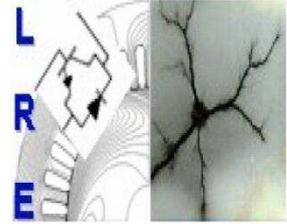




Ecole Nationale Polytechnique
Département d'Electrotechnique
Laboratoire de Recherche en Electrotechnique



Thèse de Doctorat en Electrotechnique

Option : Techniques de la Haute Tension

Présentée par :

Ayyoub ZOUAGHI

Ingénieur d'état, Master en Electrotechnique de l'ENP

Intitulée:

Etudes numérique et expérimentale de la décharge à barrière diélectrique appliquée dans le domaine de la dépollution de l'air

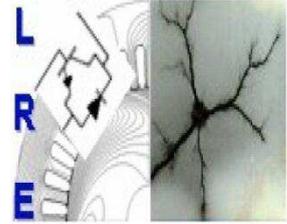
Soutenue publiquement le 9 novembre 2017 devant le jury composé de :

Président :	Omar TOUHAMI	Professeur à l'ENP
Rapporteurs :	Abdelouahab MEKHALDI	Professeur à l'ENP
	Noureddine ZOUZOU	MCF-HDR à l'Université de Poitiers
Examineurs :	Ahmed BOUBAKEUR	Professeur à l'ENP
	Madjid TEGUAR	Professeur à l'ENP
	Hocine MOULAI	Professeur à l'USTHB
Invité :	Rabah GOURI	M.C.A à l'ENST

ENP 2017



Ecole Nationale Polytechnique
Département d'Electrotechnique
Laboratoire de Recherche en Electrotechnique



Thèse de Doctorat en Electrotechnique

Option : Techniques de la Haute Tension

Présentée par :

Ayyoub ZOUAGHI

Ingénieur d'état, Master en Electrotechnique de l'ENP

Intitulée:

Etudes numérique et expérimentale de la décharge à barrière diélectrique appliquée dans le domaine de la dépollution de l'air

Soutenue publiquement le 9 novembre 2017 devant le jury composé de :

Président :	Omar TOUHAMI	Professeur à l'ENP
Rapporteurs :	Abdelouahab MEKHALDI	Professeur à l'ENP
	Nouredine ZOUZOU	MCF-HDR à l'Université de Poitiers
Examineurs :	Ahmed BOUBAKEUR	Professeur à l'ENP
	Madjid TEGUAR	Professeur à l'ENP
	Hocine MOULAI	Professeur à l'USTHB
Invité :	Rabah GOURI	M.C.A à l'ENST

ENP 2017

ملخص: في هذا العمل الذي يندرج في إطار مشروع دكتوراه، اجريت دراسة نظرية وتجريبية للتفريغ الكهربائي عبر طبقتين عازلتين متوازيتين في الهواء تحت ضغط جوي. الهدف من ذلك هو التحقيق في فعالية هذا النوع من التفريغات الكهربائية في تصفية الهواء من الجسيمات التي لا يتجاوز حجمها واحد ميكرومتر اعتمادا على الكهرباء الساكنة. في هذه الدراسة تم تطبيق نوعين من التوتر: توتر متناوب و نبض نانوثانوي. اولا قمنا بدراسة الخصائص الكهربائية والشكلية لهذا التفريغ الكهربائي تحت كلا النوعين من التوتر. اعتمدنا في هذه الدراسة على تحليل اشارات التيار الكهربائي و الشحنات الكهربائية المارة وكذلك تغير كمية الشحنات وفقا للتوتر المطبق و الطاقة المستهلكة. لاحظنا ان التفريغ عبر الطبقة العازلة يسلك نظام خيطي في كلتا الحالتين و لكن الخيوط او التفريغات الصغيرة لديها سلوك مختلف و كذلك لاحظنا ان الطاقة المستهلكة تكون اكبر في حالة تطبيق توتر نبضي نانوثانوي. بعد ذلك اجرينا دراسة لفعالية تصفية الهواء من جسيمات يتراوح حجمها بين 0.18 و 0.7 ميكرومتر. الفعالية تم تحديدها اعتمادا على قياس عدد و كثافة الجسيمات قبل و بعد تطبيق التفريغ الكهربائي. درسنا كذلك تأثير قيمة العوامل الكهربائية كالتوتر و التردد و طول النبضة، و كذلك تدفق الهواء على فعالية التصفية تحت التوترين المختلفين. وجدنا ان الفعالية اكبر في حالة التوتر المتناوب اذ تصل الى 99 بالمئة في بعض الحالات و هي قيمة جيدة جدا. فعالية النقاط الجسيمات كانت اكبر في حالة تطبيق قيمة توتر مرتفعة و كذلك في نطاق تردد معين. اخيرا قمنا بدراسة شحنة و مسار الجسيمات عن طريق نموذج نظري بغرض فهم العلاقة بين حركة الجسيمات و فعالية التقاطها. وجدنا ان الشحنة الكهربائية للجسيمات تزيد بزيادة حجمها و كذلك بزيادة قيمة التوتر الكهربائي و التردد المطبقين. لاحظنا كذلك ان فعالية التصفية تزيد بزيادة ارتفاع المسار التوجي للجسيمات الذي يتبع الحركة التوجيهية للحقل الكهربائي المتناوب.

