

UNIVERSITÉ IBN-KHALDOUN DE TIARET

FACULTÉ DES SCIENCES APPLIQUÉES
DÉPARTEMENT DE GENIE ELECTRIQUE



MÉMOIRE DE FIN D'ETUDES

Pour l'obtention du diplôme de Master

Domaine : Sciences et Technologie

Filière : Electrotechnique

Spécialité : Réseaux Electrique

THÈME

**Modélisation numérique du mouvement des particules de
poussière dans un système de nettoyage de panneaux solaires par
vent ionique basé sur la décharge couronne**

Présenté par : MECHRAOUI Sara

Devant le Jury :

Nom et prénoms	Grade	Qualité
M ^r . S. BELFDHAL	MCB	Président
M ^r . H. AIT MIMOUNE	MCA	Examinateur
M ^r . M. OMARI	MCB	Examinateur
M ^r . K. YANALLAH	Pr	Encadrant
M ^r . M.R. BOUAZZA	MCB	Co. Encadrant

Promotion: 2024/2025

Remerciements

En tout premier lieu, je rends grâce à **Allah, le Tout-Puissant et le Tout-Miséricordieux**, pour m'avoir accordé la **force**, la **patience** et le **courage** nécessaires à la réalisation de ce travail.

Nous souhaitons adresser mes remerciements les plus sincères aux personnes qui nous ont apporté leurs aides et qui ont contribué à l'élaboration de ce mémoire, ainsi qu'à la réussite de cette formidable année universitaire.

Je tiens à exprimer ma **profonde reconnaissance** à **Monsieur le Professeur YANALLAH Khelifa** pour avoir accepté de diriger ce travail. Je le remercie sincèrement pour sa **disponibilité**, ses **orientations éclairées**, ses **remarques pertinentes** et ses **conseils précieux**, qui ont grandement contribué à l'avancement et à l'aboutissement de ce mémoire.

J'adresse également mes sincères remerciements à **Monsieur Bouazza Ridha Mohamed**, co-encadrant de ce mémoire, pour son **suivi attentif**, sa **disponibilité** et ses **précieux conseils** tout au long de ce travail. Son soutien m'a été d'une grande aide dans la compréhension et la réalisation de ce projet.

Mes **vifs remerciements** vont également à **l'ensemble des membres du jury** pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail, en acceptant de l'examiner et de l'enrichir par leurs **remarques constructives et suggestions pertinentes**.

Je tiens à exprimer ma **profonde gratitude** à l'ensemble du **corps professoral, administratif et technique** de l'**Université Ibn Khaldoun de Tiaret**, et plus particulièrement à celui du **département de Génie Électrique**, pour les **efforts constants** fournis afin de garantir une **formation de qualité** et un **encadrement pédagogique exemplaire**. Leur engagement a largement contribué à l'acquisition des connaissances nécessaires

Je tiens à adresser mes **remerciements les plus sincères à ma famille**, pour son **soutien indéfectible**, sa **patience**, ses **encouragements constants** et sa **présence bienveillante** tout au long de mon parcours. Leur confiance et leur amour ont été pour moi une **source essentielle de motivation** et de force dans les moments les plus exigeants de ce travail.

Enfin, j'adresse mes **remerciements les plus sincères à mes proches et amis**, pour leur **soutien constant**, leur **encouragement** et leur **présence bienveillante** tout au long de la réalisation de ce mémoire.

Je remercie également **toutes les personnes** qui, de près ou de loin, ont contribué à la réussite de ce travail, sans que leurs noms ne soient expressément cités ici.

Dédicace

À **vous, mes parents bien-aimés,**

À **toi, maman**, la douceur incarnée, la voix qui apaise mes peurs, le cœur qui a battu avec le mien dans chaque épreuve. Tu es cette lumière qui éclaire mes pas, cette force silencieuse qui m'a toujours portée plus haut, sans jamais demander en retour.

À **toi, papa**, mon héros discret, dont les sacrifices sont souvent restés dans l'ombre mais n'ont jamais été invisibles à mes yeux. Ton regard plein de fierté, ton soutien constant et ta présence rassurante ont été le moteur silencieux de ma réussite.

Ce mémoire est le fruit de votre amour, de vos prières, de vos veilles silencieuses, et de tous ces instants où vous avez cru en moi, même quand moi je doutais.

À **mes frères chéris,**

Vos encouragements, votre humour, votre présence solide m'ont porté dans les moments de fatigue et de doute. Merci pour vos mots simples mais puissants, pour votre confiance en moi.

À **mes sœurs adorées,**

Vous êtes les couleurs de mon univers, les voix qui me relèvent et m'inspirent. Merci pour vos gestes pleins de tendresse, vos regards qui comprennent tout sans que je n'aie à dire un mot.

À **ma belle-sœur,**

Merci pour ton affection sincère, ton soutien discret mais toujours présent, et ta douceur constante qui m'a entouré(e) comme une sœur de cœur.

À **mes petits trésors : mes neveux et ma nièce,**

Vos rires innocents, vos câlins spontanés, vos yeux brillants de curiosité m'ont souvent redonné le sourire quand tout semblait lourd. Vous êtes une source de bonheur pur, et j'espère que ce travail sera un jour pour vous un exemple, ou une inspiration, ne serait-ce qu'un instant.

Ce mémoire vous est dédié à tous, avec une tendresse infinie. Vous êtes ma force, mon ancrage, et ma plus belle source d'amour.

Table des Figures	1
<i>INTRODUCTION</i>	5
Introduction Générale	6

CHAPITRE I : generalités sur la production du vent électrique et son application dans le nettoyage des panneaux solaires.

Introduction	13
I.1 Généralités sur le plasma et les décharges	14
I.1.1 Définition d'un plasma	14
I.1.1.1 Plasmas à Haute Température (Plasmas "Chauds" ou en Équilibre Thermodynamique Local)	15
I.1.1.2 Plasmas à Basse Température (Plasmas "Froids" ou Hors Équilibre Thermodynamique).	15
I.1.2 Décharges électriques à la pression atmosphérique	16
I.1.2.1 Décharge à barrière diélectrique	16
I.1.2.2 Décharges couronnes	18
I.1.2.3 Types de décharges couronnes	19
I.1.2.3.1 Décharge couronne positive	19
I.1.2.3.2 Décharge couronne négative	21
I.1.2.4 Différents régimes de la décharge (caractéristique courant-tension)	22
I.2 Effets d'une décharge sur la dynamique du gaz	24
I.2.1 Introduction	24
I.2.2 Le vent ionique	24
I.2.2.1 Le Vent Ionique comme Actionneur Plasma : Une Application Innovante pour le Nettoyage	25
I.2.2.2 Mécanisme de Nettoyage et Conception du Dispositif	26
I.2.2.3 Une Compréhension Essentielle pour l'Innovation	27
I.2.2.4 Les Défis de la Propreté des Panneaux Solaires	27
I.3 Les Techniques de Nettoyage Actuelles	28
I.3.6 Méthodes de Revêtement de Surface	29
I.3.6.1 Revêtements Super-Hydrophiles	30
I.3.6.2 Revêtements Super-Hydrophobes	30
I.3.6.3 Limitations	30
I.3.7 Technologies Electrostatiques	30
I.3.7.1 Principe de la Charge Electrostatique par Induction :	30
I.3.7.2 Nettoyage par Écran Electrostatique (EDS – Electrodynamic Screen)	32
I.4 Potentiel de Notre Méthode Basée sur le Vent Ionique	33
I.5 Conclusion	34

CHAPITRE II : Modele mathématique

II.1 Introduction	41
II.2 Modélisation mathématique de la décharge électrique	42
II.2.1 Fondements du Modèle fluide	42
II.2.1.a Équations de continuité (pour les ions et les électrons)	43
II.2.1.b Équations de transport de quantité de mouvement	44
II.2.1.c Équation de Poisson (pour le potentiel électrique)	46
II.2.3. Solution numérique	48
II.3. Simulation du vent électrique	49
II.3.1. Navier-Stokes équations	49
II.3.2. Couplage électro-hydrodynamique entre la décharge couronne et le flux de gaz	50
a. Champ électrique et densité de charge	50
b. Mouvement des particules et écoulement des fluides	50
c. Cycle de rétroaction électro-hydrodynamique	51
II.4. Modélisation numérique du vent électrique généré par une électrique décharge couronne stationnaire	51

II.4.1 Modélisation de la décharge couronne stationnaire	51
II.4.2 Modèle hydrodynamique du gaz	53
II.5. Simulation du mouvement des particules de poussière sur la surface d'un panneau solaire	54
II. 6 Conclusion	58

CHAPITRE III :

Modelisation numerique et analyse parametrique d'un actionneur a vent électrique pour le nettoyage des panneaux solaires

III.1. Introduction	62
III.2. Simulation numérique d'un actionneur a vent électrique pour le nettoyage des panneaux solaires	62
III.2.1. Description géométrique du système	62
III.3. Modélisation numérique du vent électrique	63
III.3.1. Distribution du champ électrique	64
III.3.2. Distribution de la densité de charge	65
III.3.3. Distribution de la force EHD	66
III.3.4. Distribution de la vitesse de l'air	67
III.4. Interaction vent électrique – particules de poussière	68
1. La latitude géographique du lieu d'installation	83
2. La saisonnalité du rayonnement solaire	84
3. L'orientation de la toiture	84
4. L'objectif de production énergétique	84
5. Les contraintes locales spécifiques	84
III.5. Conclusion	88

CONCLUSION GENERALE **91**

Table des Figures

Figure II-1 Représentation schématique du système de nettoyage du panneau solaire basé sur le vent électrique (pas à l'échelle).....	41
Figure III-1: Illustration schématique de l'actionneur à vent électrique.). $d=3\text{ cm}$, $l=1\text{ cm}$, $r_0=100\text{ }\mu\text{m}$, $L=3\text{ cm}$	63
Figure III-2: Distribution spatiale 2D du champ électrique pour $d=3\text{ cm}$, $l=1\text{ cm}$, $r_0=100\text{ }\mu\text{m}$, $L=3\text{ cm}$ et $\phi=-25\text{ kV}$ [2]......	64
Figure III-3: Distribution spatiale 2D de la charge d'espace pour $d=3\text{ cm}$, $l=1\text{ cm}$, $r_0=100\text{ }\mu\text{m}$, $L=3\text{ cm}$ et $\phi=-25\text{ kV}$ [2]......	65
Figure III-4: Distribution spatiale 2D de la force EHD pour $d=3\text{ cm}$, $l=1\text{ cm}$, $r_0=100\text{ }\mu\text{m}$, $L=3\text{ cm}$ et $\phi=-25\text{ kV}$ [2]......	67
Figure III-5: Distribution spatiale 2D du vent électrique pour $d=3\text{ cm}$, $l=1\text{ cm}$, $r_0=100\text{ }\mu\text{m}$, $L=3\text{ cm}$ et $\phi=-25\text{ kV}$ [2]......	68
Figure III-6: Les composantes E_x et E_y du champ électrique près de la surface du panneau solaire, juste sous l'actionneur, à y égal au rayon de la particule de poussière, et pour $d=3\text{ cm}$, $l=1\text{ cm}$, $r_0=100\text{ }\mu\text{m}$, $L=3\text{ cm}$ et $\phi=-25\text{ kV}$	69
Figure III-9: Distance parcourue par la particule de poussière sous l'effet du vent électrique et pour une tension appliquée $\phi=-25\text{ kV}$: Effet de la taille des particules de la poussière. .	73
Figure III-10: La composante V_x de la vitesse d'une particule de poussière sous l'effet du vent électrique et pour une tension appliquée $\phi=-25\text{ kV}$: Effet de la taille des particules de la poussière.	74
Figure III-11: Variation de la force de Coulomb en fonction de la distance parcourue par la éparticule de poussière: Effet de la taille des particules de la poussière.	76
Figure III-12: Variation de la somme des forces d'entraînement et de gravité en fonction de la distance parcourue par la particule de poussière: Effet de la taille des particules de la poussière.	76
Figure III-13: : Distance parcourue par la particule de poussière sous l'effet du vent électrique et pour une tension appliquée $\phi=-25\text{ kV}$: Effet de la densité de particule de la poussière.	77
Figure III-14: La composante V_x de la vitesse d'une particule de poussière sous l'effet du vent électrique et pour une tension appliquée $\phi=-25\text{ kV}$: Effet de la densité de particule de la poussière.	78
Figure III-15: Variation de la somme des forces d'entraînement et de gravité en fonction de la distance parcourue par la particule de poussière: Effet de la densité de particule de la poussière.	78

Figure III-16: Distance parcourue par la particule de poussière sous l'effet du vent électrique et pour une tension appliquée $\phi=-25$ kV: Effet de la constante diélectrique de la particule de poussière.	79
Figure III-17: La composante $V_x(x)$ de la vitesse d'une particule de poussière sous l'effet du vent électrique et pour une tension appliquée $\phi=-25$ kV: Effet de la constante diélectrique de particule de la poussière.....	80
Figure III-18: Variation de la force de coulomb en fonction de la distance parcourue par la particule de poussière: Effet de la densité de particule de la poussière.....	81
Figure III-19: Distance parcourue par la particule de poussière sous l'effet du vent électrique et pour une tension appliquée $\phi=-25$ kV: Effet de la position initiale de la particule de poussière.	82
Figure III-20: La composante $V_x(x)$ de la vitesse d'une particule de poussière sous l'effet du vent électrique et pour une tension appliquée $\phi=-25$ kV: Effet de la position initiale de la particule de poussière.	82
Figure III-21: Variation de la force de coulomb en fonction de la distance parcourue par la particule de poussière: Effet de la position initiale de la particule de poussière.....	83
Figure III-22: Distance parcourue par la particule de poussière sous l'effet du vent électrique et pour une tension appliquée $\phi=-25$ kV: Effet de la position initiale de la particule de poussière.	85
Figure III-23: La composante $V_x(x)$ de la vitesse d'une particule de poussière sous l'effet du vent électrique et pour une tension appliquée $\phi=-25$ kV: Effet de la position initiale de la particule de poussière.	86
Figure III-24: Variation de la force de coulomb en fonction de la distance parcourue par la particule de poussière: Effet de la position initiale de la particule de poussière.	87

Nomenclature

N_i	La densité numérique des électrons/ions
J_i	Flux d'ions
J_e	Flux d'électrons
J_p	Flux d'ions positifs
J_n	Flux d'ions négatifs
R_i	Taux de production
m_i	La masse d'un électrons/ions
v_i	La vitesse moyenne
p_i	La pression partielle d'un électrons/ions
q_i	La charge électrique
E	Le champs électrique
B	Le champs magnétique
ν_i	La fréquence de collision de la charge i avec les particules neutres
ν_n	La vitesse moyenne des particules neutres
p_e	La pression électronique
e	La charge élémentaire
N_e	La densité électronique
ν_e	La fréquence de collision électron-neutre
v_e	La vitesse moyenne des électrons
ν_n	La vitesse moyenne des neutres
μ_e	La mobilité électronique
D_e	Le coefficient de diffusion électronique
D_i	Le coefficient de diffusion de l'ion
ϕ	Le potentiel électrique
ρ_c	La densité de charge
ϵ_0	La permittivité de l'espace libre
R	Taux de réaction (ionisation – recombinaison)
k_{ion}	Le coefficient d'ionisation
$k_{rec,i}$	Le coefficient de recombinaison
N_n	La densité des particules neutres
ρ_{fluide}	La masse volumique du fluide
v	Le champ de vitesse du fluide
p	La pression
μ_d	La viscosité dynamique de l'air.
F	Les forces de volume (les forces gravitationnelles ou électromagnétiques).
α	Coefficients d'ionisation
η	Coefficients d'attachement
e_0	La charge élémentaire

μ_i	La mobilité électrique de la particule i
F_C	La force de Coulomb
τ_R	Le tenseur de contrainte de Reynolds
q_p	La charge acquise par la particule de poussière
ϵ_0	La permittivité diélectrique du vide
ϵ_{rp}	La permittivité relative des particules
E_c	La rigidité diélectrique de l'air
F_{Tr}	La force de traînée
V_p	La vitesse de la particule de poussière
F_g	La force de gravité
m_p	La masse de la particule de poussière
ρ_p	La densité de la particule de poussière
g	L'accélération de la gravité
F_{gdw}	La force de van der Waals
A_h	La constante de Hamaker
D	La distance minimale entre la particule et le substrat
RMS	La valeur quadratique moyenne de la rugosité de surface
γ	La distance moyenne entre les sommets des aspérités
$F_{sta,x}$	La force de frottement statique
$F_{T,y}$	La force normale totale
μ_e	Coefficient de frottement statique
$F_{T,x}$	La force horizontale totale
y_p	Constante égale au rayon de la particule

INTRODUCTION

Introduction Générale

Dans un contexte mondial de transition énergétique, les énergies renouvelables occupent une place centrale pour répondre aux défis environnementaux et assurer un développement durable. Parmi elles, l'énergie solaire se distingue par son abondance, sa disponibilité et son potentiel à grande échelle, en particulier dans les régions arides et désertiques. Toutefois, l'un des principaux obstacles à l'exploitation optimale de cette source d'énergie réside dans l'encrassement des panneaux photovoltaïques par la poussière. Ce phénomène, fréquent dans les zones fortement ensoleillées, peut entraîner une baisse significative du rendement énergétique, allant jusqu'à 40 % dans certains cas. Face à cette problématique, le développement de solutions de nettoyage efficaces, économiques et respectueuses de l'environnement constitue un enjeu crucial.

Ce mémoire s'inscrit dans cette dynamique d'innovation technologique, en explorant une approche originale fondée sur l'utilisation du vent ionique — un écoulement de gaz induit par une décharge électrique de type couronne. Cette méthode de nettoyage sans contact, ne nécessitant ni eau ni composants mécaniques complexes, se révèle particulièrement adaptée aux contraintes des régions désertiques.

Le premier chapitre présente les fondements physiques de cette technologie à travers une étude bibliographique approfondie. Il décrit la nature du plasma, les différents types de décharges électriques atmosphériques (notamment la décharge à barrière diélectrique et la décharge couronne), ainsi que leurs effets sur la dynamique du gaz. Une attention particulière est portée à la production du vent ionique et à son utilisation dans les dispositifs de nettoyage de panneaux solaires, en comparaison avec d'autres approches existantes : mécaniques, nanotechnologiques et électrostatiques.

Le deuxième chapitre s'attache à la modélisation mathématique du phénomène. Il introduit les équations fondamentales décrivant la génération du vent ionique et la répartition spatiale des charges et du champ électrique, en s'appuyant sur la résolution couplée de l'équation de Poisson et des équations de continuité. Ces résultats permettent d'évaluer la force électro-hydrodynamique responsable de la mise en mouvement du gaz. La modélisation est ensuite étendue à l'étude du comportement des particules de poussière, sous l'influence des différentes forces en jeu (Coulomb, traînée, gravité, adhésion). Cette analyse permet de

prédire la trajectoire et la vitesse des particules, et d'évaluer l'efficacité du processus de nettoyage.

Enfin, le troisième chapitre est consacré à une modélisation numérique avancée d'un actionneur plasma destiné au nettoyage des panneaux solaires. En s'appuyant sur des simulations réalistes, il explore l'effet de divers paramètres physiques (taille et nature des particules, inclinaison du panneau, géométrie du système) sur la performance du vent ionique. Cette étude paramétrique vise à optimiser la conception de l'actionneur et à proposer une solution concrète, autonome et durable pour le nettoyage de surfaces photovoltaïques exposées à des environnements hostiles.

Par cette approche pluridisciplinaire, alliant physique des plasmas, modélisation mathématique et simulation numérique, ce travail ambitionne de contribuer à l'amélioration de la fiabilité, de la performance et de l'autonomie des installations solaires, en apportant une réponse innovante à un problème opérationnel majeur.

CHAPITRE I :

Généralités sur la production du vent électrique et son application dans le nettoyage des panneaux solaires.

Introduction

La présente étude bibliographique explore des généralités sur les plasmas, les décharges électriques et les techniques de nettoyage des panneaux solaires. Nous commencerons par définir le plasma et ses différentes classifications (plasmas chauds et froids), puis nous aborderons les méthodes de génération de décharges à pression atmosphérique (DBD, couronne) et leurs effets sur la dynamique du gaz. Enfin, nous situerons ces connaissances dans le contexte des technologies de nettoyage de panneaux photovoltaïques, en comparant les approches mécaniques, nanotechnologiques et électrostatiques, avant de présenter la technique innovante fondée sur le vent ionique, qui constitue l'objet du présent travail.

1.1 Généralités sur le plasma et les décharges

1.1.1 Définition d'un plasma

Le terme plasma a été introduit pour la première fois vers 1923 par Langmuir, en raison de sa similarité avec le sang. Il désigne un milieu gazeux, globalement neutre, composé d'ions et d'électrons. Plus largement, le plasma décrit un milieu gazeux ionisé qui peut contenir une proportion importante de particules électriquement neutres (atomes, molécules).

Le plasma est l'état de la matière le plus répandu dans l'univers. On le retrouve dans les étoiles, les ionosphères et les magnétosphères. Il est également présent dans les décharges électriques naturelles, comme la foudre, ou celles créées par l'homme, telles que les lasers, les lampes et les arcs électriques.

En essence, un plasma est une collection de particules chargées positivement et négativement, localisées dans l'espace, avec une densité de charges positives approximativement égale à celle des charges négatives. Les charges positives sont généralement des ions, formés à partir d'atomes ou de molécules ayant perdu un ou plusieurs électrons. Les charges négatives sont principalement des électrons, bien que des espèces électronégatives puissent aussi être présentes dans certains milieux [1], [2].

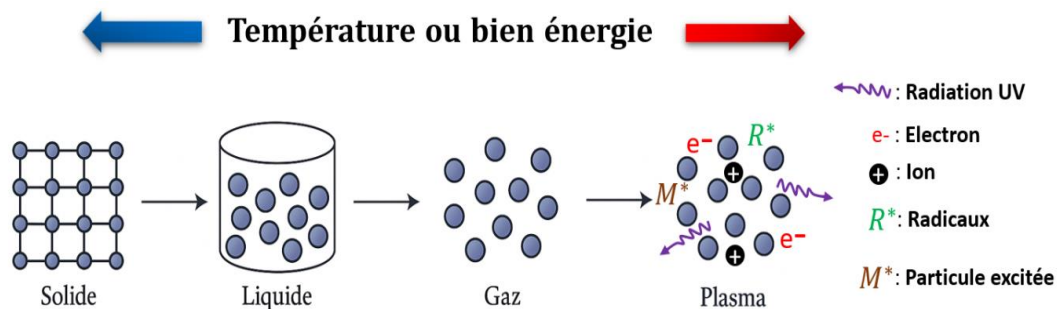


Figure I-1: Représentation schématique des quatre états de la matière:

La figure I. 1 illustre de manière schématique les quatre états principaux de la matière (solide, liquide, gaz et plasma), en fonction de l'apport énergétique. On y observe que le passage à l'état plasma s'accompagne d'une ionisation du gaz, donnant naissance à un ensemble complexe de particules : ions, électrons, radicaux libres, particules excitées et émissions de rayonnements, notamment ultraviolets. On distingue deux catégories principales de plasmas,

1.1.1.1 Plasmas à Haute Température (Plasmas "Chauds" ou en Équilibre Thermodynamique Local)

Ces plasmas sont caractérisés par une densité d'énergie élevée et une température uniforme pour toutes les espèces (ions, électrons et neutres). Les plasmas naturels, tels que ceux des étoiles, les aurores boréales, les éclairs et les flammes, entrent dans cette catégorie. La plupart des plasmas générés en laboratoire ne sont pas des plasmas chauds.

1.1.1.2 Plasmas à Basse Température (Plasmas "Froids" ou Hors Équilibre Thermodynamique).

Les plasmas froids n'ont pas une seule température bien définie[3]. Ils se caractérisent par une densité d'énergie plus faible que celle des plasmas LTE et une différence notable entre la température électronique (T_e) et la température des particules lourdes. La majorité de ces plasmas sont créés en laboratoire à des pressions basses (de l'ordre de 10^{-4} à 10 Torr), bien qu'ils puissent aussi être obtenus à des pressions plus élevées[4].

Dans ces plasmas froids, les électrons ne sont pas en équilibre thermique avec les ions, les neutres ou les parois du réacteur. Ils peuvent atteindre des énergies cinétiques bien plus élevées que celles qu'ils atteindraient dans un gaz conventionnel. Ces températures électroniques élevées (où $k_B T_e$ varie de 1 à 10 eV) augmentent considérablement les taux de réactions chimiques. Des réactions qui seraient normalement trop lentes, voire impossibles, deviennent alors réalisables. Il est important de noter que la densité des particules chargées est très faible par rapport à la densité du gaz utilisé (les densités d'électrons et d'ions sont inférieures à 10^{-8} par rapport à celle du gaz).

Comme dans n'importe quel gaz, la température dans un plasma est déterminée par les énergies moyennes (de translation, de rotation, de vibration et d'excitation électronique) des particules du plasma (neutres et chargées) et de leurs degrés de liberté pertinents. Les plasmas, en tant que systèmes multi-composants, peuvent ainsi présenter plusieurs températures à l'équilibre.

