pp. S855-S856, 1999.

- [84] P. Atten, F. M. J. McCluskey, A. C. Lahjomri, "The electrohydrodynamic origin of turbulence in electrostatic precipitators", *IEEE Trans. Ind. Appl.*, Vol. IA-23(4), pp. 705-711, 1987.
- [85] D. Blanchard, "Collecte des fines particules et caractérisation des couches de poussière dans un précipitateur électrostatique", Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier, Grenoble, 2001.
- [86] G. L. Leonard, M. Mitchner & S. A. Self, "An experimental study of the electrohydrodynamic flow in electrostatic precipitators", *Journal Fluid Mech.*, Vol. 127, pp. 123-140, 1983.
- [87] H. Davidson & E. J. Shaughnessy, "Turbulence generation by electric body forces", *Experiments in fluids*, Vol. 4, pp. 17-26, 1986.
- [88] J. H. Davidson and P. J. McKinney, "EHD flow visualisation in the wire-plate and barbed plate electrostatic precipitator", *IEEE Trans. Ind. Appl.*, Vol. 27(1), pp. 154-160, 1991.
- [89] Yabe A., Mori Y., Hijikata K., "EHD study of the corona wind between Wire and plate electrodes", *AIAA journal*, Vol. 16, N°4, pp. 340-345, 1978.
- [90] Kallio G. A., Stock D. E., "Flow visualisation inside a wire-plate electrostatic precipitator", *IEEE Trans. Ind. Appl.*, Vol. 26, N° 3, pp. 503-514, 1990.
- [91] Meroth A. M. "Numerical electrohydrodynamics in electrostatic precipitators", PhD thesis, University of Karlsruhe, 1997.
- [92] Soldati A., "On the effects of electrohydrodynamic flows and turbulence on aerosol transport and collection in wire-plate electrostatics precipitators", *J. Aerosol Sci.*, Vol 30, 1998.
- [93] Medlin A., "Electrohydrodynamics modelling of fine particle collection in electrostatics precipitators", PhD thesis, University of New South Wales, 1999.
- [94] T. Yamamoto & H. R. Velkoff, "Electrohydrodynamics in an electrostatic precipitator" *J. Fluid Mech.*, Vol. 108, pp. 1-18, 1981.
- [95] M. Robinson, "Turbulence in electrostatic precipitators. A review of Research Literature. Minerals processing, Mai, pp. 13-17, 1968.
- [96] P. S. Larsen & S. K. Sorensen, "Effect of secondary flows and turbulence on electrostatic precipitator efficiency", *Athmospheric Environment*, Vol. 18(10), pp. 1963-1967, 1984.
- [97] J. Mizeraczyk, J. Dekowski, J. Podliński, M. Kocik, T. Ohkubo, S. Kanazawa, "Laser flow visualization and velocity fields by particle image velocimetry in an electrostatic precipitator model", *J. Visualisation*, Vol. 6(2), pp. 125-133, 2003.
- [98] G. A. Kallio and D. E. Stock, "Interaction of electrostatic and fluid dynamic fields in wire-plate electrostatic precipitators", *J. Fluid Mech.*, Vol. 240, pp. 133-166, 1992.
- [99] T. Ullum and P. S. Larsen, "Swirling flow structures in electrostatic precipitator", *Flow, Turbulence and Combustion*, Vol. 73, pp. 259-275, 2004.
- [100] A. C. Lahjomri, "Simulation électrohydrodynamique du fonctionnement aérodynamique des précipitateurs électrostatiques", Thèse à l'Institut National Polytechnique de Grenoble, 1987.
- [101] J. Westerweel, "Fundamentals of Digital PIV", *Meas. Sci. Technol.*, Vol. 8, pp. 1379-1392, 1997.

- [102] J. Mizeraczyk, M. Kocik, J. Dekowski, M. Dors, J. Podliński, T. Ohkubo, S. Kanazawa, T. Kawasaki, “Measurements of the velocity field of the flue gas flow in an electrostatic precipitator model using PIV method”, *J. Electrostat.*, Vol. 51-52, pp. 272-277, 2001.
- [103] J. Podliński, J. Dekowski, J. Mizeraczyk, D. Brocilo, J. S. Chang, “Electrohydrodynamic gas flow in a positive polarity wire-plate electrostatic precipitator and the related dust particle collection efficiency”, *J. Electrosta.*, Vol. 64, pp. 259-262, 2006.
- [104] J. Podlinski, A. Niewulis, J. Mizeraczyk, P. Atten, “ESP Performance for Various Dust Concentrations”, *Recueil de communications de la 5^{ème} Conférence SFE*, (ISBN 2-914306-01-6), pp. 109-113, 2006. *Conférence de la Société Française d’Électrostatique, Grenoble (France), 30-31 août 2006.*
- [105] J. Podliński, J. Dekowski, J. Mizeraczyk, D. Brocilo, K. Urashima, J.S. Chang, “EHD Flow in a Wide Electrode Spacing Spike-Plate Electrostatic Precipitator under Positive Polarity”, *J. Electrostatics*, Vol. 64, pp. 498-505, 2006.
- [106] D. M. Broday and R. Robinson, “Application of cloud dynamics to dosimetry of cigarette smoke particles in the lungs”, *Aerosol Science and Technology*, Vol. 37, pp. 510-527, 2003.
- [107] D. Gardais, “Environnement et électricité-les procédés électriques de traitement des rejets industriels”, *Collection Electra DOPEE 85*, 701 pages, 1990.
- [108] G. Mouvier, “La pollution atmosphérique”, *Dominos Flammarion*, 123 pages, 1994.
- [109] Adapté de US-EPA, Staff Paper, 1996.