الكلمات الدالة: تفريغ كهربائي عبر طبقة عازلة، بلازما باردة، طاقة مستهلكة، كهرباء ساكنة، فعالية التقاط الجسيمات

Abstract: In this work, a numerical and experimental study of the plane-to-plane dielectric barrier discharge (DBD) was carried out at atmospheric pressure under alternative and nanosecond pulsed voltage, the aim is to investigate its efficiency for submicron particles electrostatic precipitation. First, we performed an electrical characterization and an analysis of the morphology of the discharge in order to understand the electrical behavior of the DBD with the two types of voltage excitation: the AC voltage and the nanosecond pulsed voltage. This study is based on the analysis of current and charge signals, Q-V characteristic as well as energy and power consumption. The results showed that the discharge is filamentary but the behavior of the filaments varies according to the type of applied voltage. Also, the power consumed is higher in the case of nanosecond pulsed DBD. Then, a granulometric study was carried out on particles within the size range between 0.18 and 0.7 μm in order to evaluate the performance of the DBD electrostatic precipitator (DBD-ESP). The collection efficiency was estimated as a function of the concentrations of the particles with and without the discharge. In particular, we studied the influence of electrical parameters (voltage, frequency, pulse width, etc.) and the flow rate on the collection efficiency with both AC and pulsed excitations. The use of DBD for particles filtration gives very good results (efficiency can reach 99%). The DBD-ESP is more efficient at high voltages and in certain frequency ranges and the use of an AC voltage is more appropriate in terms of collection efficiency-energy ratio. Finally, we studied the charge and the motion of the particles inside the DBD-ESP using a new theoretical model. The objective is to understand the relationship between particle movement and their collection efficiency. We found that the particles charge increase with their size, with the applied field as well as with the frequency. The collecting efficiency of the particles strongly depends on the magnitude of their oscillatory movement, which follows the oscillation of the alternating electric field.

Key words: Dielectric barrier discharge, non-thermal plasma, electrostatic precipitation, collection efficiency, submicron particles, average power consumption.

Résumé : Dans le cadre de ce projet, une étude numérique et expérimentale de la décharge à barrière diélectrique (DBD) plan-plan à pression atmosphérique sous tension alternative et pulsée nanoseconde a été menée afin de l'appliquer à la précipitation électrostatique des particules submicroniques. Premièrement, nous avons effectué une caractérisation électrique et une analyse de la morphologie de la décharge afin de comprendre le comportement électrique de la DBD avec les deux types d'excitation de tension : la tension alternative et la tension pulsée nanoseconde. Cette étude est basée sur l'analyse des signaux de courant, de la charge, de la caractéristique Q-V ainsi que de l'énergie et de la puissance consommée. Les résultats ont montré que la décharge est filamenteuse mais le comportement des filaments varie selon le type de la tension appliquée. Il a été montré que la puissance consommée est plus élevée avec une tension pulsée nanoseconde. Ensuite, une étude granulométrique a été effectuée sur des particules dont la taille est entre 0,18 et 0,7 μm pour évaluer la performance de l'électrofiltre DBD. L'efficacité de collecte a été évaluée en fonction des concentrations des particules avec et sans la décharge. Nous avons étudié notamment l'influence des paramètres électriques (tension, fréquence, largeur d'impulsion...) et le débit de l'écoulement sur l'efficacité de collecte avec les différents types d'excitation. L'utilisation de la DBD pour la précipitation donne de très bons résultats (l'efficacité peut atteindre 99%). L'électrofiltre est plus performant pour les tensions élevées et dans certaines gammes de fréquence et l'utilisation d'une tension alternative est plus appropriée en termes de rapport efficacité-cout énergétique. Finalement, nous avons étudié la charge et le mouvement des particules à l'intérieur de l'électrofiltre DBD en utilisant un nouveau modèle théorique. Le but est de comprendre la relation entre le mouvement des particules et leur efficacité de collecte. Nous avons trouvé que la charge des particules augmente avec leur taille, avec le champ appliqué ainsi qu'avec la fréquence. L'efficacité de collecte des particules dépend fortement de l'amplitude de leur mouvement oscillatoire qui suit les oscillations du champ électrique alternatif.