La génération de plasma en laboratoire, via des décharges électriques ordinaires, commence par l'accumulation d'énergie par les électrons grâce au champ électrique. Cette énergie est ensuite transférée aux particules lourdes par le biais de collisions[5].

1.1.2 Décharges électriques à la pression atmosphérique

La création d'un plasma froid non thermique à pression atmosphérique repose sur l'établissement d'une décharge électrique hors équilibre thermodynamique entre deux électrodes. Cette décharge est initiée par l'application d'une tension (continue, alternative ou pulsée).

Contrairement aux procédés à faisceaux d'électrons où les électrons énergiques sont injectés depuis une source externe, ici, les électrons gagnent de l'énergie et sont accélérés par le champ électrique directement au sein du milieu gazeux. Lorsque l'énergie ainsi acquise est suffisamment grande, des collisions inélastiques se produisent, entraînant la formation du plasma réactif désiré [6].

À pression atmosphérique, les décharges électriques adoptent généralement une structure filamentaire, se manifestant par de très fins filaments lumineux de quelques dizaines de micromètres. Le régime diffus est plutôt une particularité liée à la source de tension, à la composition du gaz, ou à la nature du diélectrique dans le cas d'une décharge à barrière diélectrique (DBD) [7]. En conséquence, le plasma est spatialement inhomogène et présente un régime transitoire de courte durée (quelques dizaines de nanosecondes).

Selon la configuration géométrique des électrodes, ces décharges électriques à pression atmosphérique peuvent être classées en deux types principaux :

- **Décharge couronne** : lorsque l'électrode soumise à la haute tension possède une structure incurvée.
- **Décharge à Barrière Diélectrique (DBD)** : lorsque l'une ou les deux électrodes sont recouvertes d'un matériau diélectrique.

1.1.2.1 Décharge à barrière diélectrique

Les décharges à barrière diélectrique (DBD) se distinguent par la présence d'au moins une couche de matériau isolant en contact avec la décharge, ce qui requiert impérativement une alimentation alternative ou pulsée. L'isolant, judicieusement positionné entre les électrodes, a pour fonction essentielle d'empêcher le passage à l'arc électrique. Lors de l'impact des filaments de décharge sur le diélectrique, une accumulation de particules chargées à sa surface se produit. Cette accumulation génère un champ électrique qui s'oppose

au champ externe appliqué entre les électrodes. Au fur et à mesure que les charges électriques se déposent sur le diélectrique, le champ électrique ressenti par le gaz diminue, entraînant ainsi l'extinction de la décharge avant que les processus de thermalisation du gaz ne puissent se produire dans le canal de décharge.

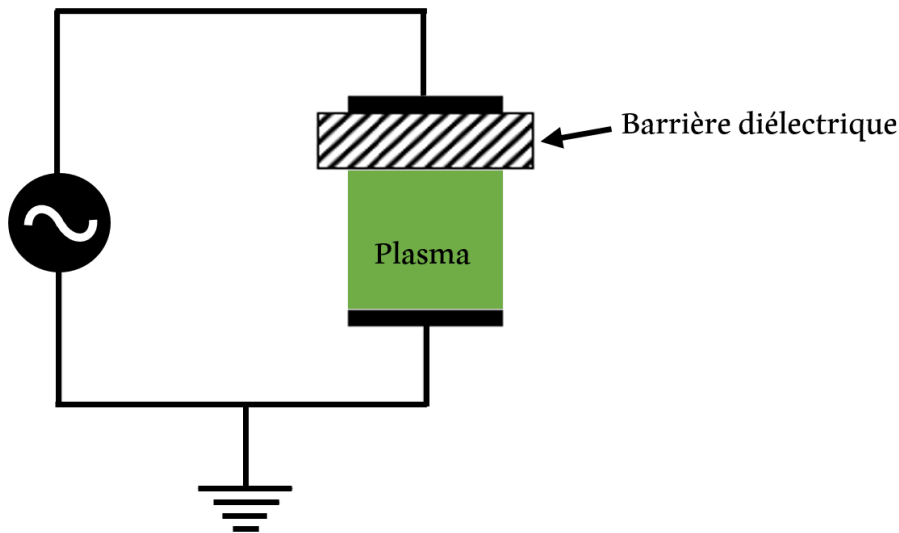


Figure 0-2: Configurations des décharges à barrière diélectrique [7]

Dans l'air à pression atmosphérique, avec un espacement inter-électrodes de quelques millimètres, le plasma se manifeste sous la forme d'une succession de filaments extrêmement fins (environ 100 μm) qui traversent l'espace gazeux sur des laps de temps très courts (environ 10 ns). Pour la production d'un plasma réactif riche en espèces actives, l'utilisation d'une tension alternative avec une fréquence de répétition de quelques kHz est courante. Néanmoins, pour une efficacité accrue en matière de production d'espèces actives, des sources pulsées, notamment monopolaires (par exemple, une tension uniquement positive), peuvent être employées. Dans ces configurations, l'inversion des charges n'intervient pas, comme dans les DBD classiques, lors du passage d'une alternance à l'autre, mais plutôt lors de la transition de la phase montante à la phase descendante de l'impulsion de tension[8].

En ce qui concerne les configurations d'électrodes conventionnelles (illustrées à la Figure I.2), la décharge se développe majoritairement au sein du volume gazeux. Il existe par ailleurs d'autres géométries d'électrodes permettant d'obtenir une DBD de surface, où les deux électrodes sont en contact avec la même barrière diélectrique, le plasma se formant alors le long de la surface isolante (Figure I.3). Ce type de géométrie trouve notamment son application dans le domaine des actionneurs à plasma[9].

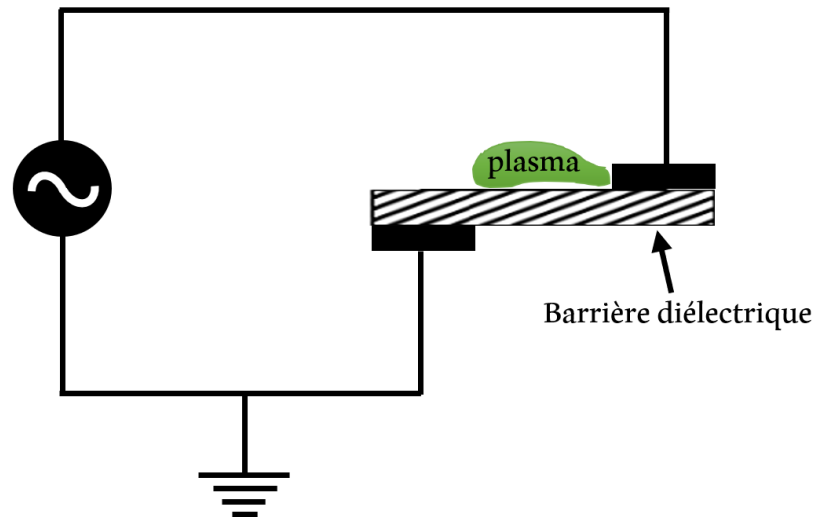


Figure I-3: Géométrie de DBD de la décharge de surface [10]

1.1.2.2 Décharges couronnes

Les décharges couronnes sont caractérisées par une dissymétrie géométrique des électrodes. Les configurations courantes utilisées dans les expériences sont de type pointe-plan, fil-plan et fil-cylindre (**Erreur ! Source du renvoi introuvable.**). Lors de l'application d'une haute tension au niveau de l'électrode ayant le plus petit rayon de courbure, le champ électrique réduit produit dans l'espace inter-électrodes est fortement inhomogène. Il a une valeur élevée au voisinage de cette électrode (anode) puis décroît rapidement au fur et à mesure qu'on s'approche de la cathode plane. A proximité de la pointe anodique, l'amplitude importante du champ électrique réduit permet de générer des électrons avec des énergies cinétiques suffisamment élevées pour ioniser le gaz. C'est une zone où se développent les avalanches électroniques ce qui permet, rapidement, l'accumulation d'une charge d'espace qui est à l'origine de la propagation de la décharge. Naturellement, dans cette zone proche de la pointe, les processus d'ionisation prédominent sur les processus d'attachement des électrons. Mais, en s'éloignant de la pointe, le champ électrique devient de plus en plus faible.

L'avantage de la décharge couronne est de pouvoir fonctionner avec tous les types d'alimentation électrique.

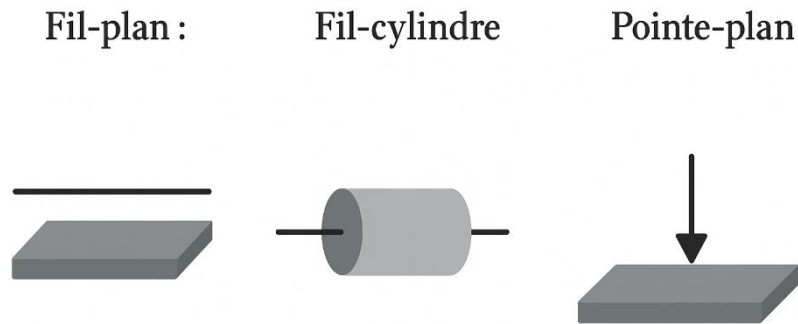


Figure I-4: Différentes configurations de la décharge couronne

La difficulté principale rencontrée avec ce type de décharge est la transition à l'arc électrique [11]. Cette transition est accompagnée par une forte augmentation de courant circulant dans la décharge et une hausse de la température de gaz et, par conséquent, le plasma généré est proche de l'équilibre thermodynamique et la puissance injectée dans le gaz est, majoritairement, dissipée par effet Joule.

Dans la majorité des applications utilisant des décharges couronnes, on cherche à éviter le passage à l'arc électrique pour ne pas détériorer les électrodes et pour optimiser les processus de formation d'espèces actives en fonction de l'énergie injectée.

1.1.2.3 Types de décharges couronnes

On distingue deux types de décharges couronnes appelées, respectivement, les décharges couronnes positives ou négatives selon si l'électrode stressée a le rôle d'anode ou de cathode. Les mécanismes de fonctionnement de chacune de ces décharges sont brièvement décrits dans les sections suivantes.

1.1.2.3.1 Décharge couronne positive

Lorsque le fil est soumis à un potentiel positif tandis que la plaque est reliée à la masse, on observe une décharge couronne positive. Les électrons présents naturellement dans l'espace entre les électrodes subissent une accélération en direction du fil conducteur. À proximité immédiate de ce dernier se trouve une zone d'ionisation caractérisée par un champ électrique réduit (E/N) supérieur à 120 Td (Figure I.5). Les ions positifs générés dans cette région subissent une répulsion de la part de l'anode en raison des forces coulombiennes. Ils sont ainsi repoussés jusqu'à une distance du fil (généralement inférieure au millimètre) où

l'intensité du champ électrique devient insuffisante ($E/N < 120 \text{ Td}$ dans l'air à pression atmosphérique) pour maintenir le processus d'ionisation positive.

Ces ions positifs entament alors leur migration vers la cathode (plaque). Cette zone, qualifiée d'unipolaire car elle ne contient que des ions de charge positive [12], constitue ce qu'on appelle la région de « dérive » (Figure I.5). Une particularité de la décharge couronne positive réside dans le fait que sa région couronne du plasma correspond exactement à la région d'ionisation, contrairement à ce qui s'observe dans le cas d'une décharge couronne négative.

Pour cette décharge, il y a avancement de streamers qui se propagent, en quelque sorte, comme une extension de l'anode. D'après les modélisations mentionnées dans [13], la décharge est composée d'une phase de propagation du streamer (durée de la propagation de 50 ns à la vitesse de $2 \times 10^5 \text{ m/s}$) et d'une phase de restauration, pendant laquelle les ions dérivent. Ces deux phases forment un cycle de fréquence de 10 kHz. Le courant de décharge n'est donc pas continu, mais correspond à une succession de phénomènes transitoires. La référence [14] indique qu'un courant positif de $50 \mu\text{A}$ se décomposerait en un courant unipolaire continu de $20 \mu\text{A}$, distribué uniformément à la surface de la cathode, et de streamers de courant alternatif contribuant à $30 \mu\text{A}$ et percutant la cathode à une fréquence de 10 kHz.

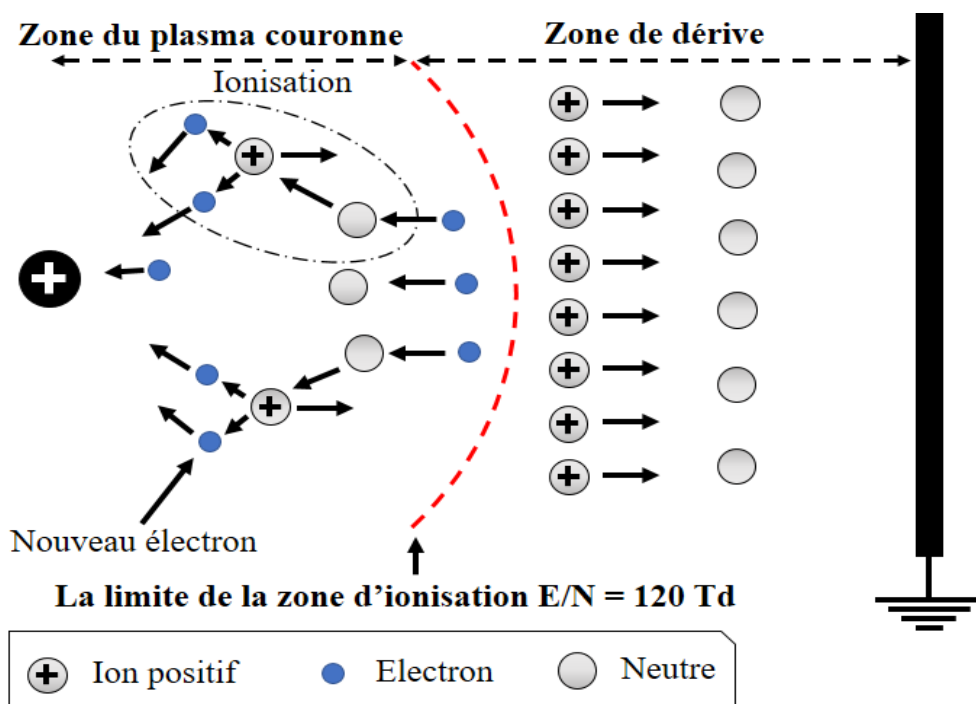


Figure 0-5: Descriptif de la décharge couronne positive

1.1.2.3.2 Décharge couronne négative

Lorsque le fil est soumis à un potentiel négatif, le processus de photo-ionisation continue de générer des électrons, donnant naissance à une zone d'ionisation qui entoure le conducteur. Selon la référence [15], les ions positifs formés lors de ce processus regagnent rapidement la cathode, représentée par le fil lui-même dans cette configuration de polarité négative (Figure I.6). En revanche, seuls les ions négatifs, produits par le mécanisme d'attachement électronique dans une région où l'intensité du champ électrique est réduite, sont capables d'effectuer leur migration vers la plaque. Il convient de noter qu'au-delà d'un certain niveau critique de haute tension, le système évolue vers un régime d'arc électrique.

Le courant de cette décharge négative est dû à des impulsions de Trichel qui apparaissent à une fréquence qui dépend de la tension appliquée [16]. Ces impulsions sont régulières et sont dues au champ électrique qui s'affaiblit au voisinage de la cathode. Les ions négatifs empêchent, en effet, la multiplication des avalanches électroniques. Une fois ces ions négatifs ayant migrés vers la plaque (l'anode), de nouvelles avalanches électroniques apparaissent. L'intervalle entre deux pics successifs de courant ou impulsions de Trichel, dépend donc du temps nécessaire aux ions négatifs pour atteindre l'anode.

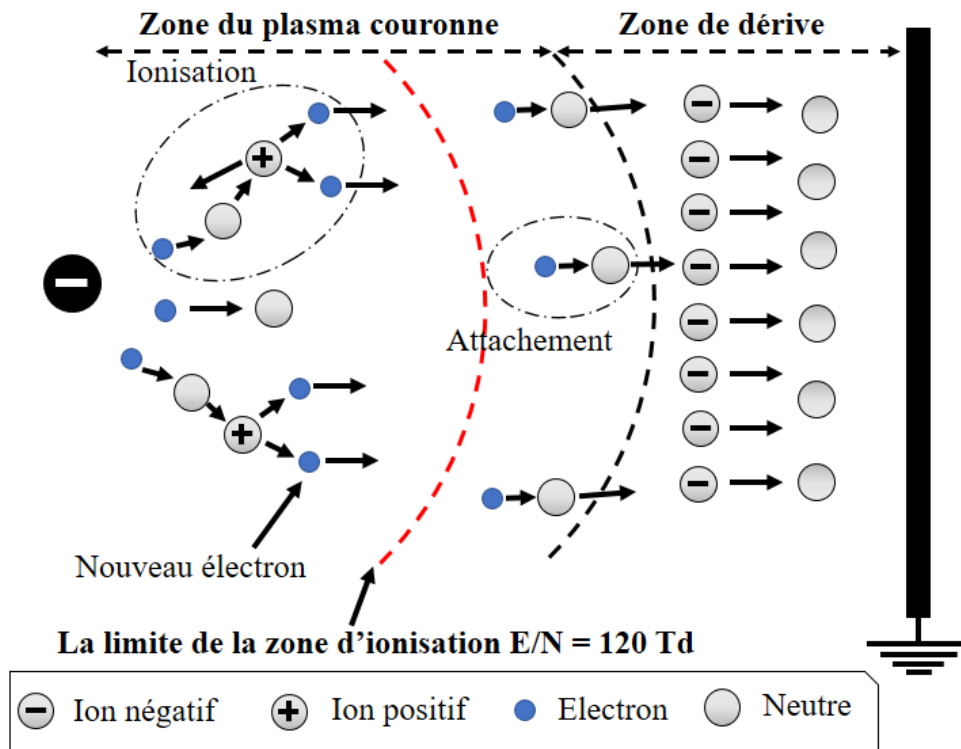


Figure I-6: Descriptif de la décharge couronne négative

On rappelle qu'une décharge couronne peut être positive (ou négative), selon la polarité positive (ou négative), à laquelle l'électrode de faible rayon de courbure est portée. La Figure I.7 représente une caractéristique typique de la décharge couronne (positive ou négative). Cette courbe met en évidence les différents régimes de la décharge lorsque la différence de potentiel entre les électrodes augmente.

1.1.2.4 Différents régimes de la décharge (caractéristique courant-tension)

La Figure I.7 décrit le comportement du courant en fonction de la valeur de la tension appliquée. La courbe permet de distinguer quatre régimes régissant la décharge couronne [17], [18].

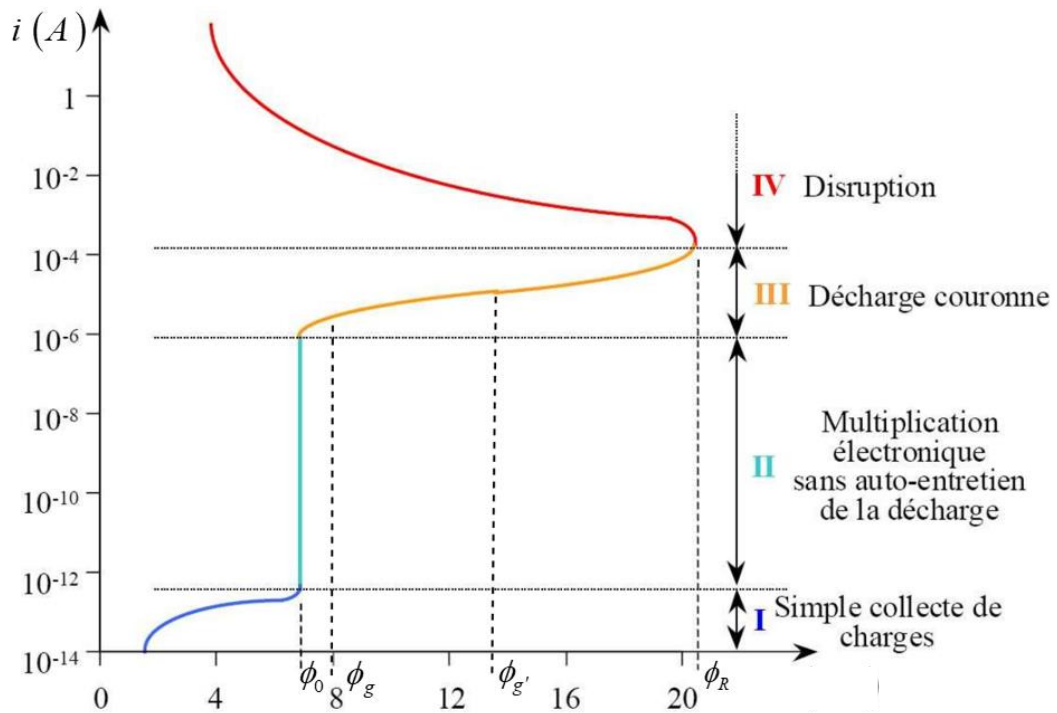


Figure 0-7: Caractéristique courant-tension d'une décharge couronne dans l'air à pression atmosphérique (configuration pointe-plan).

+ **Le premier régime** : consiste en la collecte des espèces chargées présentes naturellement dans le milieu. Ces espèces sont produites par l'impact de rayons cosmiques ou de particules issues de la désintégration spontanée de certains atomes radioactifs (radioactivité naturelle) sur le gaz présent dans l'espace inter électrodes.

+ **Le second régime** : qui se produit à partir d'une tension seuil ϕ_0 , traduit le déclenchement de l'avalanche électronique de Townsend mais ne répond pas encore au critère d'auto-entretien de la décharge et la décharge est qualifiée de non autonome car elle dépend de processus d'ionisation externes pour donner naissance aux électrons germes. Le courant augmente très fortement pour une très faible variation de la tension appliquée.

+ **Le troisième régime** : l'ionisation du gaz par la décharge est suffisante pour ne plus nécessiter de phénomènes d'ionisation externes : la décharge est auto-entretenu. C'est le régime de la décharge couronne.

+ **Le quatrième régime** : au-delà d'une certaine tension appliquée ϕ_R , la température du canal augmente fortement, ce qui provoque la dilatation brutale du gaz. Le champ réduit E/N est alors suffisamment important pour que les phénomènes d'ionisation deviennent majoritaires par rapport à ceux de l'attachement électronique. Le régime d'arc étant atteint, le milieu passe à l'état de plasma thermique.

1.2 Effets d'une décharge sur la dynamique du gaz

1.2.1 Introduction

Des études approfondies ont révélé l'impact significatif des décharges hors équilibre à pression atmosphérique sur la dynamique des gaz. Ces effets, qu'ils soient de nature dynamique (impliquant un mouvement collectif de dérive) ou thermique (caractérisé par des mouvements désordonnés), sont bien documentés dans la littérature scientifique [19], [20], [21], [22].

Le phénomène clé est l'échange de quantité de mouvement entre les particules chargées, en particulier les ions, et le fluide neutre. Lors de leur mouvement de dérive entre les électrodes, les ions transmettent une partie de leur quantité de mouvement aux molécules neutres, induisant ainsi un mouvement de dérive au gaz. Ce mouvement est communément appelé vent électrique ou vent ionique. En parallèle, les collisions élastiques et inélastiques, principalement dues aux électrons, entraînent une augmentation de la température du gaz. Il est crucial de noter que cette dynamique du gaz peut, à son tour, modifier le développement de la décharge, puisque l'ensemble des phénomènes électriques dépend directement du champ réduit E/N , où N représente la densité du gaz neutre. Ces interactions ont des implications directes sur diverses applications, telles que la décontamination (chimique et biologique), le contrôle d'écoulement et les traitements médicaux par plasma.

1.2.2 Le vent ionique

La génération du vent ionique par les décharges couronne est un phénomène connu de longue date [23] et a été largement étudiée, notamment dans les configurations point-plan [24], [25].

Le mécanisme est le suivant :

- Dans l'espace inter-électrodes, la décharge crée des espèces chargées (ions positifs, négatifs ou électrons).

- Ces espèces sont ensuite accélérées par la force de Coulomb du champ électrique, se déplaçant vers la cathode pour les ions positifs et vers l'anode pour les ions négatifs et les électrons.

- Lors de ces mouvements, les particules chargées entrent en collision avec les molécules neutres, leur transmettant une partie de leur quantité de mouvement. Ce transfert est particulièrement efficace lors des collisions ion-neutre, en raison du rapport des masses des particules.

- Cette accélération du gaz sous l'effet de la décharge génère un flux de gaz directionnel, le vent électrique ou ionique. Ce vent joue un rôle essentiel dans la dispersion et le mélange des espèces actives (radicaux, molécules excitées) au sein du gaz.

Dans une configuration fil-plan, le vent ionique se déplace systématiquement du fil vers le plan, quelle que soit la polarité du fil. Si le fil est positif, le vent est généré par les ions positifs résultant de l'ionisation. Le vent ionique est observable aussi bien en régime de décharge couronne luminescente [26] qu'en régime de claquage par streamer [19], [24].