Mots clés : Décharge à barrière diélectrique, plasma froid, précipitation électrostatique, efficacité de collecte, particules submicroniques, puissance moyenne consommée.

À ma famille...

Remerciements

C'est avec une certaine émotion et beaucoup de sincérité que je voudrais remercier toutes les personnes ayant soutenu et apprécié mon travail.

En premier lieu, je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à mes directeurs de thèse pour leur merveilleux travail d'orientation et de suivi, avec patience et bienveillance tout au long de cette thèse. Monsieur Abdelouahab MEKHALDI, merci d'avoir cru en moi en m'acceptant en thèse, je salue votre qualité scientifique, votre sagesse ainsi que pour votre assistance pendant ces années. Monsieur Noureddine ZOUZOU, merci de m'avoir accueilli au sein de l'institut Pprime. Je suis ravi d'avoir travaillé avec vous, vous êtes un très bon mentor. J'ai travaillé dans de bonnes conditions grâce à votre impulsion. Merci pour les conseils, les discussions et le soutien que vous m'avez donné que ce soit à l'intérieur ou à l'extérieur de labo.

J'adresse aussi mes sincères remerciements à Monsieur Omar TOUHAMI, Professeur à l'ENP, de me faire l'honneur de présider le jury de cette thèse.

Mes remerciements vont également aux Messieurs Ahmed BOUBAKEUR et Madjid TEGUAR, Professeurs à l'ENP, et Hocine MOULAI, Professeur à l'USTHB, d'avoir accepté d'examiner ce travail.

À Monsieur Rabah GOURI, MCA à l'ENST, je dis merci d'avoir participé à ce jury. Merci également pour le soutien et le travail d'encadrement que vous avez apporté pendant les deux premières années de thèse.

La réalisation de ce travail s'appuie également sur un environnement qui est essentiel. À ce titre, je voudrais remercier tout le personnel technique et administratif des laboratoires LRE de l'ENP et l'Institut Pprime de l'Université de Poitiers qui, de loin ou de près, ont contribué à la réalisation de ce travail.

Je tiens aussi à remercier tous les enseignants ayant contribué à ma formation, et ce, depuis le tronc commun jusqu'à la dernière année de graduation. Je n'oublierai pas de mentionner aussi tous mes collègues chercheurs pour la bonne ambiance tout au long de cette thèse et les discussions scientifiques souvent intéressantes concernant des domaines de recherches variés. Je remercie aussi toutes les personnes intéressées par mon travail, en espérant qu'elles puissent trouver dans mon rapport des ressources et des informations utiles pour leurs propres travaux.

Enfin, je ne saurais clore ce volet sans remercier mes chers parents. Je vous adresse toute ma reconnaissance, vous étiez toujours là pour moi, vous avez tout sacrifié pour vos enfants. Vous m'avez donné un magnifique modèle de labeur et de persévérance. Je suis redevable d'une éducation dont je suis fier. J'exprime également mes remerciements à mes frères Oussama et Ishaq et à ma sœur unique Asma, et je vous souhaite beaucoup de bonheur, prospérité et réussite. À vous, je dédie ce travail.

TABLE DES MATIERES

Liste des tableaux

Liste des figures

Introduction	15
Approche générale et objectifs	15
Structure de la thèse.....	16
Chapitre I. Etat de l'art : La décharge à barrière diélectrique (DBD)	20
I.1. Généralités sur les plasmas	20
I.1.1. Définition	20
I.1.2. Paramètres physiques des plasmas	20
I.1.3. Classification des plasmas	22
I.2. Les décharges électriques dans les gaz à pression atmosphérique.....	23
I.2.1. Principe et mécanisme	23
I.2.2. Décharge couronne	25
I.2.3. Décharge à barrière diélectrique	27
I.3. La dépollution de l'air	34
I.3.1. Filtration des particules en suspension	34
I.3.2. La précipitation électrostatique des particules.....	35
I.3.3. Limites des électrofiltres à décharge couronne.....	37
I.4. Les électrofiltres à barrière diélectrique.....	39
I.4.1. Caractéristiques électriques	39
I.4.2. Efficacité de collecte des électrofiltres de type DBD	41
I.5. Vent ionique et phénomène EHD dans les électrofiltres.....	44
I.5.1. Introduction.....	44
I.5.2. Phénomènes EHD dans une décharge couronne.....	45
I.5.3. Phénomènes EHD dans une décharge DBD	47
I.6. Conclusion du chapitre I	50
Chapitre II. Modélisation numérique de la décharge à barrière diélectrique	53
II.1. Les espèces présentes dans une DBD	53
II.1.1. Espèces neutres.....	53
II.1.2. Electrons	54
II.1.3. Ions positifs et négatifs.....	54
II.1.4. Espèces excitées	54

II.1.5. Fragments moléculaires.....	54
II.2. Interactions de collisions entre les espèces de la décharge.....	54
II.2.1. Collisions élastiques	55
II.2.2. Ionisation	55
II.2.3. Recombinaison	55
II.2.4. Excitation et désexcitation.....	55
II.2.5. Emission d'électrons secondaires.....	56
II.3. Modélisation de la décharge à barrière diélectrique	56
II.4. Simulation numérique de la décharge à barrière diélectrique.....	59
II.4.1. Hypothèses	59
II.4.2. Conditions aux limites pour les équations de transport.....	60
II.4.3. Conditions aux limites pour l'équation de Poisson.....	61
II.4.4. COMSOL Multiphysics	61
II.5. Simulation de la DBD homogène de type Glow.....	63
II.5.1. Réactions et données de simulation dans l'hélium.....	63
II.5.2. Résultats et discussions	65
II.6. Conclusion du chapitre II.....	68
Chapitre III. Etude électrique de la décharge à barrière diélectrique sous tensions alternative (AC DBD) et pulsée nanoseconde (NP DBD).....	70
III.1. L'installation expérimentale et les outils de caractérisation.....	70
III.1.1. Le module d'électrofiltre DBD plan-plan	71
III.1.2. Le module d'alimentation en air comprimé.....	71
III.1.3. Le module d'alimentation et de mesure électriques.....	71
III.2. Etude des caractéristiques électriques de la DBD plan-plan sous excitation alternative (AC DBD).....	72
III.2.1. Système d'alimentation et de mesures électriques.....	72
III.2.2. Techniques des mesures électriques.....	74
III.2.3. Caractérisation de la DBD	75
III.3. Etude des caractéristiques électriques de la DBD plan-plan sous excitation pulsée nanoseconde (NP DBD)	84
III.3.1. Système d'alimentation et de mesures électriques.....	84
III.3.2. Techniques de mesures électriques	87
III.3.3. Caractérisation de la DBD pulsée nanoseconde.....	89
III.4. Etude de la morphologie de la décharge.....	96
III.4.1. Dispositifs et caractérisation	96

III.4.2. Effet de la tension et la fréquence sur la morphologie de la décharge.....	97
III.5. Conclusion du chapitre III	99
Chapitre IV. Etude granulométrique de l'électrofiltre DBD plan-plan sous tensions alternative et pulsée nanoseconde	101
IV.1. Moyens expérimentaux et techniques de mesures	101
IV.1.1. L'installation expérimentale et les outils de caractérisation	101
IV.1.2. Techniques de mesure et d'analyse.....	104
IV.1.3. Analyse des performances de l'électrofiltre	107
IV.2. Analyse des performances de l'électrofiltre sous excitation alternative	109
IV.2.1. Effet de la tension	109
IV.2.2. Effet de la fréquence	110
IV.2.3. Le coût énergétique.....	112
IV.2.4. Effet du débit.....	113
IV.3. Analyse des performances de l'électrofiltre sous excitation pulsée nanoseconde	114
IV.3.1. Effet de la tension	114
IV.3.2. Effet de la fréquence	116
IV.3.3. Effet de la largeur d'impulsion	117
IV.3.4. Le coût énergétique.....	118
IV.4. Etude comparative de l'efficacité de l'électrofiltre sous excitations alternative et pulsée nanoseconde	119
IV.5. Etude de l'électrofiltre à DBD en deux étages	120
IV.5.1. Description de l'électrofiltre de référence	120
IV.5.2. Caractérisation électrique de l'étage de charge	121
IV.5.3. Analyse de l'efficacité de collecte	122
IV.6. Conclusion du chapitre IV	123
Chapitre V. Modèle de charge et de mouvement des particules dans un électrofiltre DBD plan-plan.....	126
V.1. Forces agissant sur une particule	126
V.1.1. Force de Coulomb	126
V.1.2. Force de traînée	127
V.2. Mécanismes de charge des particules	128
V.2.1. Charge par champ.....	128
V.2.2. Charge par diffusion.....	130
V.2.3. La charge mixte.....	131
V.2.4. Autre modèles de charge	132