1.2.2.1 Le Vent Ionique comme Actionneur Plasma : Une Application Innovante pour le Nettoyage

Lorsque qu'une décharge électrique est générée à proximité d'une surface, le transfert de quantité de mouvement entre les particules chargées et les particules neutres peut être exploité de manière astucieuse, donnant naissance au concept d'actionneur plasma. Cette propriété ouvre un champ de possibilités fascinant, allant des micro-pompes pour des applications médicales délicates à la modification de la couche limite d'un écoulement en aéronautique. Dans notre contexte, nous nous intéressons à une application particulièrement pertinente : le nettoyage des panneaux solaires.

L'idée est d'utiliser le vent ionique comme une technique de nettoyage innovante pour les panneaux solaires. Imaginez l'application de cette force subtile, mais efficace, pour déloger les particules de poussière et de sable qui s'accumulent inévitablement sur leurs surfaces, notamment dans des environnements arides comme le nôtre. L'objectif principal de cette approche est de réduire l'encrassement des panneaux, un problème majeur qui entraîne une diminution significative de leur rendement énergétique. En effet, la saleté agit comme un

écran, bloquant une partie de la lumière solaire essentielle à la production d'électricité. Un nettoyage efficace, grâce au vent ionique, permettrait de maximiser l'absorption lumineuse et, par conséquent, d'améliorer considérablement la performance globale des installations solaires.

Comme l'illustre la Figure I.8, le dispositif de nettoyage à vent ionique [27] est conçu pour se déplacer le long du panneau.

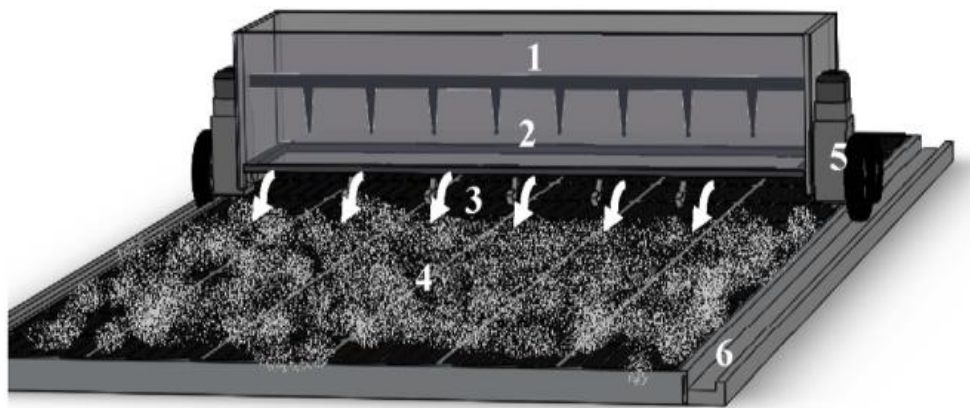


Figure I-8: L'actionneur monté sur le panneau photovoltaïque [27]

1.2.2.2 Mécanisme de Nettoyage et Conception du Dispositif

La Figure détaille les composants clés de cet actionneur plasma innovant pour le nettoyage de panneaux solaires :

- **1. Électrode haute tension (HV) :** Génère la décharge électrique nécessaire à la création du vent ionique.
- **2. Électrode de masse :** Complète le circuit électrique pour établir le champ.
- **3. Sortie du vent ionique :** Zone où le flux d'air ionisé est dirigé pour interagir avec les particules.
- **4. Poussière :** Représente les particules à déloger de la surface du panneau.
- **5. Roue motrice :** Permet le déplacement autonome du dispositif.

- **6. Rail de guidage** : Assure un mouvement linéaire précis et stable le long du panneau.

Le dispositif se déplace en mouvement linéaire le long de la longueur du panneau, guidé par deux rails situés aux extrémités du panneau solaire, dans lesquels les quatre roues sont guidées. Grâce au vent ionique généré à la surface du panneau, le dispositif entraîne les particules de poussière le long de la direction longitudinale du panneau incliné. Ce mouvement, semblable à celui d'un balai, permet un nettoyage sans contact de la surface du panneau.

Une fois arrivé à l'extrémité inférieure du panneau, le dispositif est reconduit vers le haut pour revenir à sa position initiale. Il peut alors être réactivé pour effectuer un second passage, permettant ainsi d'éliminer les poussières restantes. Le dispositif est équipé de deux roues avant, chacune entraînée par un moteur pas-à-pas, fixées aux extrémités de la structure. Deux roues arrière, libres en rotation, sont utilisées pour assurer la stabilité de l'ensemble.

1.2.2.3 Une Compréhension Essentielle pour l'Innovation

Ces travaux soulignent à quel point il est fondamental de comprendre les interactions complexes entre les décharges électriques et les particules de sable (ou d'autres contaminants). C'est en plongeant au cœur de ces phénomènes physiques que nous pourrions innover dans le domaine du nettoyage, en développant des solutions plus efficaces, moins coûteuses et potentiellement plus respectueuses de l'environnement pour maintenir l'efficacité des technologies énergétiques renouvelables.

Les travaux que nous avons explorés précédemment mettent en lumière le potentiel prometteur du vent ionique comme actionneur plasma pour le nettoyage des panneaux solaires, une application innovante et sans contact. Toutefois, pour bien apprécier cette avancée, il est essentiel de la situer par rapport aux techniques de nettoyage actuelles et d'en évaluer les avantages comparatifs.

1.2.2.4 Les Défis de la Propreté des Panneaux Solaires

La performance des installations photovoltaïques est intrinsèquement liée à la propreté de la surface de leurs panneaux. L'accumulation de poussière, de sable, ou d'autres particules en suspension – un problème particulièrement aigu dans les régions arides ou désertiques – peut entraîner une réduction significative de l'efficacité de conversion énergétique. Les pertes

peuvent dépasser 30 à 40 % si un nettoyage régulier n'est pas effectué, impactant directement la rentabilité et la durabilité des systèmes solaires.

1.3 Les Techniques de Nettoyage Actuelles

L'industrie photovoltaïque moderne fait face à un défi majeur : maintenir l'efficacité optimale des panneaux solaires dans des environnements où l'accumulation de particules peut réduire significativement leur rendement énergétique. Face à cette problématique, les technologies de nettoyage disponibles aujourd'hui peuvent être organisées selon trois approches distinctes, chacune présentant des caractéristiques techniques et économiques spécifiques.

Les technologies mécaniques constituent la première génération de solutions de nettoyage, regroupant un ensemble de procédés basés sur l'action physique directe ou indirecte sur les surfaces photovoltaïques.

1.3.1 Systèmes pneumatiques : Le soufflage d'air comprimé [28] représente l'une des méthodes les plus simples conceptuellement. Cette technique utilise des jets d'air à haute pression pour déloger les particules de poussière adhérant aux surfaces vitrées. Cependant, son efficacité reste limitée face aux contaminants fortement adhérents ou aux résidus organiques, nécessitant souvent des pressions élevées qui augmentent la consommation énergétique du système.

1.3.2 Technologies robotisées : L'automatisation du nettoyage a donné naissance à des systèmes robotisés sophistiqués, équipés de brosses rotatives, de systèmes de navigation autonome et de capteurs de détection des salissures. Ces dispositifs, bien qu'offrant une précision et une répétabilité remarquables, présentent des inconvénients significatifs en termes de complexité mécanique. La présence de nombreux composants mobiles - moteurs, articulations, systèmes de guidage - engendre non seulement une consommation énergétique substantielle mais également des besoins de maintenance régulière et des risques de pannes dans des environnements hostiles.

1.3.3 Nettoyage hydraulique : Les systèmes de jet d'eau sous pression demeurent parmi les plus efficaces pour éliminer une large gamme de contaminants, des particules fines aux résidus organiques tenaces. Cette méthode présente l'avantage d'une efficacité de nettoyage élevée et d'une mise en œuvre relativement simple. Néanmoins, elle soulève des

préoccupations majeures dans le contexte des installations photovoltaïques situées dans les zones arides et semi-arides, où la disponibilité en eau constitue un facteur limitant critique. La consommation hydrique de ces systèmes peut atteindre plusieurs litres par mètre carré de surface nettoyée, rendant cette approche économiquement et écologiquement questionnable dans les régions désertiques [27].



Figure I-9: Nettoyage des panneaux avec de l'eau et un balai

I.3.4 Vibrations ultrasoniques : Cette technologie émergente exploite les propriétés des ondes acoustiques haute fréquence pour décoller les particules des surfaces sans contact direct. Bien que prometteuse pour éviter l'usure mécanique des panneaux, cette méthode nécessite encore des développements significatifs pour optimiser sa consommation énergétique et son efficacité sur différents types de contaminants.

I.3.5 Limitations communes des approches mécaniques : L'ensemble de ces technologies partage plusieurs défis structurels : une consommation énergétique souvent disproportionnée par rapport aux gains de rendement obtenus, une complexité de mise en œuvre dans des environnements isolés, et des coûts de maintenance élevés dus à l'usure des composants mécaniques exposés aux conditions climatiques extrêmes des installations photovoltaïques.

I.3.6 Méthodes de Revêtement de Surface

Les nanotechnologies ont révolutionné la protection des surfaces photovoltaïques par des solutions préventives modifiant les propriétés physico-chimiques des interfaces pour minimiser l'adhésion des contaminants.

1.3.6.1 Revêtements Super-Hydrophiles

Ces technologies exploitent l'affinité exceptionnelle pour l'eau (angles de contact $< 10^\circ$) de nanoparticules d'oxyde de titane (TiO_2) ou de zinc (ZnO) [29], [30]. Le mécanisme photocatalytique génère sous UV des radicaux ($\bullet\text{OH}$, $\text{O}_2\bullet^-$) décomposant les contaminants organiques [31]. L'effet de "sheeting" forme un film d'eau uniforme facilitant l'évacuation des particules.

1.3.6.2 Revêtements Super-Hydrophobes

Reproduisant l'effet lotus (angles de contact $> 150^\circ$), ces revêtements combinent micro-rugosité et groupements à faible énergie de surface [32]. Le mécanisme de "rolling" permet aux gouttelettes de collecter les contaminants avec peu d'eau, adapté aux environnements arides.

1.3.6.3 Limitations

Les défis incluent la durabilité sous UV, le photo-vieillessement et la résistance à l'abrasion. L'efficacité dépend des conditions météorologiques locales. L'approche hybride combinant ces revêtements avec des technologies actives représente une voie prometteuse [28], [33].

1.3.7 Technologies Électrostatiques

Les méthodes électrostatiques émergent comme une alternative technologique particulièrement attractive, offrant un nettoyage sans contact physique ni consommation de ressources hydriques. Ces technologies exploitent les propriétés électriques intrinsèques des particules contaminantes pour induire leur déplacement contrôlé.

1.3.7.1 Principe de la Charge Électrostatique par Induction :

Cette technologie repose sur l'application de champs électriques intenses générés par des configurations d'électrodes optimisées. Le dispositif comprend typiquement des électrodes planes ou cylindriques alimentées par une source haute tension continue, positionnées à distance contrôlée de la surface photovoltaïque.

Mécanisme Physique : Lorsqu'un champ électrique externe E est appliqué, les particules diélectriques présentes sur la surface subissent une polarisation induite [34]. Cette polarisation crée un moment dipolaire électrique proportionnel à la permittivité de la particule et à l'intensité du champ local. Dans un champ non-uniforme, ce dipole induit expérimente une force diélectrophorétique dirigée vers les régions de champ plus faible ou plus intense selon la nature diélectrique de la particule par rapport au milieu environnant [35].

Simultanément, les particules acquièrent une charge nette par induction électrostatique, adoptant la même polarité que l'électrode la plus proche. Cette charge induite génère une force répulsive coulombienne $F = qE$, où q représente la charge acquise et E l'intensité du champ local [36]. La combinaison de ces effets - diélectrophorèse et répulsion électrostatique - provoque le détachement progressif des particules et leur migration vers des zones de potentiel différent.

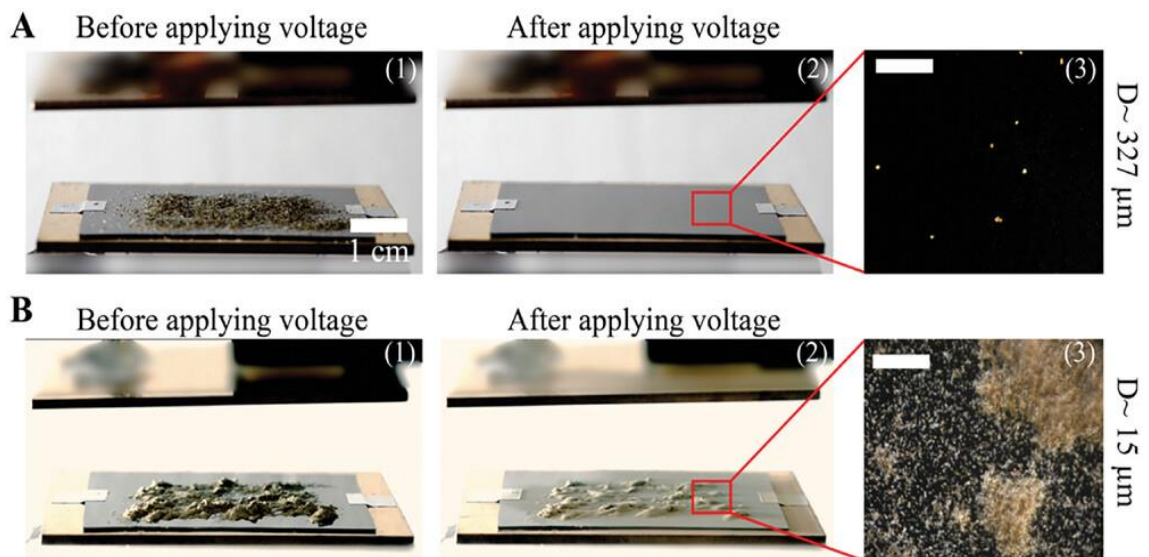


Figure I-10: Système de nettoyage électrostatique

Paramètres Critiques et Optimisation : L'efficacité du processus dépend critiqueusement de plusieurs facteurs : l'intensité du champ électrique (typiquement 10^4 - 10^6 V/m), la configuration géométrique des électrodes, la fréquence d'application (DC ou AC), et les propriétés diélectriques des contaminants [38]. La distance électrode-surface constitue un

paramètre d'optimisation crucial, déterminant à la fois l'intensité du champ et la sécurité d'exploitation.

Cette approche présente l'avantage remarquable d'être sélective : différents types de particules (minérales, organiques, métalliques) réagissent différemment aux champs électriques selon leurs propriétés diélectriques, permettant potentiellement un nettoyage adaptatif et ciblé [39].

1.3.7.2 Nettoyage par Écran Électrodynamique (EDS – Electrodynamic Screen)

La technique EDS repose sur un réseau d'électrodes parallèles intégrées dans une couche diélectrique, déposée directement sur le verre du panneau solaire. En appliquant des tensions alternatives séquencées aux électrodes, un champ électrique dynamique est généré. Celui-ci induit le déplacement des charges et crée une onde électrostatique mobile qui « pousse » les particules de poussière vers l'extérieur, sans recourir à des fluides ni à des composants mécaniques [40], [41]. Des variantes récentes à faible consommation énergétique ont été développées pour une application terrestre

Le nettoyage par écran électrodynamique (EDS) constitue une méthode innovante et sans contact, conçue pour éliminer efficacement la poussière des surfaces vitrées, notamment des panneaux photovoltaïques. Cette technique repose sur l'intégration d'un réseau d'électrodes métalliques parallèles, généralement en fil ou en ruban conducteur, encapsulées dans une couche diélectrique transparente, déposée directement sur la surface du verre du panneau solaire.

Lorsqu'une tension alternative est appliquée de manière séquencée à ces électrodes, elle génère un champ électrique dynamique. Ce champ induit un déplacement périodique des charges électrostatiques présentes à la surface, créant ainsi une onde électrostatique mobile. Cette onde est capable de déplacer les particules de poussière en les repoussant progressivement hors de la surface du panneau, sans l'aide de liquides, de brosses, ou d'autres dispositifs mécaniques [40].

L'un des principaux avantages de cette technologie est sa nature non intrusive et son efficacité dans des environnements poussiéreux, comme les zones désertiques, où l'eau est rare et où l'encrassement réduit considérablement la production d'énergie solaire. Des

recherches récentes ont permis d'améliorer cette technologie afin de la rendre viable pour des applications terrestres, en réduisant sa consommation énergétique tout en maintenant des performances élevées de nettoyage.

Par exemple, Heo et al. (2024)[41] ont développé un système EDS auto-alimenté à l'aide de générateurs triboélectriques activés par le vent. Ce système innovant a démontré une capacité à éliminer plus de 90 % des particules de poussière accumulées, tout en ne nécessitant aucune source d'énergie externe, ce qui le rend parfaitement adapté aux sites isolés et à faible maintenance. Ce type de solution ouvre la voie à une intégration durable des EDS dans les installations photovoltaïques, notamment dans les régions arides.

1.4 Potentiel de Notre Méthode Basée sur le Vent Ionique

Notre technique de nettoyage, reposant sur le vent ionique généré par un actionneur plasma, offre des avantages significatifs par rapport aux méthodes existantes. Contrairement aux techniques mécaniques, elle permet un nettoyage sans contact, évitant ainsi l'usure ou les rayures potentielles de la surface du panneau. Elle ne requiert pas non plus de consommation d'eau, ce qui en fait une solution idéale pour les environnements arides.

Comparée aux autres méthodes électrostatiques, l'actionneur plasma à vent ionique, tel que nous l'avons décrit et illustré avec la Figure, propose une approche active et dirigée de l'élimination des particules. Le dispositif, en se déplaçant linéairement sur le panneau, utilise le vent ionique généré pour entraîner physiquement les particules de poussière le long de la direction longitudinale. Ce mouvement méthodique, s'apparentant à un "balai sans contact", assure un nettoyage efficace et répétable. La capacité de réaliser plusieurs passages pour éliminer les poussières résiduelles renforce son efficacité.

En définitive, notre technique se positionne comme une solution à la fois efficace, potentiellement moins énergivore que certaines méthodes mécaniques, et particulièrement adaptée aux contraintes environnementales (pas de consommation d'eau) des régions où l'énergie solaire est la plus prometteuse. Elle minimise la complexité des systèmes mécaniques lourds et offre un contrôle précis du processus de nettoyage.

1.5 Conclusion

Ce chapitre a établi les bases théoriques essentielles concernant la physique des plasmas et les phénomènes de décharges électriques, en accordant une attention particulière aux plasmas froids et aux architectures DBD (Décharge à Barrière Diélectrique) et couronne. L'analyse de ces systèmes a permis de révéler le rôle fondamental du vent ionique dans la manipulation et le contrôle de la dynamique des fluides gazeux.

Par ailleurs, l'étude comparative des diverses technologies de nettoyage disponibles pour les panneaux photovoltaïques a mis en évidence les limitations des méthodes conventionnelles, notamment en termes de consommation d'eau, d'efficacité énergétique et d'impact environnemental. Ces contraintes sont particulièrement critiques dans les environnements désertiques où l'accumulation de poussière constitue un défi majeur pour le maintien des performances des installations solaires.

La stratégie innovante présentée dans ce travail, reposant sur l'utilisation d'un actionneur plasma mobile, représente une avancée significative dans le domaine du nettoyage photovoltaïque. Cette technologie présente plusieurs avantages concurrentiels : elle élimine le

besoin de contact physique avec les surfaces sensibles, minimise drastiquement la consommation de ressources hydriques et énergétiques, tout en maintenant une efficacité de nettoyage optimale.

Ces caractéristiques techniques font de cette approche une solution particulièrement adaptée aux défis spécifiques des installations photovoltaïques déployées dans les régions arides, où la maintenance conventionnelle s'avère coûteuse et logistiquement complexe. L'intégration de cette technologie plasma pourrait ainsi contribuer de manière substantielle à l'amélioration de la viabilité économique et environnementale des projets solaires à grande échelle dans ces zones géographiques stratégiques pour le développement des énergies renouvelables.

Références bibliographiques

- [1] J.-L. Delcroix et A. Bers, *Physique des plasmas, volume 1*. EDP Sciences, 1994.
- [2] A. Goldman et M. Goldman, « Les plasmas froids à pression atmosphérique », *Plasmas Dans L'Industrie*, p. 56-69, 1991.
- [3] D. Dubois, « Réalisation et caractérisation d'un réacteur plasma de laboratoire pour des études sur la dépollution des gaz d'échappement », Thèse de doctorat, Toulouse 3, 2006. Consulté le: 22 mai 2025. [En ligne]. Disponible sur: <https://theses.fr/2006TOU30139>
- [4] R. Delorme, « Applications des décharges de type streamer nanoseconde aux domaines de la combustion et de la spectroscopie », Thèse de doctorat, Rouen, 2004. Consulté le: 22 mai 2025. [En ligne]. Disponible sur: <https://theses.fr/2004ROUES007>
- [5] A. Abahazem, « Etudes expérimentales des décharges couronne pour la dépollution des gaz », Thèse de doctorat, Toulouse 3, 2009. Consulté le: 22 mai 2025. [En ligne]. Disponible sur: <https://theses.fr/2009TOU30204>
- [6] Y. P. Raizer, *Gas Discharge Physics*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 1991. Consulté le: 23 juin 2018. [En ligne]. Disponible sur: [//www.springer.com/gp/book/9783642647604](http://www.springer.com/gp/book/9783642647604)
- [7] U. Kogelschatz, « Dielectric-Barrier Discharges: Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 23, n° 1, p. 1-46, mars 2003, doi: 10.1023/A:1022470901385.
- [8] E. Panousis *et al.*, « Atmospheric Pressure Dielectric Barrier Discharges Under Unipolar and Bipolar HV Excitation in View of Chemical Reactivity in Afterglow Conditions », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 37, n° 6, p. 1004-1015, juin 2009, doi: 10.1109/TPS.2009.2014871.
- [9] E. Moreau, « Airflow control by non-thermal plasma actuators », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 40, n° 3, p. 605, 2007, doi: 10.1088/0022-3727/40/3/S01.
- [10] O. Guaitella, « Nature de la synergie plasma-photocatalyseur pour la destruction d'un composé organique volatil type : l'acétylène. », Phd thesis, Ecole Polytechnique X, 2006. Consulté le: 20 juillet 2018. [En ligne]. Disponible sur: <https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00002918/document>
- [11] K. Hassouni, F. Massines, et J. M. Pouvesle, *Plasmas hors-équilibre à des pressions atmosphériques*. PUSE-MRCT-CNRS, 2004. Consulté le: 20 juillet 2018. [En ligne]. Disponible sur: <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01481541>
- [12] D. Lacoste, D. Pai, et C. Laux, « Ion wind effects in a positive DC corona discharge in atmospheric pressure air », in *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 2004, p. 354.
- [13] J. F. Loiseau, J. Batina, F. Noël, et R. Peyrous, « Hydrodynamical simulation of the electric wind generated by successive streamers in a point-to-plane reactor », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 35, n° 10, p. 1020, 2002.

- [14] M. Goldman, A. Goldman, et R. S. Sigmond, « The corona discharge, its properties and specific uses », *Pure Appl. Chem.*, vol. 57, n° 9, p. 1353-1362, 1985, doi: 10.1351/pac198557091353.
- [15] M. Goldman et R. S. Sigmond, « Corona and Insulation », *IEEE Trans. Electr. Insul.*, vol. EI-17, n° 2, p. 90-105, avr. 1982, doi: 10.1109/TEI.1982.298543.
- [16] L. Dăscălescu, *An Introduction to Ionized Gases: Theory and Applications*. Toyohashi University of Technology, 1993.
- [17] F. Koliatene, « Contribution à l'étude de l'existence des décharges dans les systèmes de l'avionique », Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2009.
- [18] A. Labergue, « Etude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneurs plasmas – Application au contrôle de décollements d'écoulements », phdthesis, Université de Poitiers, 2005. Consulté le: 20 juillet 2018. [En ligne]. Disponible sur: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00012120/document>
- [19] J. Batina, F. Noël, S. Lachaud, R. Peyrous, et J. F. Loiseau, « Hydrodynamical simulation of the electric wind in a cylindrical vessel with positive point-to-plane device », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 34, n° 10, Art. n° 10, 2001, doi: 10.1088/0022-3727/34/10/311.
- [20] Y. L. M. Creijghton, « Pulsed positive corona discharges: fundamental study and application to flue gas treatment », Phd Thesis 1 (Research TU/e / Graduation TU/e), Technische Universiteit Eindhoven, Eindhoven, 1994. doi: 10.6100/IR421458.
- [21] O. Eichwald, M. Yousfi, A. Hennad, et M. D. Benabdessadok, « Coupling of chemical kinetics, gas dynamics, and charged particle kinetics models for the analysis of NO reduction from flue gases », *J. Appl. Phys.*, vol. 82, n° 10, p. 4781-4794, nov. 1997, doi: 10.1063/1.366336.
- [22] R. Ono et T. Oda, « Visualization of Streamer Channels and Shock Waves Generated by Positive Pulsed Corona Discharge Using Laser Schlieren Method », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 43, n° 1R, Art. n° 1R, janv. 2004, doi: 10.1143/JJAP.43.321.
- [23] L. B. Loeb, *Electrical Coronas: Their Basic Physical Mechanisms*. Berkeley, CA: University of California Press, 2020.
- [24] J. F. Loiseau, J. Batina, F. Noël, et R. Peyrous, « Hydrodynamical simulation of the electric wind generated by successive streamers in a point-to-plane reactor », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 35, n° 10, Art. n° 10, 2002, doi: 10.1088/0022-3727/35/10/310.
- [25] L. Zhao et K. Adamiak, « EHD flow in air produced by electric corona discharge in pin-plate configuration », *J. Electrostat.*, vol. 63, n° 3-4, Art. n° 3-4, 2005.
- [26] L. Zhao et K. Adamiak, « Numerical simulation of the effect of EHD flow on corona discharge in compressed air », in *2011 IEEE Industry Applications Society Annual Meeting*, oct. 2011, p. 1-7. doi: 10.1109/IAS.2011.6074283.
- [27] A. Tilmatine, N. Kadous, K. Yanallah, Y. Bellebna, Z. Bendaoudi, et A. Zouaghi, « Experimental investigation of a new solar panels cleaning system using ionic wind produced by corona discharge », *J. Electrostat.*, vol. 124, p. 103827, juill. 2023, doi: 10.1016/j.elstat.2023.103827.