V.3. Vitesse de migration des particules chargées	133
V.4. Efficacité de collecte des particules	136
V.4.1. Modèle laminaire.....	136
V.4.2. Modèle de Deutsch.....	136
V.4.3. Autres modèles	138
V.5. Modèle de charge et mouvement des particules pour un électrofiltre DBD plan-plan	139
V.5.1. Equations de mouvement	140
V.5.2. Charge des particules	141
V.5.3. Efficacité de collecte	142
V.6. Résultats et discussion	143
V.6.1. Charge et efficacité de collecte	143
V.6.2. Mouvement des particules.....	145
V.7. Conclusion du chapitre V	148
Conclusion générale	151
Perspectives	153
Annexes	154
Références bibliographiques	162
Liste des publications et communications	174

Liste des tableaux

Tableau I.1. Ordres de grandeur des caractéristiques d'un canal de décharge filamentaire [56] [57]	30
Tableau I.2. Ordres de grandeur des caractéristiques du pic de courant de décharge filamentaire [56] [57]	33
Tableau I.3. Ordres de grandeur des caractéristiques du pic de courant de décharge homogène de type Townsend [56] [57]	34
Tableau II.1. Liste des réactions chimiques avec leurs coefficients dans l'hélium	63
Tableau IV.1. Principales caractéristiques du granulomètre PALAS-Welas 1000.....	103
Tableau IV.2. Principales caractéristiques du dispositif de dilution.....	103

Liste des figures

Figure I.1. Classification des plasmas en fonction de leur densité et de leur température [31]	23
Figure I.2. Caractéristique courant-tension des décharges à pression atmosphériques [36].....	24
Figure I.3. Schéma de disposition globale de décharge couronne (pointe-plaque), et régimes de la décharge couronne [4] [36]	26
Figure I.4. Morphologie de la décharge couronne positive et négative dans la configuration fil-cylindre [44]	26
Figure I.5. Configuration classique d'une DBD de volume	28
Figure I.6. Principe de fonctionnement d'une DBD [31]	29
Figure I.7. Différentes configurations de DBD de volume [31]	30
Figure I.8. Décharges à barrière diélectrique obtenues à pression atmosphérique [49].....	31
Figure I.9. Oscillogramme d'une décharge filamentaire à 10 kHz [59]	31
Figure I.10. Phases de développement d'une micro-décharge dans une DBD (a) Initiation de l'avalanche électronique, (b) Nuage électronique négatif arrive à la surface diélectrique de l'électrode opposée (c) Électrons distribués sur la surface diélectrique, laissant derrière le nuage ionique positif [60]	32
Figure I.11. Décharge luminescente dans l'hélium à la pression atmosphérique	33
Figure I.12. Décharge homogène de type Townsend dans l'Azote à la pression atmosphérique	34
Figure I.13. Exemples de dispositifs industriels de filtration de l'air [76]	36
Figure I.14. Principales étapes intervenant dans le fonctionnement d'un filtre électrostatique [4].....	37
Figure I.18. Variation de la vitesse de migration théorique w_{th} en fonction de la taille des particules (conditions: $T = 150\text{ }^{\circ}\text{C}$, $P = 1\text{ bar}$, $\lambda g = 0,101\text{ }\mu\text{m}$, $\varepsilon = 10$, modèle de charge de Cochet [80]) [77].....	38
Figure I.19. Formes d'onde de tension et du courant en fonction du temps [76] [85].....	40
Figure I.20. Représentation schématique des différentes composantes du courant dans le cas d'une décharge Pointe-Plan alimentée par un signal sinusoïdal [88]	41
Figure I.21. Evolution de l'efficacité de collecte globale en fonction de la fréquence pour différentes configuration d'électrofiltres à DBD	42
Figure I.22. Électrofiltre fil-tube carré de type DBD [31].....	43
Figure I.23. Comparaison des performances de l'électrofiltre sous excitation HT pulsée (largeur d'impulsion = 10 μs), alternative sinusoïdale et carrée. Conditions expérimentales : fréquence = 100 Hz, débit = 2 L/min [31]	44
Figure I.24. Lignes de champ dans un précipitateur électrostatique de type DC, pour divers nombres EHD	45
Figure I.25. Schéma du montage expérimental d'un électrofiltre à canal étroit de type transversal	46
Figure I.26. Images (a), (b) et (c) et champs moyen de vitesse (d), (e) et (f) de l'écoulement correspondant dans l'électrofiltre à un débit de vitesse moyenne de 0,2 m / s. Le point en (d), (e) et (f) indique la position du fil. La longueur du vecteur est proportionnelle à la vitesse. (a), (d) : pas de tension appliquée ; (b), (e) : tension négative de 24kV, (c), (f) : tension positive de 30 kV [96].....	46
Figure I.27. Effet de la fréquence sur le Champs moyens de vitesse de l'écoulement dans une configuration fil-plan DBD [22].....	47

Figure I.28. Champs moyens de vitesse de l'écoulement dans une configuration fil-plan DC (a) sans décharge, (b) Couronne positive et (c) couronne négative [22].....	48
Figure I.29. Champs moyens de vitesse de l'écoulement dans une configuration fil-plan DBD (a) sans décharge (b), avec décharge [22].....	49
Figure I.30. Champs moyens de vitesse de l'écoulement dans une configuration plan-plan DBD (a) sans décharge (b) avec décharge [22].....	50
Figure I.31. Champs Instantané de vitesse de l'écoulement dans une configuration plan-plan DBD (a) pendant les demi-cycles positifs et (b) les demi-cycles négatifs [22].....	50
Figure II.1. La DBD plan-plan étudiée	59
Figure II.2. Représentation des conditions aux limites pour les équations de transport	61
Figure II.3. Sections efficaces de collisions en fonction de l'énergie des électrons pour (1) la collision élastique, (2) l'excitation et (3) l'ionisation	64
Figure II.4. La mobilité des électrons et les coefficients des réactions selon (a)(b) l'approximation du champ local et (c)(d) l'approximation de l'énergie locale.....	65
Figure II.5. Formes d'ondes typiques de courant de décharge et la tension dans le gap	66
Figure II.6. L'évolution du champ électrique et les densités des espèces chargées dans le gap dans différents instants	67
Figure III.1. Schéma du dispositif expérimental.....	70
Figure III.2. Système de génération de la DBD plan-plan.....	71
Figure III.3. Système d'alimentation électrique alternative et mesures électriques	72
Figure III.4. Amplificateur HT de la marque TREK	73
Figure III.5. Dispositif de mesure du courant et de la tension	74
Figure III.6. Formes d'ondes typiques de la tension et du courant total. Conditions expérimentales : Tension=10 kV, Fréquence= 100 Hz, débit = 1 L/min.....	76
Figure III.7. Evolution de la charge en fonction du temps. Conditions expérimentales : Tension=10 kV, Fréquence= 100 Hz, débit = 1 L/min.....	76
Figure III.8. Caractéristique charge-tension de la DBD pour la configuration plan-plan. Conditions expérimentales : Tension=10 kV, Fréquence= 100 Hz, débit = 1 L/min.....	77
Figure III.9. Représentation de la capacité résultante en fonction de l'état de la décharge [85]	78
Figure III.10. Effet de la tension sur la forme d'onde du courant. Conditions expérimentales : Fréquence= 100 Hz, débit = 1 L/min	79
Figure III.11. Influence de l'amplitude de la tension appliquée sur la charge et la caractéristique Q-V. Conditions expérimentales : Fréquence= 100 Hz, débit = 1 L/min	79
Figure III.12. Influence de la fréquence sur la forme d'onde du courant. Conditions expérimentales : Tension= 10 kV, débit = 1 L/min	80
Figure III.13. Influence de la fréquence sur la caractéristique Q-V de la décharge. Conditions expérimentales : Tension= 10 kV, débit = 1 L/min	81
Figure III.14. Variation de la puissance moyenne consommée en fonction de la tension et la fréquence. Conditions expérimentales : débit = 1 L/min	82
Figure III.15. Evolution temporelle de la forme d'onde du courant et de la tension carrée. Conditions expérimentales : Tension= 10 kV, Fréquence= 100 Hz, débit = 1 L/min.....	83