- [28] S. Cai *et al.*, « Parameters optimization of the dust absorbing structure for photovoltaic panel cleaning robot based on orthogonal experiment method », *J. Clean. Prod.*, vol. 217, p. 724-731, avr. 2019, doi: 10.1016/j.jclepro.2019.01.135.
- [29] A. Fujishima, T. N. Rao, et D. A. Tryk, « Titanium dioxide photocatalysis », *J. Photochem. Photobiol. C Photochem. Rev.*, vol. 1, n° 1, p. 1-21, juin 2000, doi: 10.1016/S1389-5567(00)00002-2.
- [30] T. A. Otitoju, A. L. Ahmad, et B. S. Ooi, « Superhydrophilic (superwetting) surfaces: A review on fabrication and application », *J. Ind. Eng. Chem.*, vol. 47, p. 19-40, mars 2017, doi: 10.1016/j.jiec.2016.12.016.
- [31] I. Ahmad *et al.*, « Semiconductor photocatalysts: A critical review highlighting the various strategies to boost the photocatalytic performances for diverse applications », *Adv. Colloid Interface Sci.*, vol. 311, p. 102830, janv. 2023, doi: 10.1016/j.cis.2022.102830.
- [32] W. Barthlott et C. Neinhuis, « Purity of the sacred lotus, or escape from contamination in biological surfaces », *Planta*, vol. 202, n° 1, p. 1-8, avr. 1997, doi: 10.1007/s004250050096.
- [33] S. Panat et K. K. Varanasi, « Electrostatic dust removal using adsorbed moisture–assisted charge induction for sustainable operation of solar panels », *Sci. Adv.*, vol. 8, n° 10, p. eabm0078, mars 2022, doi: 10.1126/sciadv.abm0078.
- [34] A. Mauro, « Dielectrophoresis: The Behavior of Neutral Matter in Nonuniform Electric Fields. Herbert A. Pohl », *Q. Rev. Biol.*, vol. 55, n° 1, p. 68-69, mars 1980, doi: 10.1086/411635.
- [35] T. B. Jones et M. Washizu, « Multipolar dielectrophoretic and electrorotation theory », *J. Electrostat.*, vol. 37, n° 1, p. 121-134, mai 1996, doi: 10.1016/0304-3886(96)00006-X.
- [36] D. J. Griffiths, *Introduction to electrodynamics*, 4. ed., International ed. in Always learning. Boston: Pearson, 2013.
- [37] F. J. Dickhardt, S. Panat, et K. K. Varanasi, « Enhanced Electrostatic Dust Removal from Solar Panels Using Transparent Conductive Nano-Textured Surfaces », *Small*, vol. 21, n° 3, p. 2408645, 2025, doi: 10.1002/smll.202408645.
- [38] Y. Huang, R. Holzel, R. Pethig, et X.-B. Wang, « Differences in the AC electrodynamic of viable and non-viable yeast cells determined through combined dielectrophoresis and electrorotation studies », *Phys. Med. Biol.*, vol. 37, n° 7, p. 1499, juill. 1992, doi: 10.1088/0031-9155/37/7/003.
- [39] P. R. C. Gascoyne et J. Vykoukal, « Particle separation by dielectrophoresis », *Electrophoresis*, vol. 23, n° 13, p. 1973-1983, juill. 2002, doi: 10.1002/1522-2683(200207)23:13<1973::AID-ELPS1973>3.0.CO;2-1.
- [40] C.-Y. Chen, J. K. W. Chesnutt, C.-H. Chien, B. Guo, et C.-Y. Wu, « Dust removal from solar concentrators using an electrodynamic screen », *Sol. Energy*, vol. 187, p. 341-351, juill. 2019, doi: 10.1016/j.solener.2019.05.044.

[41] M. Heo *et al.*, « Self-powered electrodynamic dust removal for sustainable solar panels using triboelectric nanogenerators », *Nano Energy*, vol. 121, p. 109257, mars 2024, doi: 10.1016/j.nanoen.2024.109257.

CHAPITRE II : ***Modèle Mathématique***

La première partie de ce chapitre est consacrée à la présentation générale du modèle mathématique décrivant le phénomène de décharge électrique, ainsi qu'à la génération du vent ionique qui en découle. Elle vise à poser les fondements théoriques nécessaires à la compréhension des processus physiques mis en jeu.

La deuxième partie développe un modèle mathématique décrivant la production du vent ionique par une décharge électrique de type couronne, en régime stationnaire. Ce modèle repose sur la résolution couplée de l'équation de Poisson et des équations de continuité associées aux particules chargées. Cette approche permet d'établir les distributions spatiales du champ électrique et des densités de courant des particules. Ces grandeurs sont ensuite exploitées pour calculer la force électro-hydrodynamique (EHD), qui constitue une composante essentielle dans les équations de Navier-Stokes, utilisées ici pour déterminer le profil de vitesse du gaz — communément désigné sous le terme de vent ionique.

La troisième partie du chapitre s'attache à modéliser les mécanismes régissant le mouvement des particules de poussière sous l'effet du vent ionique, en insistant sur la compréhension des différentes forces intervenant dans la détermination de leur trajectoire. Un modèle numérique est proposé, prenant en compte les forces de Coulomb, de gravitation, de traînée aérodynamique, ainsi que l'adhésion résultant des interactions de van der Waals. Ces forces sont introduites dans l'équation du mouvement d'une particule, permettant ainsi de calculer sa trajectoire et sa vitesse. Cette approche a pour objectif d'analyser l'influence de ces paramètres sur l'efficacité du nettoyage de surfaces, telles que les panneaux solaires, par le vent ionique. Les profils de champ électrique et de vitesse du gaz, issus d'un modèle développé par l'équipe du laboratoire LGEP de l'Université de Tiaret, sont utilisés comme données d'entrée pour l'évaluation des forces en jeu.

II.1 Introduction

Le dispositif de nettoyage basé sur le soufflage d'air électro-hydrodynamique (EHD) repose sur le principe de la décharge couronne pour générer un flux d'air. Il se compose de deux éléments principaux : une électrode de très faible courbure, connectée à une source de haute tension continue, et une électrode reliée à la terre. Le flux d'air, communément désigné sous le nom de vent électrique, est induit par la force EHD résultant de la décharge couronne (Voir figure II.1).

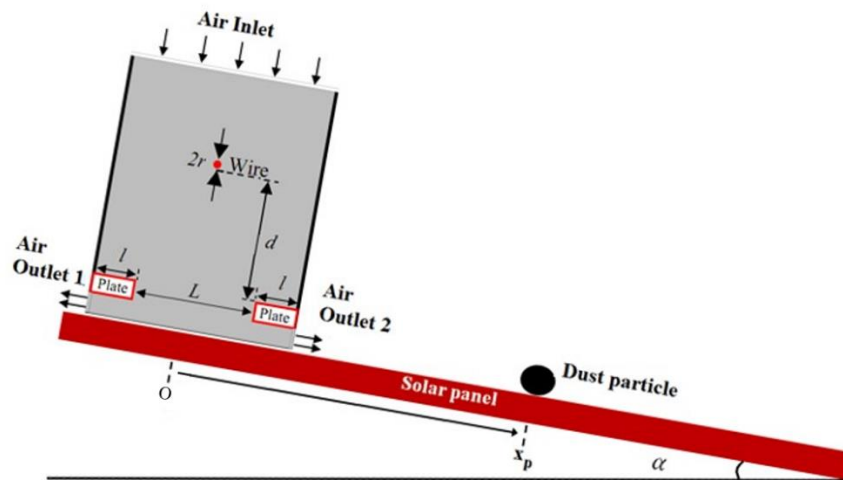


Figure 0-1 Représentation schématique du système de nettoyage du panneau solaire basé sur le vent électrique (pas à l'échelle).

Dans ce système, la décharge couronne se produit au voisinage de l'électrode haute tension, où l'air ambiant est ionisé. Les ions ainsi créés migrent vers l'électrode reliée à la terre, transférant leur quantité de mouvement aux molécules neutres de l'air, ce qui génère un écoulement gazeux. Ce flux d'air s'échappe du dispositif par deux ouvertures situées sous l'électrode de terre.

Les particules de poussière déposées à la surface du panneau photovoltaïque sont éliminées par le flux d'air ionique, principalement sous l'effet de la force de traînée. En plus de cette dernière, d'autres forces agissent sur les particules de poussière, notamment la force de Coulomb, la force gravitationnelle, la force de frottement (due au contact avec la surface du panneau) et la force d'adhésion de van der Waals. L'interaction entre ces forces, ainsi que leur équilibre, détermine le mouvement des particules, influençant de manière décisive l'efficacité du processus de nettoyage du panneau.

La simulation du processus de nettoyage repose sur trois étapes principales.

Dans un premier temps, la force électrohydrodynamique (EHD) est déterminée par le calcul du champ électrique et de la densité de charge. Ces grandeurs sont obtenues en résolvant l'équation de Poisson, qui décrit la distribution du potentiel électrique, couplée aux équations de continuité des charges, régissant le transport et la répartition des particules ionisées.

Dans un second temps, la vitesse du vent électrique est évaluée en résolvant les équations de Navier-Stokes, en prenant la force EHD calculée précédemment comme terme source. Cette étape permet de caractériser l'écoulement d'air induit par l'interaction entre les ions et les molécules neutres.

Enfin, la troisième étape consiste à déterminer le mouvement des particules de poussière en appliquant la deuxième loi de Newton. Le champ électrique et le profil de vitesse obtenus lors des étapes précédentes sont utilisés comme données d'entrée dans l'équation du mouvement, afin de prédire la trajectoire des particules et d'évaluer l'efficacité du procédé de nettoyage.

II.2 Modélisation mathématique de la décharge électrique

Divers modèles mathématiques ont été développés pour représenter le comportement des plasmas. D'après la littérature scientifique, les principaux cadres de modélisation comprennent [1,2,3]: les modèles microscopiques, les modèles cinétiques (Vlasov–Poisson/Maxwell), les modèles fluides (notamment la magnétohydrodynamique, MHD), ainsi que les modèles hybrides. Le choix du modèle dépend essentiellement des caractéristiques du plasma considéré (chaud, froid, thermique, non thermique) et des phénomènes physiques ciblés. Dans cette étude, nous présentons une approche fondée sur le modèle fluide, adaptée à notre problématique.

II.2.1 Fondements du Modèle fluide

La modélisation des décharges couronne repose fréquemment sur le modèle fluide, qui permet de simplifier la complexité des phénomènes électromagnétiques et de transport se produisant dans un environnement plasmatique. Ce type de modèle s'appuie sur l'hypothèse du milieu continu, selon laquelle les différentes espèces du plasma (électrons, ions et particules neutres) sont considérées comme des phases continues, et non comme des entités discrètes [4, 5]. Le modèle fluide permet ainsi de décrire les propriétés macroscopiques du

plasma — telles que la densité de charge, la vitesse de dérive ou encore les pressions partielles — en fonction de l'espace et du temps.

Dans ce contexte, le plasma généré par la décharge est modélisé comme un fluide électrique, au sein duquel les particules chargées se déplacent sous l'effet des champs électriques. L'approche du milieu continu repose sur l'utilisation d'équations de conservation et de lois constitutives pour décrire le comportement et le transport des charges électriques. Les équations fluides tiennent compte des transferts d'impulsion et d'énergie, en intégrant des termes spécifiques représentant les interactions entre électrons, ions et particules neutres. Ce cadre modélisateur comprend généralement l'équation de Poisson pour la distribution du champ électrique, les équations de continuité assurant la conservation des charges, ainsi que l'équation de Navier-Stokes ou, plus généralement, l'équation de conservation de la quantité de mouvement pour décrire la dynamique de l'écoulement. L'ensemble de ces équations peut être résumé comme suit :

II.2.1.a Équations de continuité (pour les ions et les électrons)

Les équations de continuité des particules générées au cours d'une décharge électrique traduisent les principes de conservation de la charge et de la masse au sein du plasma formé. Elles constituent un outil fondamental pour l'analyse de la dynamique des particules chargées, telles que les électrons et les ions, dans différents régimes de décharges électriques, notamment les décharges couronne, luminescentes et à arc.

Dans le cadre d'une décharge électrique, l'équation de continuité décrivant l'évolution de la densité de charge s'écrit mathématiquement comme suit :

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_i = R_i \quad (0.1)$$

Ici, N_i désigne la densité numérique de l'espèce i (électrons ou ions), \mathbf{J}_i représente le flux associé à cette espèce, et R_i correspond à son taux de production. Ce dernier traduit l'équilibre entre les mécanismes d'ionisation et de recombinaison, qui gouvernent la répartition spatio-temporelle des particules chargées dans le plasma.

Cette équation exprime le principe fondamental de conservation de la charge électrique : toute variation locale de la densité de charge dans un volume donné résulte d'un flux net de

courant entrant ou sortant de ce volume. Dans le contexte des décharges électriques, elle permet de modéliser la distribution spatio-temporelle des porteurs de charge — notamment les électrons et les ions — et constitue un élément central des modèles électrodynamiques du plasma.

II.2.1.b Équations de transport de quantité de mouvement

Le transport de quantité de mouvement d'une espèce — qui, dans le cadre d'une décharge électrique, peut être un mélange d'électrons, d'ions et de particules neutres — s'exprime généralement de la manière suivante :

$$m_i N_i \left(\frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} + \mathbf{v}_i \cdot \nabla \mathbf{v}_i \right) = -\nabla p_i + q_i N_i (\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) - m_i N_i \nu_i \mathbf{v}_i \quad (0.2)$$

Où : m_i est la masse de l'espèce i , N_i sa densité, \mathbf{v}_i sa vitesse moyenne, p_i la pression partielle de l'espèce, q_i sa charge électrique, \mathbf{E} et \mathbf{B} sont respectivement les champs électrique et magnétique, ν_i est la fréquence de collision de la charge i avec les particules neutres, \mathbf{v}_n est la vitesse moyenne des particules neutres.

Cette équation reflète la conservation de la quantité de mouvement appliquée à une espèce dans le plasma. Le membre de gauche décrit l'accélération (totale) de l'espèce, tandis que le membre de droite regroupe les forces qui s'exercent sur elle : gradients de pression, forces électromagnétiques (loi de Lorentz), et pertes de quantité de mouvement dues aux collisions avec les neutres.

Lorsque l'on suppose que l'inertie des électrons est négligeable, l'équation du mouvement électronique se réduit à un équilibre entre les forces électromagnétiques, le gradient de pression et les collisions :

$$0 = -\nabla p_e - e N_e \mathbf{E} - m_e N_e \nu_e (\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_n) \quad (0.3)$$

Où : p_e est la pression électronique, e est la charge élémentaire, N_e est la densité électronique, ν_e est la fréquence de collision électron-neutre, \mathbf{v}_e et \mathbf{v}_n sont respectivement les vitesses moyennes des électrons et des neutres.

Cette équation permet de déterminer la vitesse de dérive des électrons en fonction du champ électrique et des autres termes. Dans de nombreux modèles fluides de plasma, cette vitesse est utilisée pour calculer le flux électronique et alimenter l'équation de continuité.

La formulation de la loi de mobilité-diffusion dérivée de l'équation simplifiée du transport de quantité de mouvement des électrons permet de relier le flux électronique au champ électrique et au gradient de densité. Donc, en supposant un comportement fluide et isotrope du gaz électronique, la vitesse moyenne des électrons peut être exprimée sous la forme :

$$\mathbf{v}_e = -\mu_e \mathbf{E} - D_e \frac{\nabla N_e}{N_e} \quad (0.4)$$

Où : μ_e est la mobilité électronique, et D_e le coefficient de diffusion électronique. Le flux électronique (ou densité de courant électronique) s'en déduit alors par :

$$\mathbf{J}_e = -e N_e \mathbf{v}_e = -e\mu_e N_e \mathbf{E} - eD_e \nabla N_e \quad (0.5)$$

Cette loi, dite de dérive-diffusion, est couramment utilisée dans les modèles fluides de plasmas faiblement ionisés, notamment pour simuler les décharges électriques (couronne, luminescentes, à barrière diélectrique, etc.). Elle permet de relier directement les propriétés microscopiques des électrons (mobilité, diffusion) aux grandeurs macroscopiques mesurables (densité, champ).

De manière similaire l'équation de dérive-diffusion formulée pour une espèce ionique quelconque i , dans le cadre d'un plasma faiblement ionisé s'écrit :

$$\mathbf{J}_i = q_i \mu_i N_i \mathbf{E} - q_i D_i \nabla N_i \quad (0.6)$$

Où : \mathbf{J}_i est le flux de l'ion i (A/m^2), q_i est la charge de l'ion (souvent $+e$ pour un ion monoatomique positif), μ_i est la mobilité ionique ($m^2/V \cdot s$), N_i est la densité de l'ion ($1/m^3$) et D_i est le coefficient de diffusion de l'ion (m^2/s).

Cette expression reflète que le flux ionique est gouverné par deux mécanismes, la dérive sous l'effet du champ électrique (premier terme) et la diffusion causée par un gradient de densité (second terme, négatif pour indiquer un flux vers les régions de plus faible densité).

II.2.1.c Équation de Poisson (pour le potentiel électrique)

La distribution spatiale du champ électrique est obtenue en résolvant l'équation de Poisson avec les conditions aux limites fournies par la géométrie des électrodes et la distribution de densité de charge.

$$\nabla^2 \phi = \frac{\rho_c}{\epsilon_0} \quad (0.7)$$

Où ϕ est le potentiel électrique, ρ_c est la densité de charge (somme des charges des ions et des électrons) et ϵ_0 est la permittivité de l'espace libre.

Le champ électrique \mathbf{E} est alors obtenu à partir du gradient du potentiel électrique :

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi \quad (0.8)$$

L'équation de Poisson permet ainsi de déterminer le champ électrique à partir des densités d'électrons et d'ions, ce qui est crucial car ce champ influence à son tour les vitesses de dérive et les taux de réaction, fermant ainsi le système auto-consistant.

II.2.2. Système d'équations complet

L'assemblage d'un système d'équations complet pour modéliser une décharge électrique faiblement ionisée dans un gaz, en régime fluide, avec les hypothèses classiques suivantes :

- Plasma composé d'électrons et d'ions ;

- Approche fluide (espèces décrites par densité, flux, etc.) ;
- Modèle sans effet thermique complexe (pression isotherme, ou température donnée)
- Collisions électron-neutre et ion-neutre prises en compte (par les mobilités et coefficients de diffusion) ;
- Le champ électrique est déterminé par l'équation de Poisson.

En prenant en compte de ces hypothèses, le système complet d'équations pour une décharge électrique faiblement ionisée :

1. Équations de continuité (conservation des espèces)

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_e = R \quad (0.9)$$

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_i = R \quad (0.10)$$

2. Lois de transport (dérive-diffusion)

a) Électrons : (0.11)

$$\mathbf{J}_e = -e N_e \mathbf{v}_e = -e \mu_e N_e \mathbf{E} - e D_e \nabla N_e$$

b) Ions:

$$\mathbf{J}_i = q_i \mu_i N_i \mathbf{E} - q_i D_i \nabla N_i \quad (0.12)$$

3. Équation de Poisson (champ électrique auto-cohérent)

$$\nabla^2 \phi = -\frac{1}{\epsilon_0} (\sum_i q_i N_i - e \cdot N_e) \quad \text{avec } \mathbf{E} = -\nabla \phi \quad (0.13)$$

4. Taux de réaction (ionisation – recombinaison)

Un modèle simple typique :

$$R = k_{ion}N_eN_n - \sum_i k_{rec,i}N_eN_i \quad (0.14)$$

k_{ion} est le coefficient d'ionisation (fonction du champ réduit E/N), $k_{rec,i}$ est le coefficient de recombinaison et N_n est la densité des particules neutres (supposée constante si le gaz est faiblement ionisé)

Le système d'équations décrivant une décharge électrique faiblement ionisée est fortement couplé, chaque équation dépendant des autres par l'intermédiaire de grandeurs physiques communes. Le champ électrique \mathbf{E} , déterminé à partir du potentiel électrique via l'équation de Poisson, influence directement les flux d'électrons et d'ions \mathbf{J}_e , et \mathbf{J}_i au moyen des lois de transport par dérive et diffusion. Ces flux interviennent à leur tour dans les équations de continuité, où ils gouvernent l'évolution spatio-temporelle des densités de particules chargées (N_e et N_i). Les densités mises à jour réinjectent ensuite de l'information dans l'équation de Poisson pour recalculer le champ électrique, bouclant ainsi le système. Par ailleurs, le terme source \mathbf{R} représentant la création nette de charges par les processus d'ionisation et de recombinaison, dépend lui-même des densités locales et, dans certains cas, du champ électrique à travers l'énergie moyenne des électrons.

Ce système est la base de nombreux modèles fluides numériques de plasmas, et peut être adapté selon le type de décharge (DC, RF, microonde, etc.), la géométrie, ou la nature du gaz.

II.2.3. Solution numérique

En raison de la complexité inhérente à ces équations couplées, caractérisées notamment par leur nature non linéaire et leur dépendance à plusieurs échelles (telles que l'espace, le temps et la vitesse), leur résolution analytique demeure généralement impossible. Par conséquent, ces équations sont fréquemment abordées à l'aide de méthodes numériques.

Comme mentionné précédemment, les approches les plus couramment utilisées pour leur résolution sont les suivantes :

- La méthode des différences finies (FDM),
- La méthode des éléments finis (FEM),
- La méthode des volumes finis (FVM).

Ces techniques permettent de simuler de manière efficace l'évolution du champ électrique, des densités de charge, ainsi que du mouvement des fluides au cours du temps, et sont ainsi essentielles pour l'analyse et la prédiction du comportement des décharges couronne et d'autres phénomènes plasmatiques.

II.3. Simulation du vent électrique

La distribution de la vitesse du vent électrique généré par une décharge électrique est obtenue par la résolution des équations de Navier-Stokes. En effet, la force électrohydrodynamique (EHD), induite par la décharge, est d'abord calculée à partir du champ électrique et des densités de charge. Cette force est ensuite introduite comme terme source dans les équations de Navier-Stokes, permettant ainsi de simuler le vent électrique résultant.

II.3.1. Navier-Stokes équations

Les équations de Navier-Stokes constituent un pilier fondamental de la dynamique des fluides, en ce qu'elles décrivent le mouvement des substances fluides visqueuses. Dans le cadre des décharges électriques, ces équations s'avèrent particulièrement utiles pour modéliser le comportement des particules chargées et neutres au sein du plasma. Elles permettent ainsi d'appréhender l'interaction complexe entre la dynamique des fluides et les forces électromagnétiques, qui caractérise cet état de la matière. Les équations de Navier-Stokes peuvent être exprimées sous leur forme générale comme suit :

$$\rho_{\text{fluide}} \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \mu_a \nabla^2 \mathbf{v} + \mathbf{F} \quad (0.15)$$

Où : ρ_{fluide} est la masse volumique du fluide, v présente le champ de vitesse du fluide, p est la pression, μ_d est la viscosité dynamique, \mathbf{F} représente les forces de volume (telles que les forces gravitationnelles ou électromagnétiques). Le terme associé à la dérivée $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)$ dans les équations de Navier-Stokes permet de prendre en compte l'évolution d'une grandeur en suivant un élément fluide au cours du temps.

II.3.2. Couplage électro-hydrodynamique entre la décharge couronne et le flux de gaz

Le couplage électro-hydrodynamique entre la décharge et l'écoulement gazeux constitue un aspect fondamental du phénomène, dans la mesure où les forces induites par le champ électrique influencent directement la dynamique du fluide, et réciproquement. Par conséquent, le couplage entre les quatre équations fondamentales — à savoir l'équation de continuité, les équations de la quantité de mouvement, l'équation de Poisson et les équations de Navier-Stokes — peut être synthétisé de la manière suivante :

a. Champ électrique et densité de charge

1 L'équation de Poisson établit une relation entre le champ électrique, défini par ($\mathbf{E} = -\nabla\phi$), et la densité volumique de charge ρ , laquelle est déterminée par les densités des électrons et des ions présents dans le milieu.