Figure III.16. Evolution de la charge en fonction du temps pour la tension carrée. Conditions expérimentales : Tension=10 kV, Fréquence= 100 Hz, débit = 1 L/min.....	83
Figure III.17. Caractéristique charge-tension de la DBD pour une tension carrée. Conditions expérimentales : Tension=10 kV, Fréquence= 100 Hz, débit = 1 L/min.....	84
Figure III.18. Système d'alimentation HT pulsée nanoseconde et mesures électriques	85
Figure III.19. Alimentation HT pulsée nanoseconde [31]	85
Figure III.20. Le pulseur HT de la marque DEI	86
Figure III.21. Courbes de la tension et du courant avec une résistance non-inductive de 1 k Ω . Conditions expérimentales : Tension = 2 kV, fréquence = 1000 Hz, largeur d'impulsion = 300 ns.	88
Figure III.22. Formes d'ondes typiques de la tension et du courant total. Conditions expérimentales : Tension=10 kV, fréquence= 1000 Hz, largeur d'impulsion= 300 ns, débit = 1 L/min.....	89
Figure III.23. Evolution temporelle de la charge et caractéristique Q-V de la NP DBD. Conditions expérimentales : Tension=10 kV, fréquence= 1000 Hz, largeur d'impulsion= 300 ns, débit = 1 L/min	91
Figure III.24. Formes d'ondes typiques de l'énergie et la puissance instantanées pour la NP DBD. Conditions expérimentales : Tension=10 kV, fréquence= 1000 Hz, largeur d'impulsion= 300 ns, débit = 1 L/min	92
Figure III.25. Effet de l'amplitude de la tension appliquée sur le courant et la caractéristique Q-V de la décharge. Conditions expérimentales : Fréquence= 1000 Hz, largeur d'impulsion= 300 ns, débit = 1 L/min	92
Figure III.26. Effet de l'amplitude de la fréquence sur le courant et la caractéristique Q-V de la décharge. Conditions expérimentales : Tension= 10 kV, largeur d'impulsion= 300 ns, débit = 1 L/min	93
Figure III.27. La variation de l'énergie moyenne transférée par pulse en fonction de la fréquence et la tension. Conditions expérimentales : Largeur d'impulsion= 300 ns, débit = 1 L/min.....	93
Figure III.28. Effet de la largeur d'impulsion sur la caractéristique Q-V de la décharge et l'énergie moyenne par pulse. Conditions expérimentales : Tension= 10 kV, fréquence= 1000 Hz, débit = 1 L/min	94
Figure III.29. Evolution de la puissance moyenne consommée en fonction de la tension appliquée et la fréquence. Conditions expérimentales : Largeur d'impulsion= 300 ns, débit = 1 L/min	95
Figure III.30. Effet de la forme d'onde de la tension appliquée sur la puissance moyenne consommée. Conditions expérimentales : Tension= 10 kVcc, débit = 1 L/min	95
Figure III.31. Systèmes de visualisation de la décharge	96
Figure III.32. Morphologie de la décharge pour (a)(c) AC DBD et (b)(d)(e) NP DBD. Conditions expérimentales : Tension= 10 kVcc, fréquence= 1000 Hz, débit = 1 L/min	97
Figure III.33. Effet de la tension appliquée sur la morphologie de la décharge. Conditions expérimentales : Fréquence= 1000 Hz, débit = 1 L/min.....	98
Figure III.34. Effet de la tension appliquée sur la morphologie de la décharge. Conditions expérimentales : Tension AC= 12 kVcc, tension NP=10 kVcc, débit = 1 L/min	98
Figure IV.1. Schéma du dispositif expérimental utilisé pour l'étude granulométrique de l'électrofiltre à DBD	102
Figure IV.2. Spectroscopie d'aérosol optique (PALAS-Welas 1000).....	104
Figure IV.3. Schéma illustratif du protocole de mesure de l'efficacité de collecte (t_s est le temps nécessaire pour la stabilisation de la concentration au niveau du tube de dilution).	105
Figure IV.4. Distribution granulométrique des particules d'encens. Conditions expérimentales : Débit = 10 L/min.	105