2 La densité de charge est directement influencée par les équations de continuité, lesquelles décrivent l'évolution temporelle des densités de particules sous l'effet des processus d'ionisation, de recombinaison et de transport.

b. Mouvement des particules et écoulement des fluides

3 Le mouvement des particules est régi, d'une part, par les équations de la quantité de mouvement appliquées aux espèces chargées, et d'autre part, par les équations de Navier-Stokes pour le gaz neutre. Ces équations prennent en compte l'action de diverses forces, notamment la force électrique ($q_i\mathbf{E}$), la force de pression ainsi que les forces visqueuses.

4 Les vitesses des particules influencent les termes de flux dans les équations de continuité, tandis que la distribution de la densité de charge modifie le champ électrique, lequel exerce à son tour un impact sur les vitesses des particules.

5 En conséquence, le mouvement des particules, tel qu'exprimé par les équations de la quantité de mouvement et les équations de Navier-Stokes, est couplé au changement de densité des particules, décrit par les équations de continuité.

c. Cycle de rétroaction électro-hydrodynamique

Le champ électrique, calculé à partir de l'équation de Poisson, influence le mouvement des particules à travers les forces décrites par les équations de Navier-Stokes. Ces dernières, à leur tour, modifient les densités de charge, conformément aux équations de continuité. À mesure que les particules se déplacent et subissent des phénomènes d'ionisation et de recombinaison, la densité de charge évolue, entraînant une modification du champ électrique via l'équation de Poisson. Ce processus génère ainsi un mécanisme de rétroaction dynamique entre le champ électrique, les densités de charge et l'écoulement du fluide.

II.4. Modélisation numérique du vent électrique généré par une électrique décharge couronne stationnaire

II.4.1 Modélisation de la décharge couronne stationnaire

Dans l'étude des décharges couronne, une approximation fréquemment utilisée consiste à ne prendre en compte que trois types de particules chargées : les électrons, les ions positifs et les ions négatifs. Cette simplification repose sur l'importance dominante de ces particules dans les phénomènes d'ionisation et dans le transport de charge au sein de la zone de décharge. Elle permet également de réduire la complexité du modèle : en se limitant à ces trois catégories de particules, il devient possible de simplifier les formulations mathématiques et les simulations, facilitant ainsi l'analyse et la prédiction du comportement de la décharge, tout en préservant les aspects physiques essentiels. Dans ce cadre, en supposant que la décharge couronne soit stationnaire, les équations fondamentales (0. 9-14) peuvent être simplifiées de la manière suivante :

$$-\nabla \cdot \mathbf{J}_e = (\alpha - \eta)|\mathbf{J}_e| \quad (0. 16)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_p = \alpha|\mathbf{J}_e| \quad (0. 17)$$

$$-\nabla \cdot \mathbf{J}_n = \eta|\mathbf{J}_e| \quad (0. 18)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{e_0}{\varepsilon_0} (N_p - N_e - N_n) \quad (0.19)$$

Où les indices e, p et n désignent respectivement les électrons, les ions positifs et les ions négatifs. Les grandeurs \mathbf{J}_i et N_i représentent, pour chaque type de particule i ($i = e, p$ et n), le flux et la densité numérique. \mathbf{E} désigne le champ électrique, tandis que α et η correspondent respectivement aux coefficients d'ionisation et d'attachement. La charge élémentaire est notée ($e_0 \approx 1.602 \times 10^{-19} \text{C}$). Le flux de chaque type de particule est exprimé par la relation $\mathbf{J}_i = \mu_i N_i \mathbf{E}$, où μ_i représente la mobilité électrique de la particule i . Les valeurs typiques des mobilités sont $\mu_p = 1.8 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{V}^{-1}$ pour les ions positifs, et $\mu_n = 2.4 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{V}^{-1}$ pour les ions négatifs [6].

Le coefficient d'ionisation est exprimé par l'expression suivante [6]:

$$\alpha = A_1 \exp\left(-\frac{B_1}{E}\right) \quad (0.20)$$

Où $A_1 = 8.97 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$ et $B_1 = 1.45 \times 10^3 \text{ V/cm}$.

Et le coefficient d'attachement peut être interpolé à partir des données fournies par Eliasson et Kogelschatz [7] comme suit :

$$\eta = \alpha_1 + \alpha_2 E + \alpha_3 E^2 + \alpha_4 E^3, \quad (0.21)$$

$$(1.1 \times 10^4 \leq E \leq 2.0 \times 10^5 \text{ V/cm})$$

Où $\alpha_1 = 100.7 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha_2 = -1.27 \times 10^{-3} \text{ V}^{-1}$, $\alpha_3 = 6.618 \times 10^{-9} \text{ cm/V}^2$ and $\alpha_4 = -1.416 \times 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{V}^3$.

Pour résoudre les équations (II.16) à (II.19), K. Yanallah et al. [8] ont introduit une approche innovante qui, pour la première fois, a permis de dériver des expressions analytiques du champ électrique, de la densité électronique et de la densité ionique dans les configurations électrodes fil–cylindre, fil–plaque et pointe–plaque. Cette avancée a significativement réduit les coûts computationnels associés aux simulations numériques.

Dans le cadre du présent travail, cette méthode a été adaptée à des configurations d'électrodes plus complexes. Elle repose exclusivement sur l'intégration numérique de l'équation du champ électrique Laplacien pour déterminer les lignes de champ électrique. En s'appuyant sur les formulations semi-analytiques développées précédemment par K. Yanallah et al.[9], des approximations précises du champ électrique gaussien ainsi que de la densité de charge d'espace peuvent être obtenues, facilitant ainsi le calcul de la densité de force électro-hydrodynamique (EHD).

La méthode proposée présente des avantages notables en termes de simplicité et d'efficacité numérique, notamment en supprimant la nécessité de calculs itératifs sur des maillages non structurés, exigence fréquente dans les méthodes des éléments finis (MEF) ou des volumes finis (VMF). En outre, elle permet de contourner les problèmes de convergence habituellement rencontrés lors de la résolution conjointe de l'équation de Gauss et des équations de continuité des espèces chargées.

Il convient de souligner que cette approche est exploitée dans le présent travail pour déterminer la vitesse du vent électrique ainsi que le champ électrique, lesquels serviront ensuite de paramètres pour modéliser le mouvement des particules de poussière.

De manière générale, la force électro-hydrodynamique (EHD) exercée sur l'air est évaluée à partir de l'expression de la force de Coulomb [10] :

$$\mathbf{F} = e_0(N_p - N_n - N_e)\mathbf{E} \quad (0.22)$$

II.4.2 Modèle hydrodynamique du gaz

Lors de la génération d'une décharge électrique, une interaction se produit entre le plasma et le gaz neutre environnant. Comme mentionné précédemment, cette interaction induit un mouvement du gaz, qui acquiert une partie de la quantité de mouvement transférée par les espèces chargées. Ce phénomène peut être modélisé à l'aide des équations de Navier-Stokes, qui sont des équations aux dérivées partielles décrivant l'écoulement des fluides.

En supposant que l'écoulement est newtonien, que le gaz — en l'occurrence, l'air — est incompressible, en négligeant les effets de la gravité et en considérant un régime stationnaire, les équations de Navier-Stokes peuvent être formulées comme suit :

$$\rho_{\text{fluide}}(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} = -\nabla p + \mu_d \nabla^2 \mathbf{v} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_R + \mathbf{F} \quad (0.23)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (0.24)$$

Où $\boldsymbol{\tau}_R$ le tenseur de contrainte de Reynolds. Le système d'équations aux dérivées partielles (équations de Navier-Stokes) sera clos à l'aide du modèle standard de turbulence à deux équations, k-epsilon(k-ε) [11].

II.5. Simulation du mouvement des particules de poussière sur la surface d'un panneau solaire

Les particules de poussière déposées à la surface d'un panneau photovoltaïque peuvent être éliminées sous l'effet du vent électrique induisant une force de traînée. En plus de cette force, les particules sont soumises à diverses autres influences, notamment la force de Coulomb, la force gravitationnelle, la force de frottement (due au contact avec la surface du panneau) ainsi que les forces de van der Waals. L'interaction complexe entre ces forces, ainsi que leur équilibre dynamique, régit le comportement des particules, déterminant ainsi leur mouvement et influençant directement l'efficacité du processus de nettoyage du panneau.

La simulation du processus de nettoyage d'un panneau photovoltaïque repose sur la modélisation du mouvement des particules de poussière. Cette simulation se décompose en trois étapes principales :

Premièrement, la force électro-hydrodynamique (EHD) est déterminée à partir du calcul du champ électrique et de la densité de charge. Ces grandeurs sont obtenues en résolvant l'équation de Poisson, qui décrit la distribution du potentiel électrique, ainsi que les équations de continuité de charge, lesquelles gouvernent le transport et la répartition des particules chargées.

Deuxièmement, la vitesse du vent électrique est calculée en résolvant les équations de Navier-Stokes, en intégrant la force EHD déterminée précédemment comme terme source. Cette étape permet de modéliser l'écoulement d'air induit par l'effet électro-hydrodynamique.

Troisièmement, le mouvement des particules de poussière est évalué en appliquant la seconde loi de Newton. Les champs électrique et aérodynamique obtenus aux étapes antérieures sont utilisés comme entrées dans les équations de mouvement, permettant de

prédire les trajectoires des particules et, par conséquent, d'estimer l'efficacité du processus de nettoyage.

Les forces considérées dans la présente modélisation du mouvement des particules de poussière sont les suivantes :

1. Force de Coulomb

La force de Coulomb, notée F_c , gouverne le mouvement des particules dans la région située sous les électrodes mises à la terre. Elle s'exprime par la relation suivante :

$$F_c = q_p E \quad (0. 25)$$

q_p désigne la charge acquise par la particule de poussière à la suite de la décharge couronne. Elle s'exprime par la relation de Pauthenier [12] suivante :

$$q_p = 4\pi\epsilon_0 r_p^2 \frac{3\epsilon_{rp}}{\epsilon_{rp} + 2} E_c \quad (0. 26)$$

Où, ϵ_0 et ϵ_{rp} sont respectivement la permittivité diélectrique du vide et la permittivité relative des particules. E_c est la rigidité diélectrique de l'air ($E_c \approx 3 \times 10^6$ V/m).

2- Force de traînée

La force de traînée F_{Tr} , qui gouverne le mouvement des particules sphériques dans un milieu gazeux, est donnée par l'expression Stokes [13] suivante :

$$F_{Tr} = 6\pi. \mu_d r_p \frac{1}{Cu} (\mathbf{v} - \mathbf{V}_p) \quad (0. 27)$$

Dans cette équation, $\mu_d = 1.85 \times 10^{-4}$ kg.m⁻¹. s⁻¹ est la viscosité dynamique de l'air. \mathbf{v} est la vitesse de l'écoulement et \mathbf{V}_p est la vitesse de la particule de poussière.

3-Force de gravité

La force de gravité F_g est donnée par :

$$F_g = m_p \mathbf{g} = \frac{4}{3} \pi r_p^3 \rho_p \mathbf{g} \quad (0.28)$$

Où, m_p et ρ_p sont respectivement la masse et la densité de la particule de poussière et \mathbf{g} l'accélération de la gravité.

4- Force de Van der Waals

La force de van der Waals F_{gdW} , servant de force d'adhérence agissant sur une particule au contact d'une surface [14], s'exprime par la relation suivante :

$$F_{gdW} = - \left(\frac{A_h r_p}{6D^2} \right) \left(\frac{\gamma^2}{\gamma^2 + 58.14.RMS} + \frac{D^2}{(D + 1.817RMS)^2} \right) \mathbf{n} \quad (0.29)$$

Où A_h est la constante de Hamaker (de l'ordre de 10^{-19} dans le vide), D la distance minimale entre la particule et le substrat (de l'ordre de 10^{-10}), RMS la valeur quadratique moyenne de la rugosité de surface (environ 3 nm), et γ la distance moyenne entre les sommets des aspérités (environ 20 nm).

5- Force de frottement statique

La force de frottement statique $F_{sta,x}$, parallèle à la surface du panneau solaire, est prise en compte lorsque la particule est au repos. Sa valeur maximale est donnée par le produit de la force normale totale $F_{T,y}$, exercée perpendiculairement à la surface du panneau sur la particule immobile, et du coefficient de frottement statique μ_e ,

$$F_{sta,x}^{\max} = \mu_e F_{T,y} \quad (0.30)$$

Si la force horizontale totale $F_{T,x}$ agissant sur la particule ne dépasse pas $F_{sta,x}^{\max}$, la particule reste au repos. Inversement, lorsque $F_{T,x} > F_{sta,x}^{\max}$, la particule se déplace. Par conséquent, l'équation (II-30) constitue un critère important pour déterminer le début du mouvement de la particule.

La prise en compte de toutes ces forces dans la deuxième loi de Newton permet de déterminer l'équation du mouvement des particules.

Pour simplifier le problème, nous avons posé les hypothèses suivantes :

- La résolution du problème est bidimensionnelle ; nous considérons qu'il n'y a pas de mouvement sur l'axe (Oz).

- Il n'y a pas d'échange de charge lorsqu'une particule touche la surface du panneau solaire; la particule conserve sa charge initiale pendant son mouvement.

- La simulation est réalisée pour une seule particule, en supposant que les interactions mécaniques et électriques entre les particules sont négligées.

En appliquant la loi de Newton sur une particule de poussière, le système d'équations résolu dans cette modélisation est le suivant :

$$m_p \frac{d^2 x_p}{dt^2} + 6 \pi \eta_g r_p \left(\frac{dx_p}{dt} - U_{g,x} \right) = q_p E_x(x_p, y_p, t) + m_p g_x \quad (0.31)$$

$$\begin{aligned} m_p \frac{d^2 y_p}{dt^2} + 6 \pi \eta_g r_p \left(\frac{dy_p}{dt} - U_{g,y} \right) &= q_p E_y(x_p, y_p, t) - m_p g_y \\ &- \frac{A_h r_p}{6 D^2} \left[\frac{\gamma^2}{\gamma^2 + 58.14 r_p \cdot \text{RMS}} + \frac{D^2}{(D + 1.817 \cdot \text{RMS})^2} \right] \end{aligned} \quad (0.32)$$

L'équation n'est résolue que lorsque la particule de poussière se soulève de la surface du panneau solaire ; sinon, y_p est une constante égale au rayon de la particule. Le système d'équations (0.31-32) est résolu à l'aide des outils de la boîte à bibliothèque de MATLAB.

II. 6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons démontré la faisabilité de modéliser de manière satisfaisante le déplacement des particules de poussière sous l'effet du vent électrique généré par une décharge couronne en régime permanent. Les particules de poussière déposées à la surface du panneau photovoltaïque peuvent en effet être entraînées par la force de traînée induite par ce flux électrique. Outre cette force, les particules sont soumises à plusieurs autres interactions : la force de Coulomb, la force gravitationnelle, la force de frottement résultant du contact avec la surface du panneau, ainsi que la force de van der Waals. L'équilibre dynamique entre ces différentes forces conditionne le comportement des particules de poussière, et, par conséquent, l'efficacité du processus de nettoyage.

La modélisation numérique du processus de nettoyage s'articule en trois étapes principales. Dans un premier temps, la force électro-hydrodynamique (EHD) est déterminée par la résolution de l'équation de Poisson, permettant d'obtenir le champ électrique et la densité de charge associée. Ensuite, la vitesse du vent électrique est calculée en résolvant les équations de Navier-Stokes, en intégrant la force EHD comme terme source. Enfin, le mouvement des particules de poussière est simulé à partir des lois de la dynamique newtonienne, en tenant compte du champ électrique et du profil de vitesse du vent, afin de prédire les trajectoires des particules et d'évaluer l'efficacité du nettoyage du panneau.

Références bibliographiques

- [1] <https://theses.fr/2019AIXM0609.pdf>
- [2] https://fr.wikipedia.org/wiki/Physique_des_plasmas
- [3] <http://dspace.univ-tiaret.dz/bitstream/123456789/11612/2/CHapiTre02%20L.pdf>
- [4] A. A. Kulikovskiy, “The mechanism of positive streamer acceleration and expansion in air in a strong external field,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 30, no. 10, p. 1515, May 1997, doi: 10.1088/0022-3727/30/10/019.
- [5] R. Morrow, “Theory of negative corona in oxygen,” *Phys. Rev. A*, vol. 32, no. 3, pp. 1799–1809, Sep. 1985, doi: 10.1103/PhysRevA.32.1799.
- [6] S. Ohashi and K. Hidaka, “A method for computing current density and electric field in electrical discharge space using current flow-line coordinate1,” *Journal of Electrostatics*, vol. 43, no. 2, pp. 101–114, Apr. 1998, doi: 10.1016/S0304-3886(97)00165-4.
- [7] B. Eliasson, *Basic Data for Modelling of Electrical Discharges in Gases: Oxygen*. ABB Asea Brown Boveri, 1986.
- [8] K. Yanallah et al., “A new numerical approach for efficient modeling of positive corona discharge and its associated electric wind,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 56, no. 41, p. 415201, Jul. 2023, doi: 10.1088/1361-6463/ace456.
- [9] K. Yanallah, F. Pontiga, and J. H. Chen, “A semi-analytical study of positive corona discharge in wire–plane electrode configuration,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 46, no. 34, p. 345202, Aug. 2013, doi: 10.1088/0022-3727/46/34/345202.
- [10] J. P. Boeuf and L. C. Pitchford, “Electrohydrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surface dielectric barrier discharge,” *Journal of Applied Physics*, vol. 97, no. 10, p. 103307, May 2005, doi: 10.1063/1.1901841.
- [11] Henk K. Versteeg, *An introduction to computational fluid dynamics : the finite volume method*. Harlow, Essex, England ; Longman Scientific & Technical : New York : Wiley, 1995.
- [12] M. Pauthenier, M. Moreau-Hanot, La charge des particules sphériques dans un champ ionisé, *J. Phys. Radium* 3 (1932) 590–613.
- [13] K.R. Parker (Ed.), *Applied Electrostatic Precipitation*, Springer Netherlands, 1997. <https://www.springer.com/gp/book/9780751402667>.
- [14] J.N. Israelachvili, *Intermolecular and Surface Forces*, Academic Press, 2015.

CHAPITRE III :

*Modélisation numérique et analyse
paramétrique d'un actionneur à vent
électrique pour le nettoyage des
panneaux solaires*

Dans les environnements désertiques, l'accumulation de poussière sur les panneaux solaires représente un obstacle majeur à leur performance. Afin de remédier à ce problème sans recourir à des méthodes de nettoyage mécanique ou à l'eau, l'utilisation d'un actionneur à vent électrique basé sur une décharge couronne s'avère prometteuse. Ce dispositif génère un vent ionique capable de déplacer les particules de poussière à la surface des panneaux. Le présent chapitre s'intéresse à la simulation numérique de ce phénomène complexe, en modélisant les interactions entre le champ électrique, la densité de charge, la force électrohydrodynamique (EHD) et l'écoulement d'air. En s'appuyant sur une configuration expérimentale réaliste, les auteurs analysent la dynamique du vent électrique et son efficacité à entraîner les particules de poussière. L'étude explore aussi l'effet de divers paramètres comme la taille, la densité et la constante diélectrique des particules, ainsi que l'inclinaison du panneau solaire. Les résultats obtenus permettent d'optimiser les conditions de fonctionnement de l'actionneur EHD et offrent des perspectives concrètes pour améliorer la fiabilité et l'autonomie des installations photovoltaïques.

III.1. Introduction

Face aux enjeux croissants liés à la production d'énergie solaire, le maintien de la propreté des panneaux photovoltaïques devient un facteur clé de performance, en particulier dans les environnements arides et poussiéreux. Le recours à des méthodes de nettoyage efficaces, économiques et respectueuses de l'environnement s'impose. Parmi les approches émergentes, les technologies exploitant les phénomènes électro-hydrodynamiques (EHD) offrent des perspectives prometteuses. Elles permettent de générer un flux d'air ionisé, ou « vent électrique », sans pièce mécanique en mouvement ni consommation d'eau.

Ce chapitre s'inscrit dans cette dynamique et propose une approche numérique avancée pour analyser le fonctionnement d'un actionneur EHD destiné au nettoyage de surfaces solaires. En s'appuyant sur des modélisations couplées entre champs électriques et flux de particules, il explore comment les paramètres physiques et géométriques influencent l'efficacité du nettoyage. Cette étude vise à fournir des bases solides pour l'optimisation de ce type de dispositif, en tenant compte des contraintes pratiques d'installation et des conditions environnementales réelles. Elle contribue ainsi au développement de solutions durables pour les systèmes photovoltaïques de nouvelle génération.

III.2. Simulation numérique d'un actionneur à vent électrique pour le nettoyage des panneaux solaires

III.2.1. Description géométrique du système

L'actionneur à vent électrique est constitué d'un fil-électrode soumis à une tension continue élevée et d'une électrode de forme rectangulaire reliée à la terre. Cette configuration génère une décharge couronne, illustrée en deux dimensions à la figure III.1. La décharge couronne produit une force électro-hydrodynamique (EHD) qui induit un flux d'air ionique, dirigé du fil-électrode vers l'électrode de masse. Ce flux s'échappe ensuite par deux ouvertures situées sous l'électrode de masse. Pour simuler l'écoulement EHD, on suppose que la décharge couronne opère en régime stationnaire. La modélisation nécessite le calcul du champ électrique et de la densité de charge, éléments essentiels pour évaluer la force EHD agissant sur l'air.

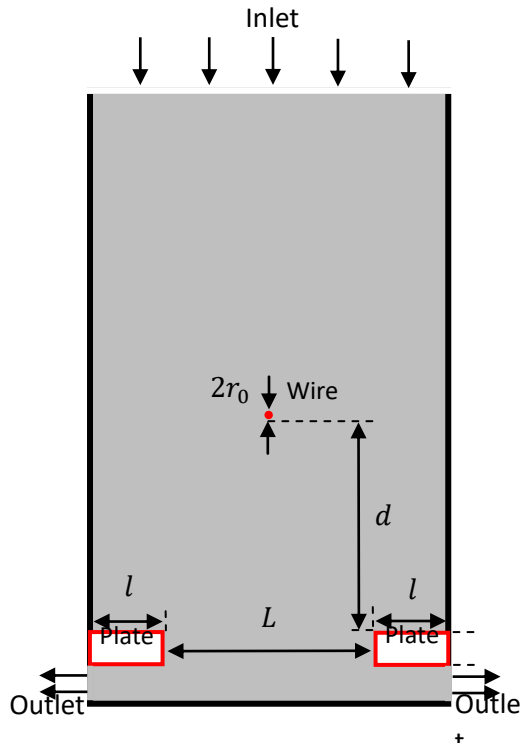


Figure 0-1: Illustration schématique de l'actionneur à vent électrique.). $d = 3 \text{ cm}$, $l = 1 \text{ cm}$, $r_0 = 100 \text{ }\mu\text{m}$, $L = 3 \text{ cm}$.

III.3. Modélisation numérique du vent électrique

Les résultats numériques présentés dans cette section ont été obtenus en considérant un fil corona de rayon $r_0 = 100 \text{ }\mu\text{m}$ et une distance inter-électrodes de $d = 3 \text{ cm}$. Une tension négative de $\varphi = -25 \text{ kV}$ a été appliquée au fil corona, générant une intensité de courant linéique de $805 \text{ }\mu\text{A/m}$. Les distributions du champ électrique et de la vitesse du vent électrique, utilisées comme paramètres d'entrée dans l'équation (0. 31), ont été obtenues en résolvant les équations (0. 16) à (0. 19) à l'aide d'une approche numérique détaillée dans [1]. Dans cette configuration, le panneau solaire est incliné à un angle de 10° , ce qui influence la direction et l'efficacité du flux d'air généré par l'actionneur EHD.

La simulation numérique [2] présentée par les figures III.2-5 illustre le comportement global du vent électrique généré par une décharge couronne. Ces résultats mettent en évidence les distributions spatiales du champ électrique, de la densité de charge d'espace, de la force électro-hydrodynamique (EHD) et du champ de vitesse induit par cette force.

Avant d'analyser le comportement des particules de poussière sous l'effet du vent électrique, il est essentiel de présenter les profils du champ électrique et de la densité de

charge d'espace. Ces deux grandeurs physiques sont en effet directement liées aux forces électrostatiques qui influencent le mouvement des particules, comme le décrit les équations (II.25-30).

III.3.1. Distribution du champ électrique

La figure III.2 présente la distribution bidimensionnelle du champ électrique, visualisée à travers les lignes de champ s'étendant du fil corona vers les deux plaques collectrices. L'intensité du champ électrique atteint une valeur maximale d'environ 1.19×10^7 V/m à proximité immédiate du fil, en raison de la forte concentration de charges et de la courbure prononcée de sa surface. Cette intensité décroît rapidement avec la distance, atteignant environ 10^6 V/m à l'extrémité des lignes de champ, près des plaques. Cette variation spatiale du champ électrique a des implications significatives sur l'accélération des particules de gaz dans la zone de dérive. En effet, les ions générés près du fil sont accélérés par le champ électrique vers les plaques, transférant leur quantité de mouvement aux molécules neutres d'air par collision, ce qui génère un flux d'air ou le vent électrique. Un examen attentif de la figure III.2 révèle que l'intensité du champ électrique atteint un minimum à quelques millimètres de la plaque collectrice, avant d'augmenter à proximité immédiate de celle-ci. Ce comportement s'explique par l'accumulation de charges d'espace sur la plaque collectrice.

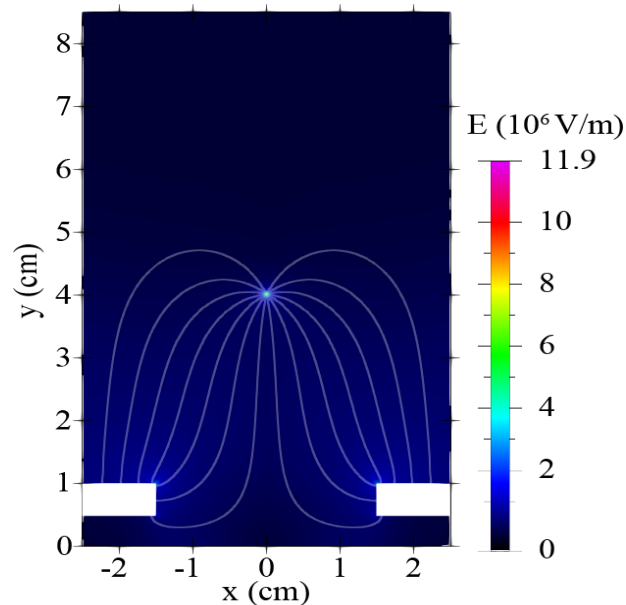


Figure 0-2: Distribution spatiale 2D du champ électrique pour $d=3$ cm, $l=1$ cm, $r_0=100$ μ m, $L=3$ cm et $\phi=-25$ kV[2].

III.3.2. Distribution de la densité de charge

Dans une décharge couronne de polarité négative, les électrons sont émis par le fil cathodique et accélérés sous l'effet du champ électrique intense. Au cours de leur déplacement, ces électrons entrent en collision inélastique avec les molécules neutres du gaz environnant, provoquant leur ionisation et générant des électrons secondaires. Ce processus, connu sous le nom d'avalanche électronique, conduit à la formation d'ions positifs qui, en raison de leur polarité, dérivent vers le fil cathodique.

Parallèlement, dans un gaz électronégatif tel que l'air, les électrons libres peuvent s'attacher aux molécules neutres, formant ainsi des ions négatifs. Ces derniers sont ensuite entraînés vers l'électrode de masse sous l'effet du champ électrique. En conséquence, la région de dérive est principalement peuplée d'ions négatifs, ce qui influence la distribution du champ électrique et le comportement global de la décharge (voir Figure III.3).

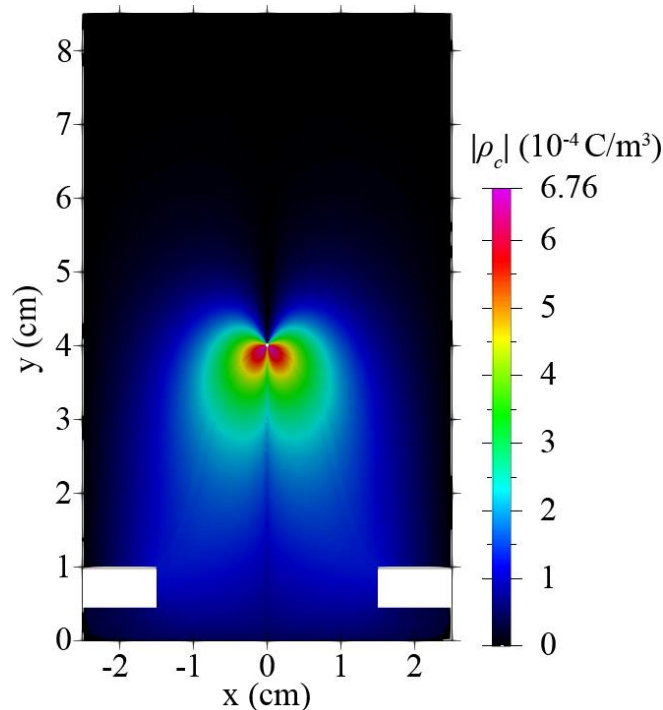


Figure 0-3: Distribution spatiale 2D de la charge d'espace pour $d=3$ cm, $l=1$ cm, $r_0=100$ μ m, $L=3$ cm et $\phi=-25$ kV[2].

La figure III.3 illustre la distribution bidimensionnelle de la densité de charge d'espace dans le système étudié. Conformément aux travaux de M. R. Bouazza et al. [3], la contribution des électrons à la force électro-hydrodynamique (EHD) totale est négligeable, leur densité étant inférieure d'au moins deux ordres de grandeur à celle des ions positifs et négatifs.

III.3.3. Distribution de la force EHD

Dans la région d'ionisation, caractérisée par un champ électrique intense, les ions positifs dominent la génération de la force EHD. La cathode présente une densité de force maximale d'environ $1.08 \times 10^4 \text{ N/m}^3$. En revanche, dans la région de dérive, où le champ électrique est environ un ordre de grandeur inférieur à celui de la région d'ionisation, les ions négatifs sont les principaux contributeurs à la force EHD. Bien que l'intensité de la force EHD y soit plus faible, son influence s'étend sur une surface plus importante, ce qui est cohérent avec les observations expérimentales et les simulations numériques.

La figure III.4 présente la distribution spatiale bidimensionnelle de la densité de force électro-hydrodynamique (EHD), accompagnées d'un agrandissement centré autour du fil corona. Comme précédemment mentionné, la force EHD subit une inversion de signe à la frontière entre la région d'ionisation et celle de dérive, où le processus d'attachement électronique devient prédominant sur l'ionisation. Dans cette zone de dérive, caractérisée par une charge d'espace négative, le flux d'air est dirigé vers les plaques collectrices sous l'effet des ions négatifs dérivant dans le champ électrique.

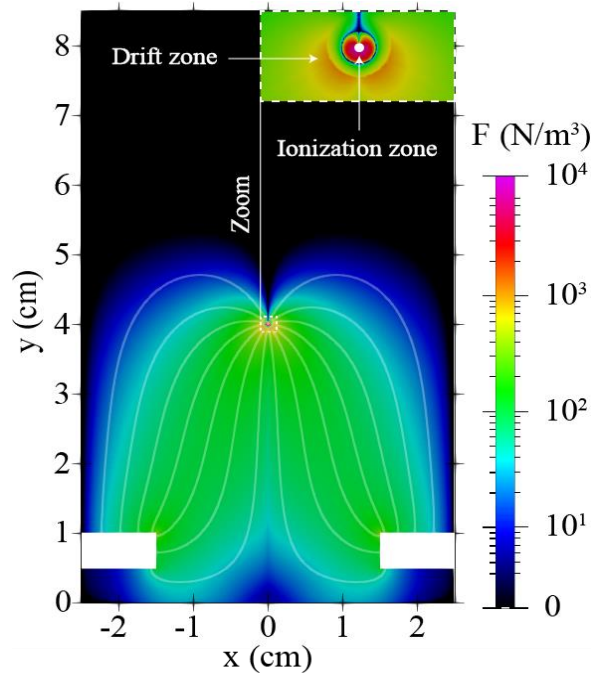


Figure 0-4: Distribution spatiale 2D de la force EHD pour $d=3$ cm, $l=1$ cm, $r_0=100$ μm , $L=3$ cm et $\phi=-25$ kV[2].

III.3.4. Distribution de la vitesse de l'air

La figure III.5 illustre la distribution bidimensionnelle de la vitesse du gaz dans l'espace inter-électrodes, générée par une décharge corona négative, ainsi que les lignes de courant associées. La vitesse maximale de l'air, atteignant environ 2,1 m/s, est observée sous le fil corona et dans le flux dévié circulant parallèlement aux parois latérales de l'actionneur. Cette accélération est principalement due à la force électro-hydrodynamique (EHD) agissant dans la zone de dérive, où les ions négatifs transfèrent leur quantité de mouvement aux molécules neutres, entraînant ainsi le gaz vers les plaques collectrices.

De plus, la vitesse du gaz demeure élevée aux extrémités de la sortie en raison de la faible surface de sortie, ce qui accroît l'énergie cinétique de l'écoulement dans ces zones. La combinaison de ces caractéristiques d'écoulement et des tourbillons recirculants contribue à l'efficacité et aux performances globales de l'actionneur à vent électrique.

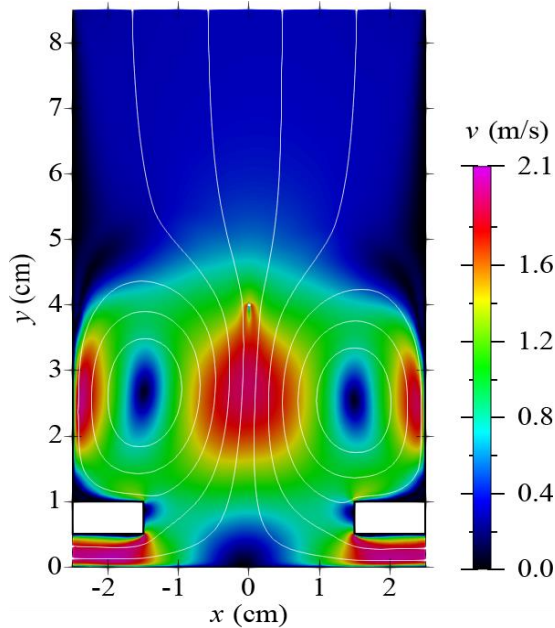


Figure 0-5: Distribution spatiale 2D du vent électrique pour $d=3$ cm, $l=1$ cm, $r_0=100$ μm , $L=3$ cm et $\phi=-25$ kV[2].

III.4. Interaction vent électrique – particules de poussière

Dans cette section, nous étudions le mouvement d'une particule de poussière soumise aux forces décrites au chapitre II. Afin de simplifier l'analyse, nous nous limitons au cas d'une particule isolée et négligeons les interactions entre particules. Le champ électrique ainsi que la vitesse du vent électrique, tels qu'obtenus dans [2] (voir première section), sont utilisés comme paramètres dans l'équation (II.22), pour prédire le mouvement de la particule de poussière. Sur le panneau solaire, une particule de poussière est soumise à plusieurs forces influençant son mouvement : la force électrostatique de Coulomb, la force de traînée induite par le vent électrique, et la composante de la force gravitationnelle due à l'inclinaison du panneau.

La particule de poussière est modélisée comme une sphère de diamètre $d_p = 400$ μm et de masse volumique $\rho_p = 2,6$ g/cm^3 . À l'instant initial $t=0$ s, la particule est supposée placée à une distance verticale de $x_0 = 0.3 L$ en dessous de l'actionneur, où L représente la largeur de ce dernier. L'actionneur EHD, doté de deux sorties de vent électrique, est étudié ici en se concentrant sur la sortie 2. La longueur du panneau solaire est notée L_p . Sous l'influence du

champ de vitesse \vec{U}_g généré par l'actionneur, la particule se déplace avec une vitesse \vec{V}_p le long de l'axe des x.

III.4.1. Influence de la force de Coulomb

La figure III.6 présente les composantes du champ électrique à proximité de la surface du panneau solaire, juste en dessous de l'actionneur. L'intensité de la composante E_x varie de 0 à environ 6×10^5 V/m, une valeur suffisante pour entraîner l'accélération des particules de poussière électriquement chargées. En comparaison, la composante E_y du champ électrique est d'un ordre de grandeur inférieur, ce qui justifie la négligence du mouvement des particules selon l'axe y.

Il est observé que E_x change de signe à une distance de 1,2 cm du centre de l'actionneur. Lorsque E_y est positif, la force de Coulomb résultante agit vers le haut, facilitant le détachement des particules de poussière de la surface en s'opposant aux forces d'adhésion de Van der Waals et à la gravité. À l'inverse, si E_y devient négatif, la force de Coulomb est dirigée vers le bas, s'ajoutant aux forces d'adhésion et gravitationnelles, augmentant ainsi la probabilité que la particule demeure attachée à la surface. Par conséquent, l'effet de la composante E_y dépend fortement de la position de la particule par rapport au centre de

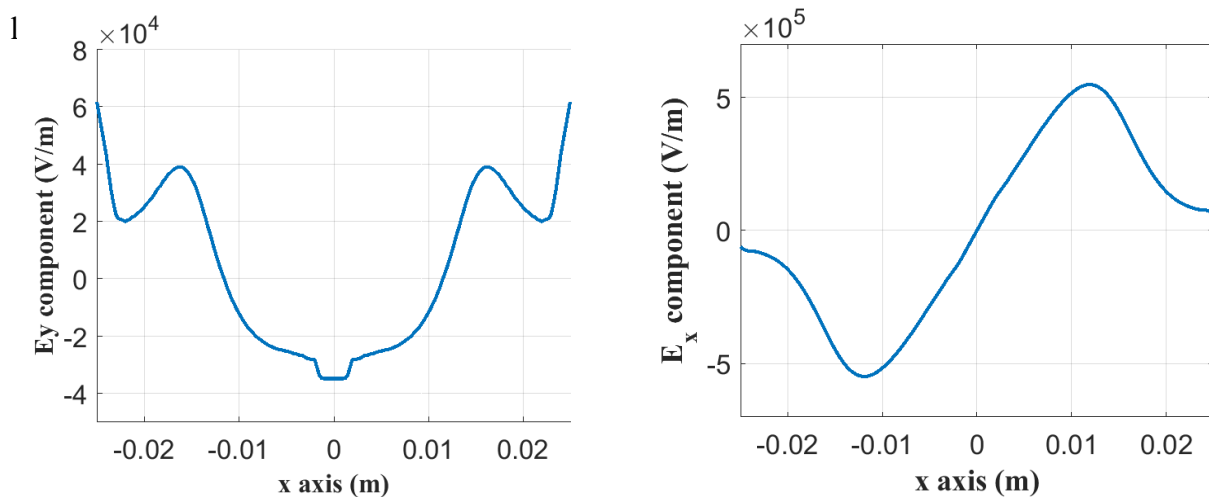


Figure 0-6: Les composantes E_x et E_y du champ électrique près de la surface du panneau solaire, juste sous l'actionneur, à y égal au rayon de la particule de poussière, et pour $d=3$ cm, $l=1$ cm, $r_0=100$ μ m, $L=3$ cm et $\phi=-25$ kV.

Comme l'indique l'équation (II-27), le vent électrique généré par la décharge corona négative contribue à éloigner les particules de poussière de la surface du panneau solaire. La

figure III.5 illustre le profil de distribution de la vitesse du gaz dans l'espace inter-électrodes, résultant d'une décharge couronne négative. La vitesse maximale de l'air, atteignant environ 2,0 m/s, est observée sous le fil corona et dans le flux dévié circulant parallèlement aux parois latérales de l'actionneur.

La figure III.6 illustre la composante x de la position et de la vitesse d'une particule de poussière, en comparant les cas avec et sans prise en compte de la force de Coulomb. Il est important de noter que, en l'absence de portance, les composantes selon l'axe y de la position et de la vitesse ne sont pas considérées.

Les résultats démontrent que la distance parcourue par la particule est significativement augmentée lorsque la force de Coulomb est prise en compte. Par exemple, à $t=0,3$ s, la particule parcourt 9,31 cm sans la force de Coulomb, contre 24,7 cm lorsqu'elle est incluse (voir Figure III.7). Cette différence souligne l'importance de la force électrostatique dans le déplacement des particules de poussière sur la surface inclinée du panneau solaire. Concernant la vitesse des particules de poussière, sa valeur est d'environ 0,5 m/s si l'on néglige la force de Coulomb, et de 1 m/s si l'on considère la force de Coulomb. La vitesse plus élevée des particules de poussière améliore l'efficacité du nettoyage du panneau solaire. On peut donc conclure que le processus de nettoyage est principalement contrôlé par la force de Coulomb lorsque la particule est initialement positionnée sous l'actionneur. En revanche, lorsque la particule est initialement positionnée hors de l'actionneur, la force de Coulomb devient négligeable et le mouvement de la particule est principalement déterminé par la force de traînée causée par le vent électrique et la force de gravité.

Ceci est illustré à la figure III.8, où la force de traînée et la force gravitationnelle représentent 4 à 9 % de la force totale agissant sur la particule de poussière sous l'actionneur, et près de 100 % lorsque $x > 2,4$ cm, à l'extérieur de l'actionneur. Au-delà de ce point, la force gravitationnelle est dominante, et cela dépend de l'angle d'inclinaison du panneau solaire, qui est de 10° dans les calculs actuels. En conclusion, si une particule se trouve devant l'actionneur et n'est pas éliminée par le vent électrique et la force gravitationnelle parce qu'elle adhère plus fortement à la surface du panneau solaire, elle finira par se positionner sous l'actionneur lorsque le dispositif avance. À ce stade, la force de Coulomb s'ajoutera à la force de traînée et à la force gravitationnelle, augmentant la probabilité que la particule de poussière soit éliminée de la surface du panneau solaire.

CHAPITRE III : Modélisation numérique et analyse paramétrique d'un actionneur à vent électrique pour le nettoyage des panneaux solaires

CHAPITRE III : Modélisation numérique et analyse paramétrique d'un actionneur à vent électrique pour le nettoyage des panneaux solaires

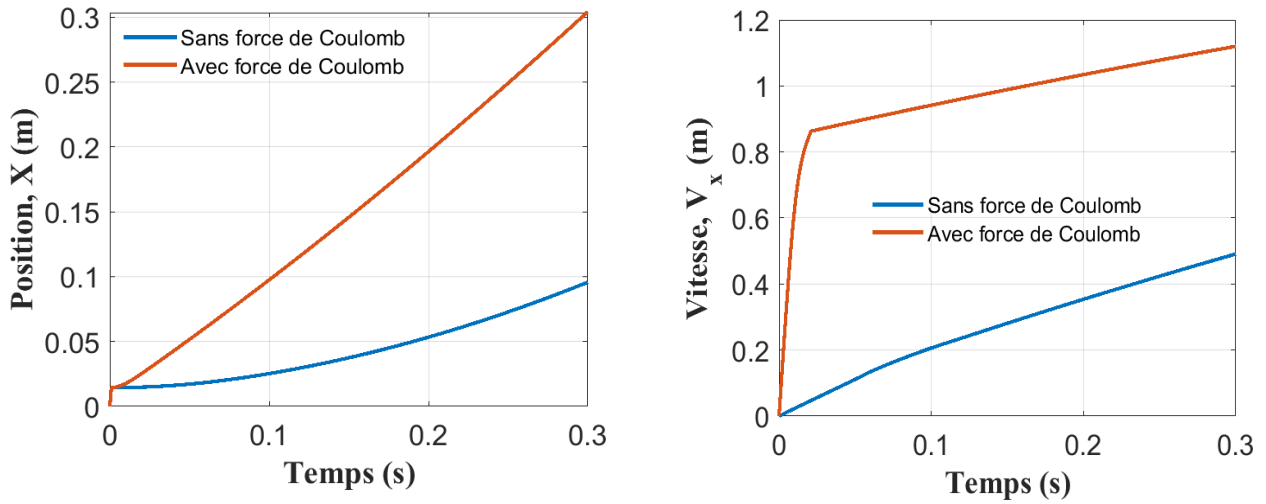


Figure 0-7: (a) Distance parcourue par une particule de poussière. (b) La composante V_x de la vitesse d'une particule de poussière.

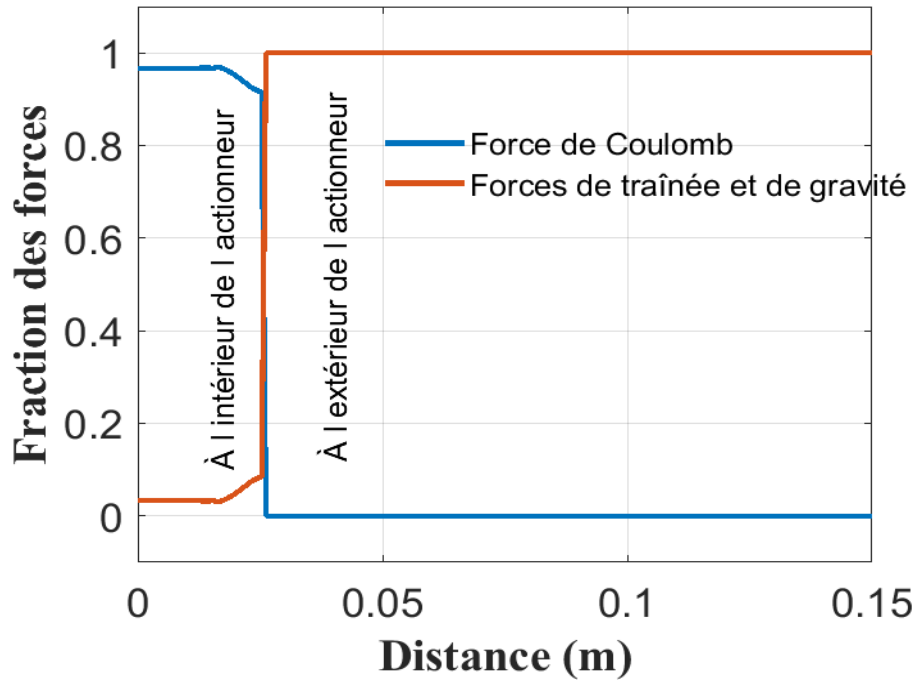


Figure 0-8: Comparaison de la fraction de force de Coulomb avec la fraction combinée des forces de traînée et gravitationnelles, par rapport à la force totale le long de l'axe des x .

III.4.2. Étude paramétrique

Dans cette section, nous analysons l'effet de plusieurs paramètres sur l'efficacité de nettoyage d'un actionneur à vent électrique. Les paramètres considérés sont les suivants : la taille et la densité des particules de poussière, la constante diélectrique des particules, leur position initiale ainsi que l'inclinaison du panneau solaire.

III.4.2.1. Effet de la taille des particules de poussière

La modification du rayon de la particule de poussière influence plusieurs paramètres physiques : la masse de la particule, la charge qu'elle porte, le coefficient de frottement ainsi que la force de Van der Waals. Par conséquent, la distance parcourue par la particule ainsi que sa vitesse seront également affectées par cette variation de rayon. Par exemple, à l'instant $t = 0,3s$, la distance parcourue par la particule est quasiment identique pour des rayons de $100 \mu m$ et $200 \mu m$. En revanche, pour des temps plus élevés, la particule de plus grande taille parcourt une distance nettement supérieure (voir Figure III.9).

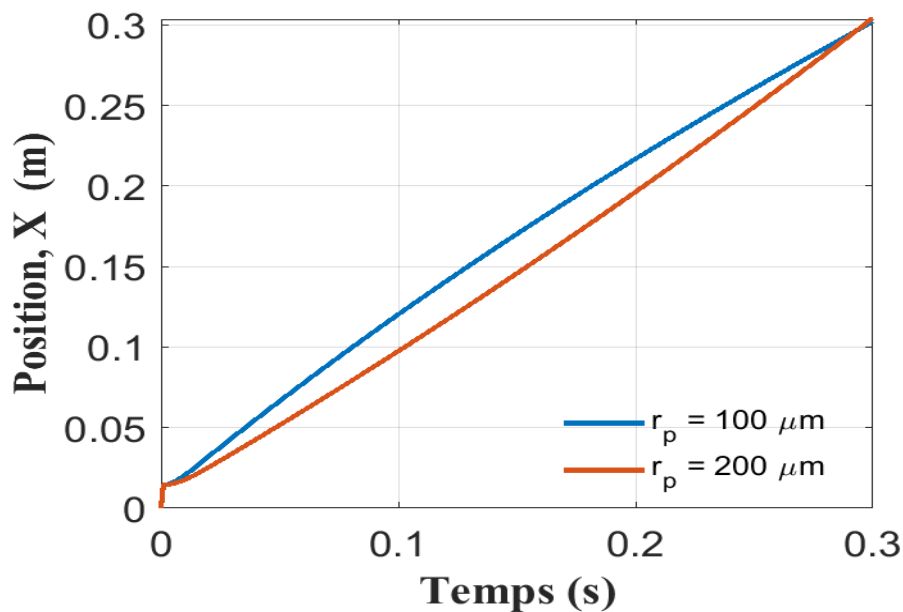


Figure 0-7: Distance parcourue par la particule de poussière sous l'effet du vent électrique et pour une tension appliquée $\phi = -25 kV$: Effet de la taille des particules de la poussière.

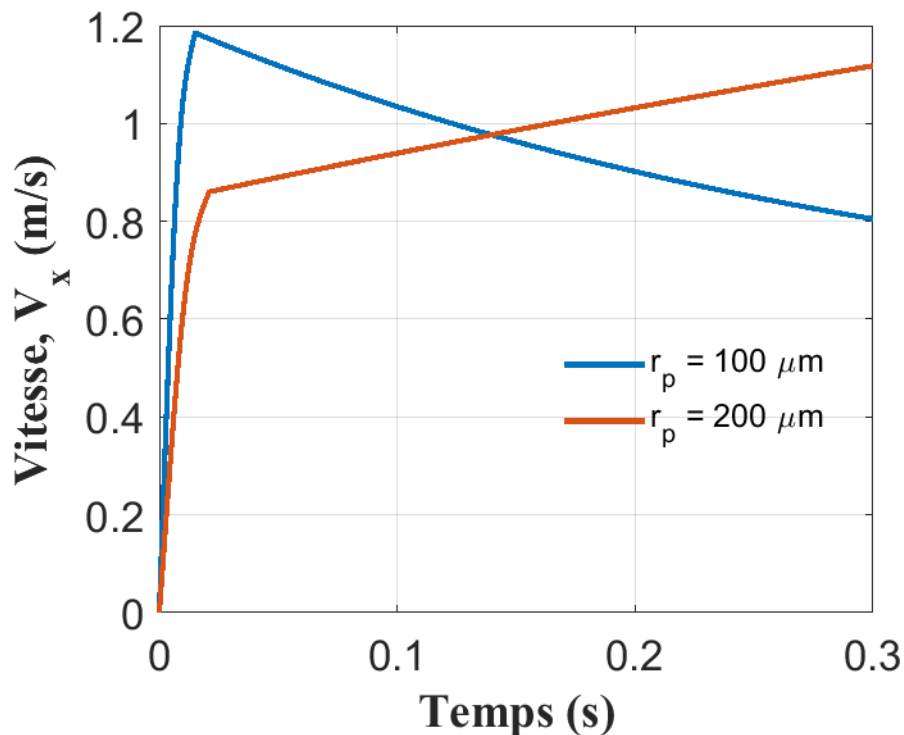


Figure 0-8: La composante V_x de la vitesse d'une particule de poussière sous l'effet du vent électrique et pour une tension appliquée $\phi = -25$ kV: Effet de la taille des particules de la poussière.

La Figure III.10 montre que la vitesse d'une particule de poussière est initialement plus élevée lorsque son rayon est plus petit. Toutefois, à partir de $t = 0,14$ s, cette tendance s'inverse: les particules de plus grand rayon présentent alors une vitesse supérieure. Ce comportement peut s'expliquer par le fait qu'une augmentation du rayon de la particule entraîne une diminution de sa charge électrique, réduisant ainsi la force de Coulomb exercée sur elle. Cette réduction de force conduit à une diminution de la vitesse de la particule à la sortie du réacteur. Par ailleurs, l'accroissement de la masse associé à un plus grand rayon contribue également à la baisse de vitesse. À l'extérieur du réacteur, la force de Coulomb devient négligeable, laissant place à la force de traînée et à la gravité comme forces dominantes (voir Figure III.11). Dans ce contexte, les particules de petite taille voient leur vitesse chuter rapidement en raison d'une traînée importante, tandis que les particules plus grandes, moins freinées par l'air, continuent d'accélérer sous l'effet de la gravité.

Ce comportement peut être confirmé en examinant le bilan des forces. À un temps élevé, lorsqu'une particule atteint une vitesse constante, la force gravitationnelle le long de l'axe O_x est égale à la force de résistance de l'air, soit :

$$6\pi \cdot \eta_g r_p \frac{1}{Cu} (V_p) = m_p g \sin(\alpha)$$

D'où

$$V_p = \frac{\rho \left(\frac{4}{3} \pi r_p^3\right) g \sin(\alpha)}{6\pi \cdot \eta_g r_p \frac{1}{Cu}} = \frac{2}{9} \left(\frac{\rho Cu r_p^2 \sin(\alpha)}{\eta_g} \right)$$

Cette relation montre que, lorsque le rayon de la particule est plus petit, sa vitesse est également plus faible, bien que, initialement (à la sortie du réacteur), la particule de rayon plus petit ait une vitesse plus grande. La Figure III.12 illustre la variation de la somme de la force de traînée et de la force de gravité, rapportée à la masse de la particule. Elle confirme la diminution rapide de la vitesse lorsque la taille de la particule diminue, en montrant clairement que cette force devient négative et que sa valeur absolue augmente à mesure que le rayon de la particule diminue.

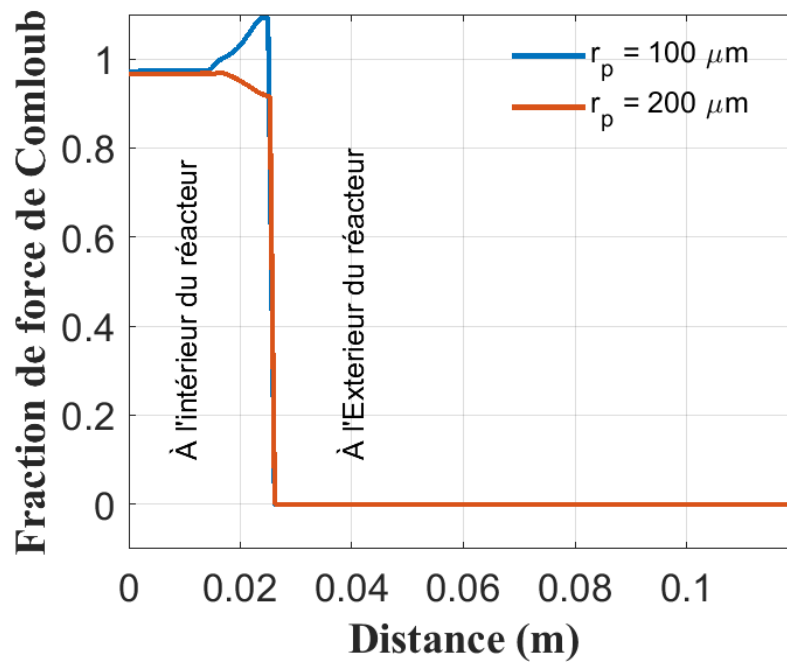


Figure 0-9: Variation de la force de Coulomb en fonction de la distance parcourue par la particule de poussière: Effet de la taille des particules de la poussière.

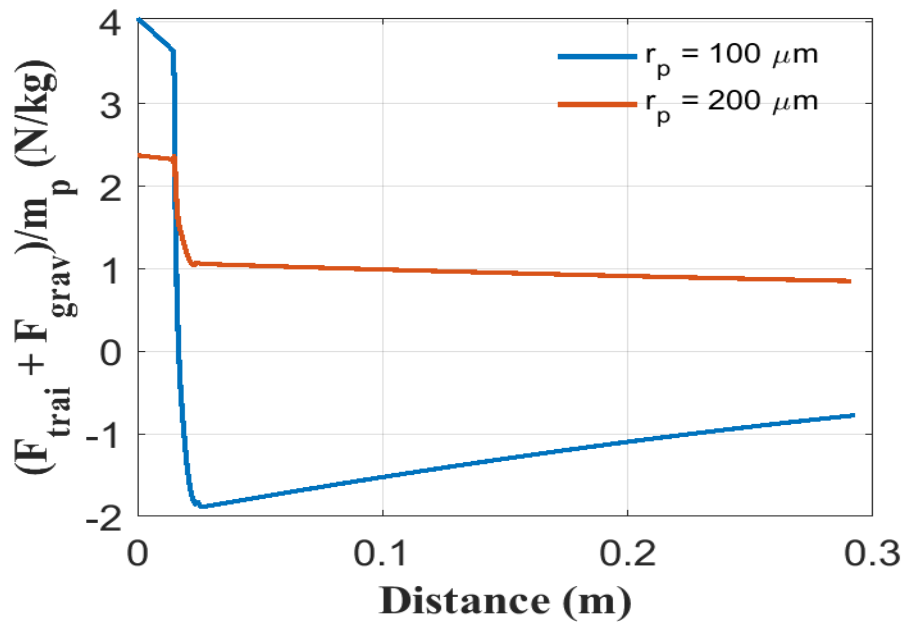


Figure 0-10: Variation de la somme des forces d'entraînement et de gravité en fonction de la distance parcourue par la particule de poussière: Effet de la taille des particules de la poussière.

III.4.2.2. Effet de la densité des particules de poussière

La densité de la particule de poussière n'influe que sur son poids. Lorsque cette densité diminue, la composante horizontale du poids, parallèle à la surface du panneau solaire, diminue également. Cela se traduit par une réduction de la vitesse de la particule, et donc par une diminution de la distance qu'elle parcourt, comme illustrent les figures Figure III.13 et Figure III.14.

En revanche, lorsque la particule se trouve à l'intérieur du réacteur, une faible densité entraîne une augmentation de sa vitesse. Cela s'explique par l'effet de la force de Coulomb, qui ne dépend que de la charge de la particule et demeure dominante dans cet environnement. Autrement dit, la force reste constante tandis que la masse diminue, ce qui entraîne une augmentation de l'accélération de la particule.

La Figure III.15 montre que la force du vent électrique appliquée sur la particule par unité de masse est plus importante lorsque celle-ci est plus légère. À l'extérieur du réacteur, où la vitesse du vent électrique diminue, le frottement dû à l'air devient plus significatif pour les particules de faible masse. Ainsi, si la vitesse relative du vent électrique par rapport à celle de la particule est positive, cette dernière s'accélère ; dans le cas contraire, elle décélère, comme l'indique la relation II-27.

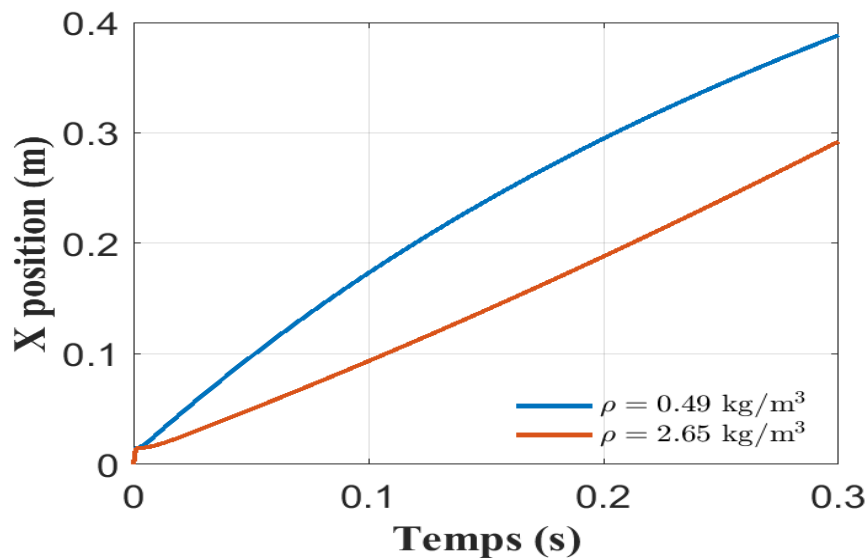


Figure 0-11: : Distance parcourue par la particule de poussière sous l'effet du vent électrique et pour une tension appliquée $\phi = -25 \text{ kV}$: Effet de la densité de particule de la poussière.

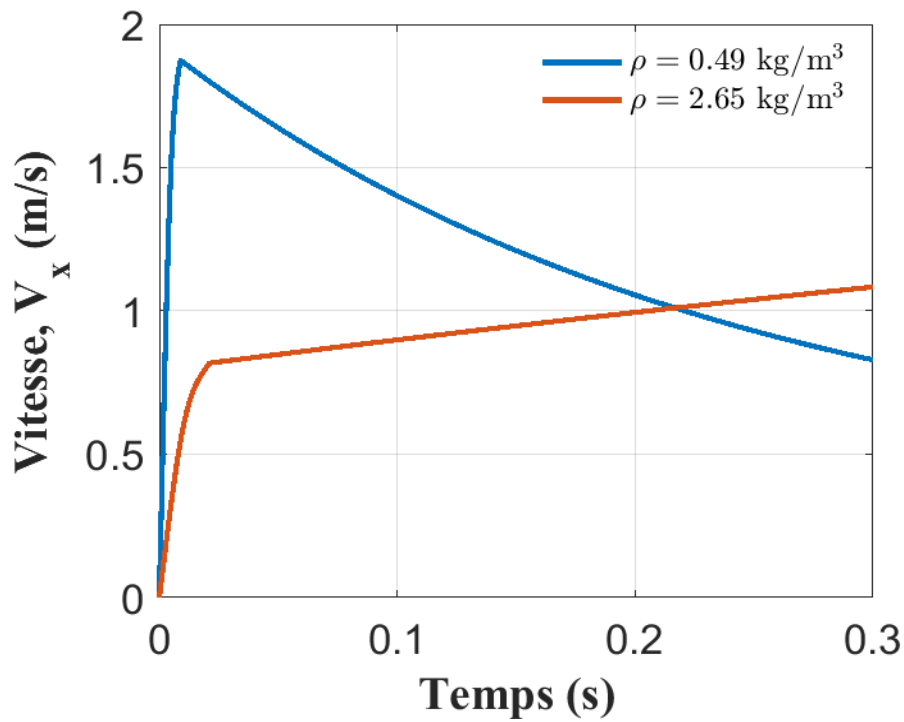


Figure 0-12: La composante V_x de la vitesse d'une particule de poussière sous l'effet du vent électrique et pour une tension appliquée $\phi = -25 \text{ kV}$: Effet de la densité de particule de la poussière.

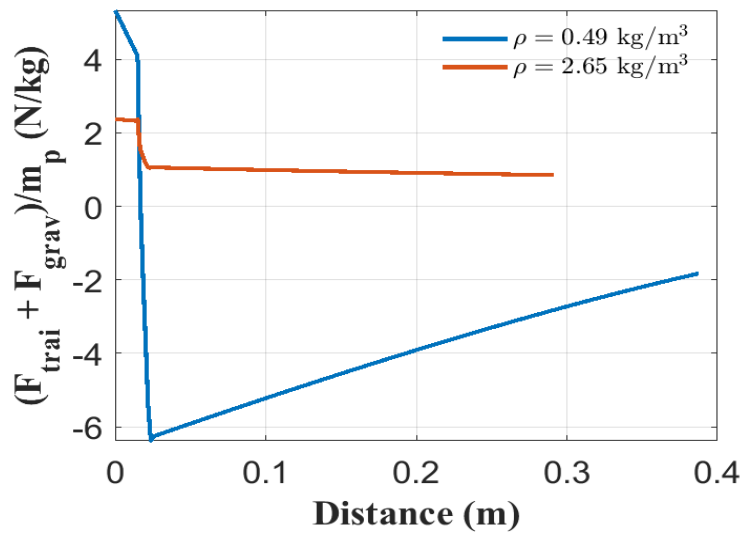


Figure 0-13: Variation de la somme des forces d'entraînement et de gravité en fonction de la distance parcourue par la particule de poussière: Effet de la densité de particule de la poussière.

III.4.2.3. Effet du constant diélectrique des particules de poussière

La constante diélectrique (ou permittivité relative, notée ϵ_r) de la poussière ou du sable dépend de plusieurs paramètres physiques, chimiques et environnementaux. Les principaux facteurs qui peuvent modifier cette constante sont :

1. Humidité : L'humidité est un facteur crucial qui peut augmenter la constante diélectrique en rendant les molécules polaires plus actives, ce qui est particulièrement important dans les environnements à forte humidité [4-5].

2. Température : La constante diélectrique diminue en général avec l'augmentation de la température, mais cela dépend aussi de la teneur en eau.

3. Composition chimique et structure physique : La composition chimique et la structure physique du matériau, y compris la présence de particules ou d'impuretés, peuvent affecter sa constante diélectrique [4].

Dans ce qui suit, nous allons montrer l'effet de la constante diélectrique sur la vitesse d'une particule de poussière. Nous testons deux valeurs de la constante diélectrique ($\epsilon_r = 3$ et $\epsilon_r = 10$). Selon la relation (II-26), une augmentation de cette constante entraîne une élévation de la charge de saturation de la particule, ce qui se traduit par une augmentation de la force de Coulomb exercée sur celle-ci.

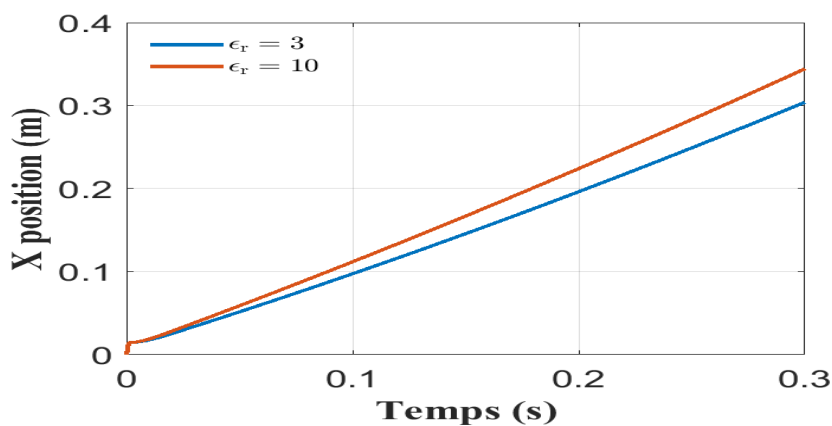


Figure 0-14: Distance parcourue par la particule de poussière sous l'effet du vent électrique et pour une tension appliquée $\phi = -25$ kV: Effet de la constante diélectrique de la particule de poussière.

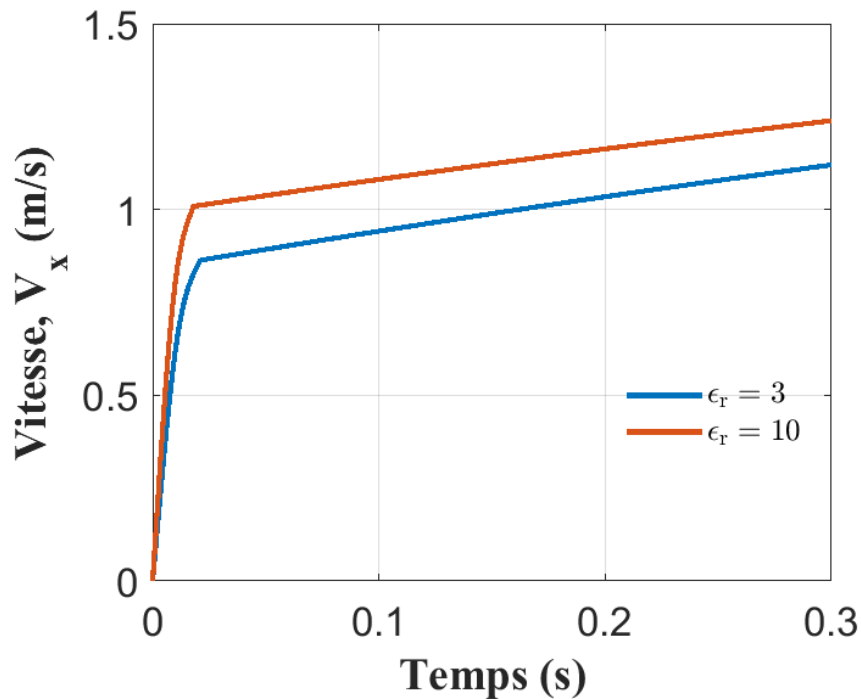


Figure III-15: La composante V_x de la vitesse d'une particule de poussière sous l'effet du vent électrique et pour une tension appliquée $\phi = -25$ kV: Effet de la constante diélectrique de particule de la poussière.

La Figure III.17 illustre l'évolution de la position des particules de poussière soumises à différentes forces électrostatiques et mécaniques, en fonction de deux valeurs distinctes de la constante diélectrique relative, à savoir $\epsilon_r = 3$ et $\epsilon_r = 10$. La position initiale de la particule est $0.6 \times (L/2)$. On observe que, pour $\epsilon_r = 10$, la particule de poussière parcourt une distance plus grande que dans le cas où $\epsilon_r = 3$. Il en va de même pour la vitesse, qui est également plus élevée lorsque $\epsilon_r = 10$. Par exemple, à $t = 0,3$ s, la vitesse est égale à 1,12 m/s pour $\epsilon_r = 3$ et 1,24 m/s pour $\epsilon_r = 10$.

La Figure III.18 présente la variation de la force de Coulomb en fonction de la distance parcourue par la particule. À l'intérieur de l'actionneur, cette force atteint $1,18 \times 10^{-6}$ N pour $\epsilon_r = 3$ et $1,64 \times 10^{-6}$ N pour $\epsilon_r = 10$. Ces résultats suggèrent que l'augmentation de la constante diélectrique relative permet d'accroître l'intensité des forces électrostatiques agissant sur la particule, améliorant ainsi l'efficacité du processus de nettoyage.

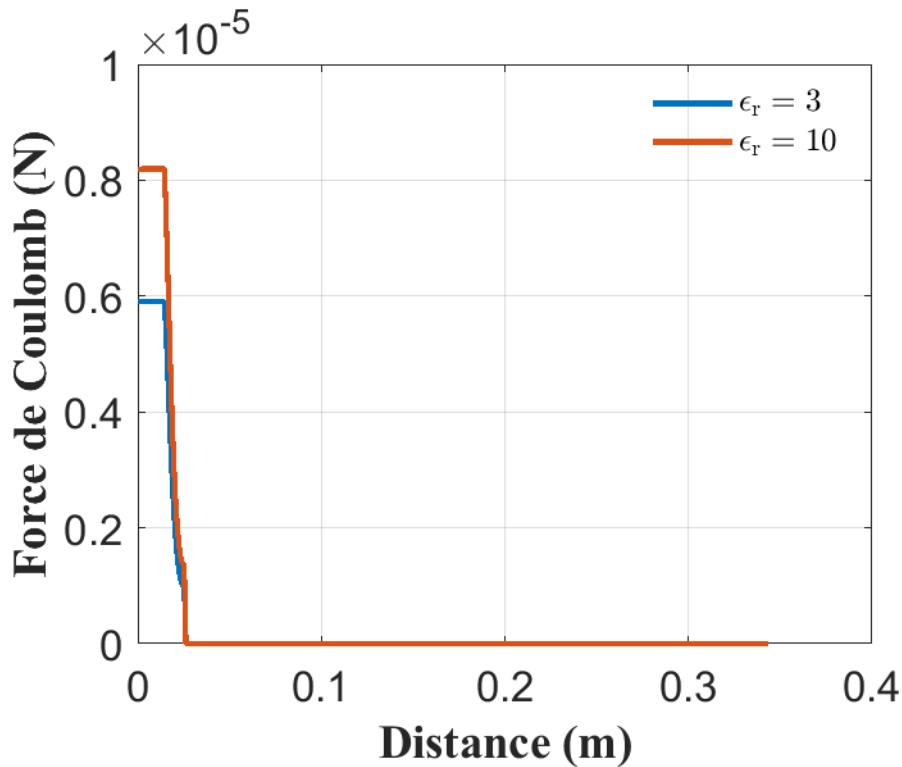


Figure 0-16: Variation de la force de coulomb en fonction de la distance parcourue par la particule de poussière: Effet de la densité de particule de la poussière.

III.4.2.4. Effet de la position initiale

Dans le présent calcul, la particule est supposée être initialement à la position $0,1 \times (L/2)$, puis à la position $0,6 \times (L/2)$. Comme le montrent les Figure III.19 et III.20, au début du mouvement, la vitesse de la particule lorsqu'elle démarre depuis $0,6 \times (L/2)$ est plus élevée que lorsqu'elle démarre de $0,1 \times (L/2)$.

Par exemple, au temps $t = 0,05$ s, la distance parcourue par la particule est de 5,25 cm si elle part de $0,6 \times (L/2)$, contre 4,47 cm si elle part de $0,1 \times (L/2)$.

Cependant, lorsque la particule démarre de $0,1 \times (L/2)$, elle a plus de temps pour s'accélérer. Ainsi, à $t = 0,05$ s, sa vitesse atteint 1,50 m/s, ce qui est supérieur à 0,89 m/s, la vitesse atteinte lorsqu'elle démarre de $0,6 \times (L/2)$. Cela s'explique par le fait que la force de Coulomb appliquée sur la particule atteint des valeurs plus élevées lorsqu'elle commence à $0,1 \times (L/2)$, comme le montre la Figure III.21. En plus le temps d'action de cette force est plus grand.

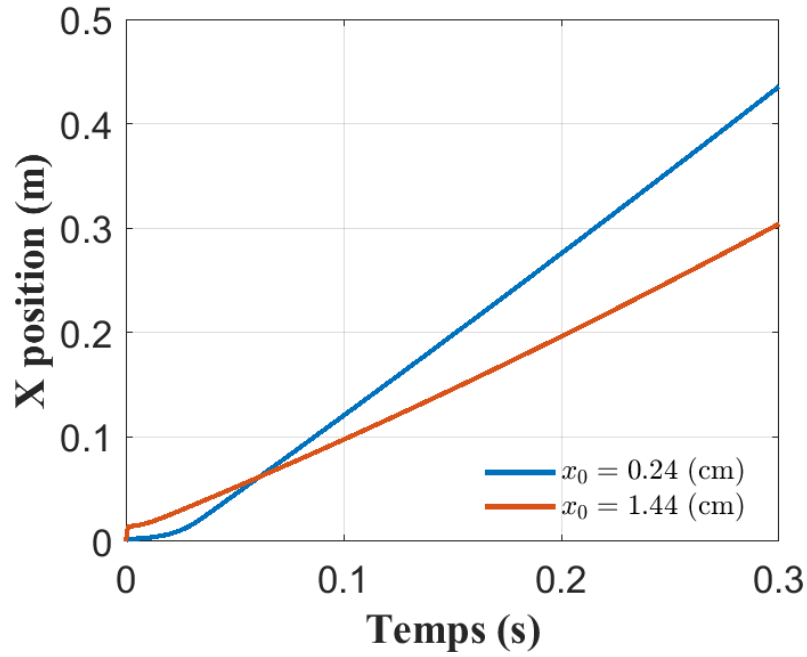


Figure 0-17: Distance parcourue par la particule de poussière sous l'effet du vent électrique et pour une tension appliquée $\phi = -25$ kV: Effet de la position initiale de la particule de poussière.

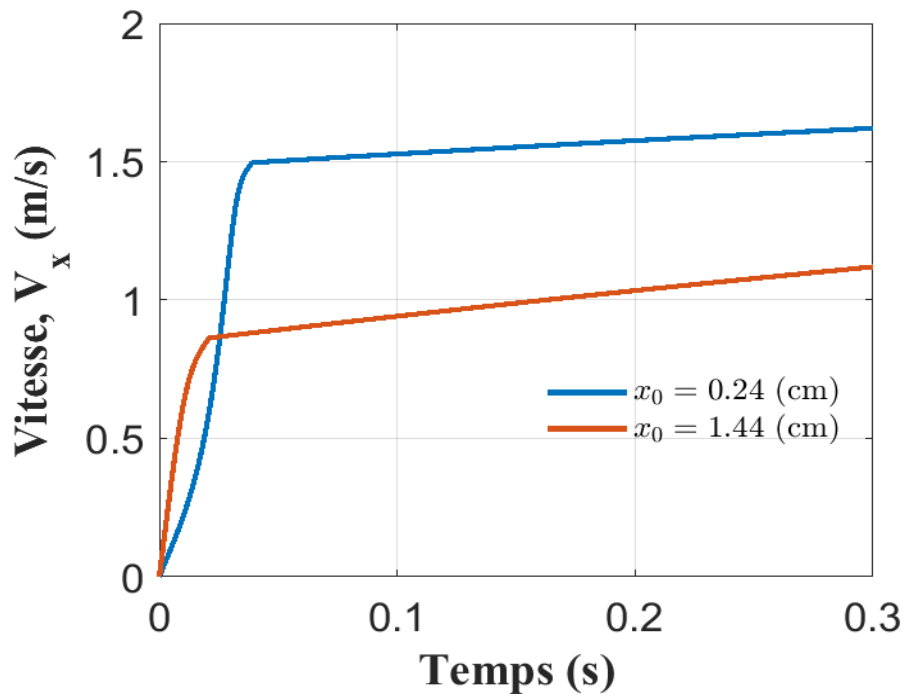


Figure 0-18: La composante $V_x(x)$ de la vitesse d'une particule de poussière sous l'effet du vent électrique et pour une tension appliquée $\phi = -25$ kV: Effet de la position initiale de la particule de poussière.

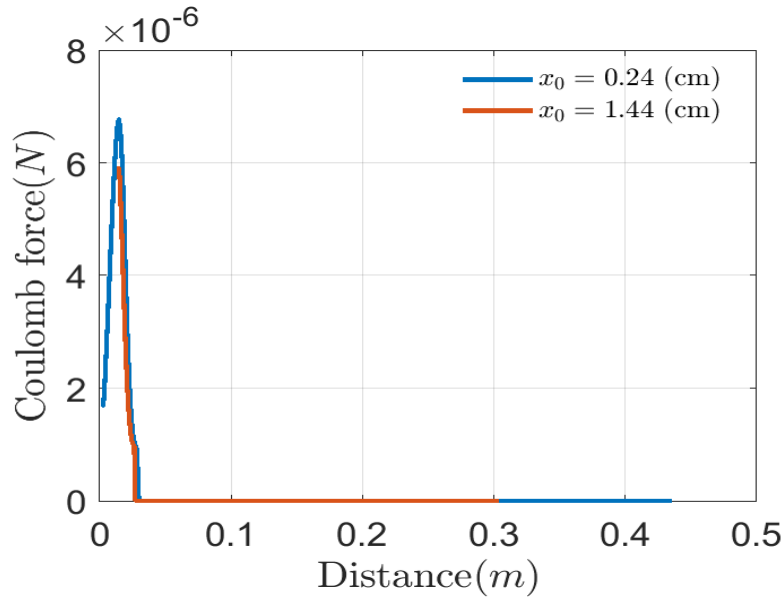


Figure 0-19: Variation de la force de coulomb en fonction de la distance parcourue par la particule de poussière: Effet de la position initiale de la particule de poussière

III.4.2.5. Effet de l'inclinaison du panneau solaire

L'augmentation de l'angle de l'inclinaison du panneau solaire fait augmenté la force tangentielle du au poids de la particule de la poussière et cela vas améliorer le processus de nettoyage du panneau solaire. Cependant, le choix de l'angle d'inclinaison d'un panneau solaire est un élément clé pour optimiser sa production énergétique. Plusieurs paramètres influent sur le choix de l'angle d'inclinaison d'un panneau solaire, car cet angle détermine la quantité d'énergie solaire captée et donc la performance de l'installation photovoltaïque. Voici les principaux facteurs à considérer :

1. La latitude géographique du lieu d'installation

L'angle d'inclinaison optimal dépend fortement de la latitude, c'est-à-dire la position géographique par rapport à l'équateur. En général, l'inclinaison idéale est proche de la latitude du lieu, souvent ajustée de quelques degrés pour maximiser la production annuelle. Pour l'Algérie, la plage d'angle d'inclinaison optimale des panneaux solaires fixes varie généralement entre 27° et 33° par rapport à l'horizontale, orientés vers le sud. Cette plage permet de maximiser la production annuelle d'énergie photovoltaïque selon la latitude et les conditions locales [7-8].

2. La saisonnalité du rayonnement solaire

Le soleil ne se trouve pas à la même hauteur dans le ciel selon les saisons. Par exemple, en hiver, le soleil est plus bas, donc une inclinaison plus forte (environ 60°) permet de capter plus efficacement les rayons solaires. En été, le soleil est haut, donc une inclinaison plus faible (entre 10° et 20°) est préférable pour maximiser la captation solaire. Pour une installation fixe, on choisit souvent un angle intermédiaire (entre 15° et 45°) afin d'avoir une production équilibrée tout au long de l'année [8,10].

3. L'orientation de la toiture

L'inclinaison est souvent dictée par la pente naturelle de la toiture sur laquelle les panneaux sont installés. Modifier cette inclinaison peut être coûteux et n'est pas toujours justifié, car les panneaux peuvent capter aussi la lumière diffuse. Ainsi, on privilégie souvent l'angle naturel de la toiture, qui est généralement proche de l'angle optimal [8,10].

4. L'objectif de production énergétique

Si l'objectif est d'optimiser la production annuelle totale (vente d'électricité ou autoconsommation), on choisira un angle intermédiaire qui maximise la production moyenne sur l'année. Si l'on souhaite privilégier la production en hiver (période où la consommation est souvent plus élevée), on peut augmenter l'inclinaison. Pour maximiser la production estivale, on choisira un angle plus faible [8-10].

5. Les contraintes locales spécifiques

L'altitude et les conditions climatiques (présence fréquente de neige, vent, ombrages) peuvent influencer le choix de l'inclinaison pour faciliter le nettoyage naturel des panneaux ou éviter l'accumulation de neige. Les règles d'urbanisme ou la structure du bâtiment peuvent aussi limiter les possibilités d'inclinaison [11].

Dans le cadre de ce calcul, les angles de 10^0 et 30^0 ont été choisis pour l'analyse de l'effet de l'inclinaison du panneau solaire sur l'efficacité de nettoyage de l'actionneur.

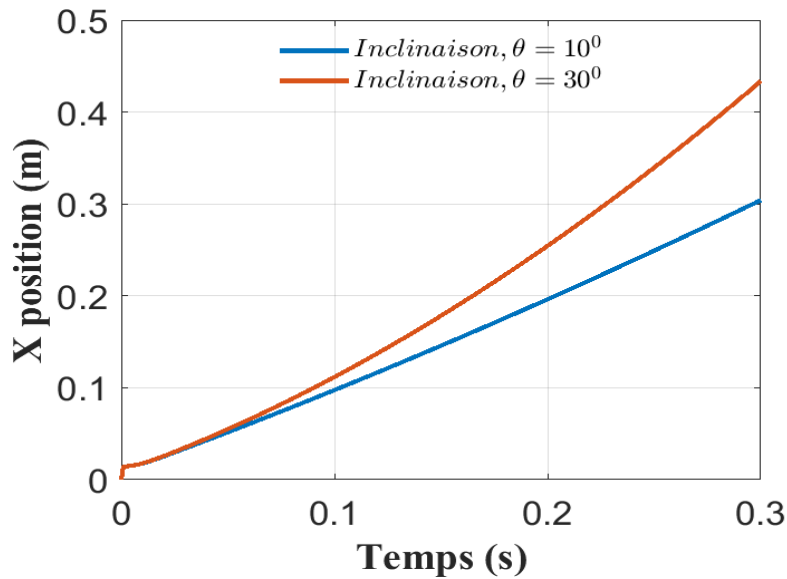


Figure 0-20: Distance parcourue par la particule de poussière sous l'effet du vent électrique et pour une tension appliquée $\phi = -25$ kV: Effet de la position initiale de la particule de poussière.

La distance parcourue par la particule de poussière est évidemment plus grande lorsque l'angle d'inclinaison du panneau solaire est plus grand, en raison de la force de gravitation qui devient plus grande lorsque l'angle d'inclinaison augmente. Il en va de même pour la vitesse. A titre d'exemple, à l'instant $t = 0.3$ s, lorsque l'angle d'inclinaison est de 10° , la particule de poussière a parcouru une distance de 30,4 cm, avec une vitesse instantanée de 1,1 m/s. En revanche, pour un angle d'inclinaison de 30° , la distance parcourue s'élève à 43,15 cm et la vitesse atteint 1,96 m/s.

Donc, il est évident que le nettoyage par vent électrique devient plus efficace lorsque l'angle d'inclinaison du panneau est plus grand.

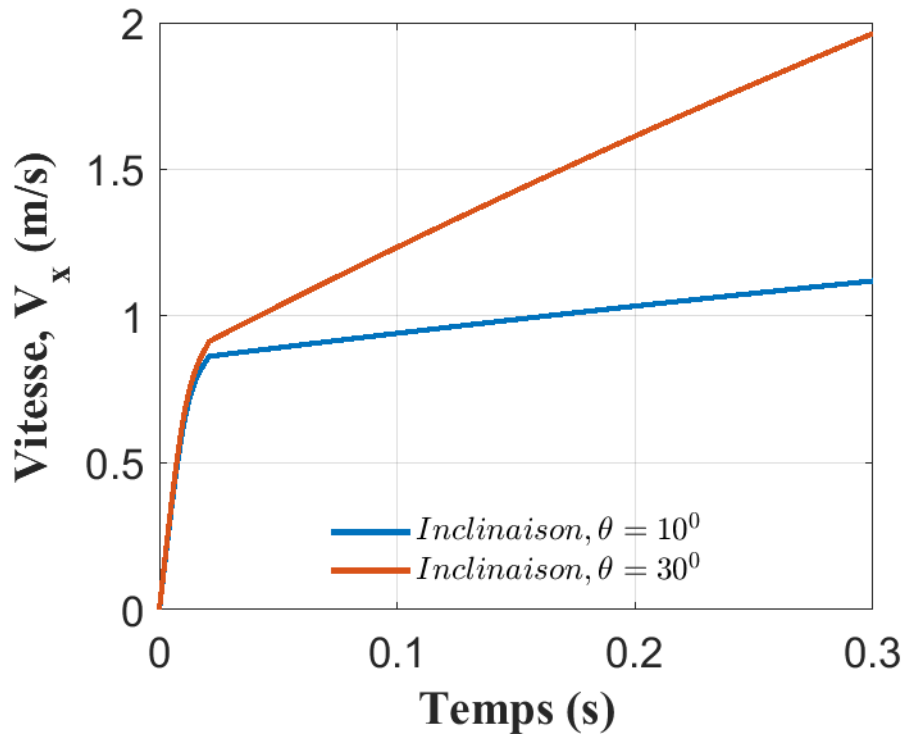


Figure 0-21: La composante V_x de la vitesse d'une particule de poussière sous l'effet du vent électrique et pour une tension appliquée $\phi = -25$ kV: Effet de la position initiale de la particule de poussière.

Quand la particule de poussière est à l'intérieur du réacteur, la force d'entraînement due au vent électrique est positive et dépend peu de l'angle d'inclinaison du panneau solaire. Cela est dû au fait que cette force est principalement liée au vent électrique, qui est indépendant de la gravitation.

En revanche, lorsque la particule de poussière est à l'extérieur du réacteur, la vitesse du vent électrique diminue rapidement, et la particule est principalement accélérée par la force de gravitation. De ce fait, la force d'entraînement devient négative, c'est-à-dire qu'elle agit comme une force de résistance, due au frottement avec l'air, comme indiqué par la relation 0.27.

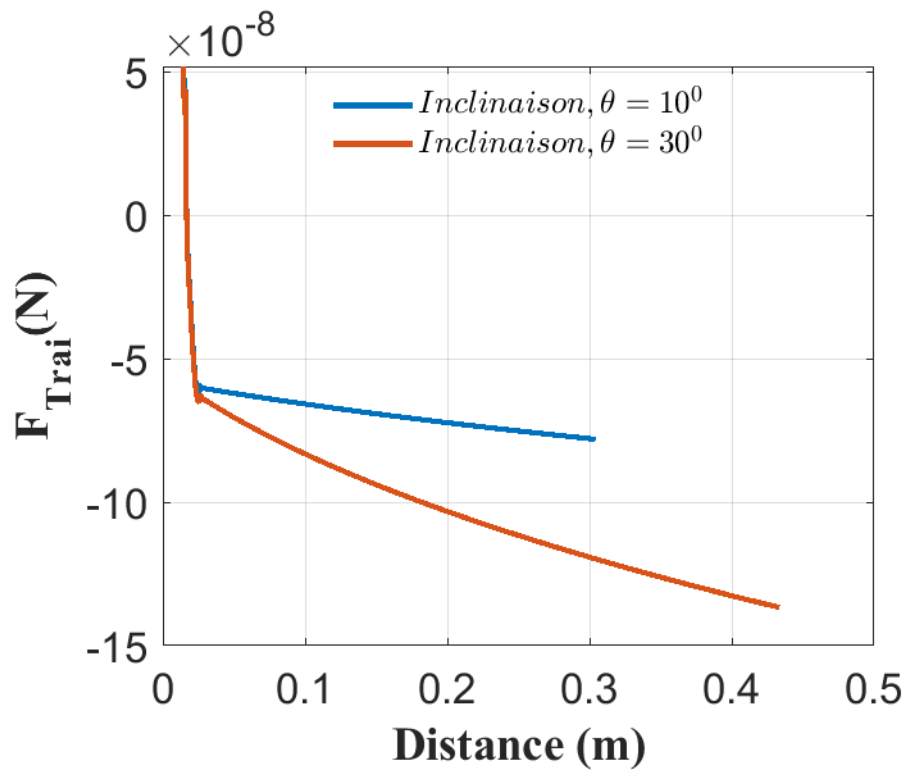


Figure III-22: Variation de la force de coulomb en fonction de la distance parcourue par la particule de poussière: Effet de la position initiale de la particule de poussière.

III.5. Conclusion

Cette étude a permis de démontrer l'efficacité d'un actionneur à vent électrique basé sur la décharge couronne pour le nettoyage des panneaux solaires. À travers une modélisation numérique détaillée, les profils du champ électrique, de la densité de charge, de la force électro-hydrodynamique et de la vitesse de l'air ont été établis. Les résultats montrent que le vent électrique généré par la décharge est capable de déplacer significativement les particules de poussière, surtout lorsque la force de Coulomb est prise en compte. Il a été mis en évidence que plusieurs paramètres influencent directement l'efficacité du nettoyage : la taille, la densité et la constante diélectrique des particules, leur position initiale ainsi que l'inclinaison du panneau solaire. En particulier, l'augmentation de l'angle d'inclinaison améliore la contribution de la gravité, tandis que des particules de grande taille et de faible densité réagissent mieux aux forces en présence. L'interaction complexe entre les forces électrostatiques et mécaniques souligne l'importance d'une optimisation multi-paramétrique pour maximiser le rendement du dispositif. Ces résultats constituent une base pour le développement de solutions de nettoyage autonomes, sans eau ni pièces mobiles, adaptées aux environnements désertiques. Des validations expérimentales futures permettront d'affiner ces modèles et d'envisager leur intégration industrielle à grande échelle.

III.6. Références bibliographiques

- [1] K. Yanallah et al., "A new numerical approach for efficient modeling of positive corona discharge and its associated electric wind," *J. Phys. D Appl. Phys.*, vol. 56, no. 41, p. 415201, Jul. 2023, doi: 10.1088/1361-6463/ace456.
- [2] Khelifa Yanallah, Amine Chelih, Yassine Bellebna, Nezha Kadous, Zeid Bendaoudi, Ayyoub Zouaghi, Amar, "Numerical Analysis of a New Corona Ionic Wind Blower used for Solar Panel Cleaning", accepted for publication in: *IEEE Transaction on Industry Applications* PP(99):1-10, DOI: 10.1109/TIA.2025.3531827
- [3] M. R. Bouazza, K. Yanallah, F. Pontiga, and J. H. Chen, "A simplified formulation of wire-plate corona discharge in air: Application to the ion wind simulation," *Journal of Electrostatics*, vol. 92, pp. 54–65, Apr. 2018, doi: 10.1016/j.elstat.2018.02.001.
- [4] <https://www.ipcb.com/fr/news/9109.html>
- [5] <https://dSPACE.ummto.dz/bitstreams/915d3278-dc79-4e64-b8a2-e00e6aab7729/download>
- [6] https://welter.chimie.unistra.fr/data/cours/dielect_1.pdf
- [7] <https://profilesolar.com/locations/lat32.5041/long3.9099/>
- [8] <https://www.effy.fr/travaux-energetique/solaire/inclinaison-panneau-solaire>
- [9] <https://profilesolar.com/countries/DZ/>
- [10] <https://terresolaire.com/Blog/batiment-solaire/inclinaison-panneau-solaire-orientation/>
- [11] <https://www.panneaux-solaire.ma/2024/07/04/optimiser-lorientation-et-linclinaison-de-vos-panneaux-solaires/>

Conclusion Générale

Conclusion Générale

La performance et la durabilité des systèmes photovoltaïques sont fortement dépendantes de la propreté de leurs surfaces. Dans les régions arides et désertiques, l'accumulation de poussière constitue un problème majeur, entraînant une diminution significative du rendement énergétique. Face aux limitations des méthodes traditionnelles de nettoyage – qu'elles soient mécaniques, hydrauliques ou robotisées – une approche alternative s'impose : celle reposant sur l'utilisation du vent ionique généré par des décharges électriques.

Le vent ionique, produit par une décharge couronne à pression atmosphérique, représente une solution de nettoyage sans contact, sans consommation d'eau, et nécessitant peu d'entretien. Ce mécanisme repose sur la mise en mouvement de particules de gaz ionisées, lesquelles, en transférant leur quantité de mouvement aux molécules neutres, créent un flux d'air capable de déplacer les particules de poussière déposées à la surface des panneaux solaires.

Ce mémoire a permis de mieux comprendre les phénomènes physiques à l'origine de ce type de vent, ainsi que les interactions complexes entre les forces électrostatiques, mécaniques et aérodynamiques agissant sur les particules de poussière. La modélisation et la simulation numérique ont permis de prédire avec précision le comportement des particules, en fonction de paramètres tels que leur taille, leur densité, leur position initiale, ou encore l'inclinaison du support.

Les résultats obtenus démontrent que le nettoyage par vent ionique est non seulement réalisable, mais aussi potentiellement très efficace dans les conditions réelles d'utilisation. Cette technologie offre des avantages majeurs en matière de réduction de la consommation de ressources, de simplification de la maintenance, et de compatibilité avec les contraintes des sites isolés.

En conclusion, le recours au vent ionique pour le nettoyage des panneaux solaires constitue une avancée technologique prometteuse. Il ouvre la voie à la mise en œuvre de systèmes autonomes, économes et respectueux de l'environnement, capables de maintenir un haut niveau de performance énergétique dans les régions les plus exposées à l'ensoleillement.

Conclusion Générale

Des perspectives de développement industriel et d'intégration à grande échelle se dessinent, rendant cette approche particulièrement attractive pour les futures infrastructures énergétiques durables.

Résumé :

Ce mémoire porte sur la modélisation et la simulation d'un système de nettoyage innovant pour panneaux solaires, reposant sur l'utilisation du vent ionique généré par une décharge couronne. Fonctionnant sans contact avec la surface du panneau et sans recours à l'eau, ce procédé présente un double avantage : il préserve l'intégrité des surfaces en évitant les rayures et s'adapte particulièrement bien aux régions isolées ou arides, où l'accès à l'eau est limité. Il répond ainsi efficacement à la problématique critique de l'accumulation de poussière, principal facteur de dégradation des performances photovoltaïques dans ces environnements.

Le travail débute par une revue des concepts fondamentaux relatifs aux plasmas froids et aux mécanismes de décharge électrique à pression atmosphérique. Il se poursuit par l'élaboration d'un modèle mathématique complet décrivant le couplage entre le champ électrique, les densités de charge et la force électro-hydrodynamique (EHD), en s'appuyant sur les équations de Poisson, de continuité et de Navier-Stokes. Ces grandeurs physiques sont ensuite intégrées dans une simulation du vent ionique afin de prédire le comportement des particules de poussière soumises aux forces de Coulomb, de traînée et de gravité.

Enfin, une analyse paramétrique est menée pour étudier l'influence de la taille, de la densité, de la constante diélectrique des particules ainsi que de l'inclinaison du panneau sur l'efficacité du nettoyage. Les résultats obtenus confirment le potentiel de cette technologie comme solution autonome, écologique et prometteuse pour le maintien des performances des systèmes photovoltaïques.

Mots-clés : Vent ionique, Décharge couronne, Modélisation numérique, Nettoyage de panneaux solaires, Force EHD, Plasma froid.

المخلص

يركز هذا البحث على نمذجة ومحاكاة نظام تنظيف مبتكر للألواح الشمسية يعتمد على الرياح الأيونية الناتجة عن تفريغ كورونا. يعمل هذا النظام دون تلامس مباشر مع سطح اللوح ودون استخدام الماء، مما يوفر ميزتين أساسيتين: فهو يحافظ على سلامة سطح اللوح من الخدوش، كما أنه مناسب بشكل خاص للمناطق النائية أو الجافة حيث يصعب توفر المياه. وبالتالي، فإنه يعالج بفعالية مشكلة تراكم الغبار، وهي من العوامل الرئيسية التي تؤثر سلباً على كفاءة الأنظمة الكهروضوئية في مثل هذه البيئات.

يبدأ هذا العمل بمراجعة للمفاهيم الأساسية المتعلقة بالبلازما الباردة وآليات التفريغ الكهربائي عند الضغط الجوي. يلي ذلك تقديم نموذج رياضي شامل يصف الترابط بين المجال الكهربائي وكثافات الشحنة والقوة الكهروهيدروديناميكية (EHD)، وذلك بالاعتماد على معادلة بواسون، ومعادلات الاستمرارية، ومعادلات نافير-ستوكس. تُستخدم هذه الكميات الفيزيائية لاحقاً لمحاكاة الرياح الأيونية والتنبؤ بحركة جزيئات الغبار تحت تأثير قوى كولوم، والمقاومة، والجاذبية. وأخيراً، يتم إجراء تحليل بارامتري لدراسة تأثير كل من حجم الجزيئات وكثافتها وثابتها العازل وزاوية ميل اللوح الشمسي على كفاءة التنظيف. تؤكد النتائج أن هذه التقنية تمثل حلاً واعداً ومستقلاً وصديقاً للبيئة للحفاظ على أداء الأنظمة الكهروضوئية.

الكلمات المفتاحية: الرياح الأيونية، تفريغ كورونا، النمذجة العددية، تنظيف الألواح الشمسية، القوة الكهروهيدروديناميكية، البلازما الباردة.

Abstract:

This thesis focuses on the modeling and simulation of an innovative solar panel cleaning system based on ionic wind generated by a corona discharge. Operating without physical contact with the panel surface and without the use of water, this method offers two key advantages: it prevents surface damage such as scratches and is particularly well-suited to remote or arid regions where water is scarce. It thus effectively addresses the critical issue of dust accumulation, a major factor in the degradation of photovoltaic performance in such environments.

The study begins with a review of fundamental concepts related to cold plasmas and atmospheric pressure electrical discharge mechanisms. It then presents a comprehensive mathematical model describing the coupling between the electric field, charge densities, and electrohydrodynamic (EHD) force, based on Poisson's equation, continuity equations, and the Navier–Stokes equations. These physical quantities are subsequently used to simulate the ionic wind and predict the behavior of dust particles under the influence of Coulomb, drag, and gravitational forces.

Finally, a parametric analysis is conducted to evaluate the influence of particle size, density, dielectric constant, and panel inclination on the cleaning efficiency. The results confirm the potential of this technology as an autonomous, eco-friendly, and promising solution for maintaining the performance of photovoltaic systems.

Keywords: Ionic wind, Corona discharge, Numerical modeling, Solar panel cleaning, EHD force, Cold plasma.