Figure IV.5. Image typique prise au Microscope Électronique à Balayage des particules solides contenues dans la fumée d'encens [132].....	106
Figure IV.6. Courbe d'évolution de la concentration des particules pendant la combustion de l'encens. Conditions expérimentales : Débit = 10 L/min.....	107
Figure IV.7. Répartitions granulométriques des particules avec l'efficacité de collecte associée à chaque classe. Conditions expérimentales : Tension = 5 kV, fréquence = 1000 Hz, débit = 1 L/min.....	108
Figure IV.8. Courbes de l'efficacité de collecte globale et de la pénétration en fonction de la tension. Conditions expérimentales : Fréquence= 1000 Hz, débit= 1 L/min	109
Figure IV.9. Courbes d'efficacité de collecte fractionnaire en fonction de la tension. Conditions expérimentales : fréquence= 1000 Hz, débit= 1 L/min	110
Figure IV.10. Courbes de l'efficacité de collecte globale et de la pénétration en fonction de la fréquence. Conditions expérimentales : débit= 1 L/min	111
Figure IV.11. Schématisation du mouvement oscillatoire des particules au sein de l'électrofiltre Plan-Plan [85]	112
Figure IV.12. Courbes d'efficacité de collecte fractionnaire en fonction de la fréquence. Conditions expérimentales : Tension= 5 kV, débit = 1 L/min	113
Figure IV.13. Courbes de l'efficacité de collecte globale en fonction de la puissance moyenne consommée avec (a) fréquence constante et tension variable et (b) tension constante et fréquence variable	113
Figure IV.14. Effet du débit sur l'efficacité de collecte et la pénétration.....	114
Figure IV.15. Courbes de l'efficacité de collecte globale et de la pénétration en fonction de la tension. Conditions expérimentales : Fréquence= 1000 Hz, largeur d'impulsion= 300 ns, débit= 1 L/min	115
Figure IV.16. Courbes d'efficacité de collecte fractionnaires en fonction de la tension. Conditions expérimentales : Fréquence= 1000 Hz, largeur d'impulsion= 300 ns, débit= 1 L/min	115
Figure IV.17. Courbes de l'efficacité de collecte globale et de la pénétration en fonction de la fréquence. Conditions expérimentales : Largeur d'impulsion= 300 ns, débit= 1 L/min	116
Figure IV.18. Courbes d'efficacité de collecte fractionnaire en fonction de la fréquence. Conditions expérimentales : Tension= 10 kV, largeur d'impulsion= 300 ns, débit = 1 L/min	117
Figure IV.19. Evolution de l'efficacité de collecte en fonction de la largeur d'impulsion et le rapport cyclique. Conditions expérimentales : Tension= 10 kV, débit= 1 L/min	118
Figure IV.20. Evolution de l'efficacité de collecte en fonction de la puissance moyenne consommée. Conditions expérimentales : Largeur d'impulsion= 300 ns, débit= 1 L/min	118
Figure IV.21. Evolution de l'efficacité de collecte en fonction de la puissance moyenne consommée pour les trois types d'excitation avec (a) fréquence constante et tension variable et (b) tension constante et fréquence variable	119
Figure IV.22. Schéma illustratif de l'électrofiltre à DBD en deux étages utilisé	121
Figure IV.23. Formes d'ondes du courant et de la tension appliquée dans la partie « chargeur » de l'électrofiltre à deux étages. Conditions expérimentales : Tension= 8 kV, fréquence= 100 Hz, débit= 1 L/min	121
Figure IV.24. Evolution temporelle de la charge et caractéristique Q-V de la partie « chargeur » de l'électrofiltre à deux étages. Conditions expérimentales : Tension= 8 kV, fréquence= 100 Hz, débit= 1 L/min	122
Figure IV.25. Evolution de l'efficacité de collecte de l'électrofiltre à deux étages en fonction de la fréquence et la tension appliquée.....	123

Figure V.1. Variations du facteur de correction de Cunningham en fonction du diamètre des particules ($\lambda g = 66,1 \text{ nm}$)	128
Figure V.2. Lignes de champ en direction de la surface d'une particule isolante soumise à un champ électrique uniforme [72]	129
Figure V.3. Estimation du nombre de charges élémentaires des particules pour les mécanismes de charge par champ et par diffusion dans l'air atmosphérique ($T = 293 \text{ K}$, $\varepsilon p = 4,5$ et $n_i \cdot t \approx 1014 \text{ s/m}^3$) [136].....	131
Figure V.4. Variations de la charge des particules prédite par la relation de Cochet en fonction du diamètre des particules ($T = 293 \text{ K}$, $\lambda g = 66,1 \text{ nm}$, $\varepsilon r = 4$)	132
Figure V.5. Schéma explicatif du mouvement d'une particule chargée entre deux plaques parallèles	133
Figure V.6. Variations du temps de relaxation en fonction du diamètre des particules ($T = 293 \text{ K}$, $\eta g = 1,83 \times 10^{-5} \text{ kg/m.s}$, $\rho g = 2700 \text{ kg/m}^3$)	134
Figure V.7. Variations de la charge de saturation en fonction du diamètre de particules [77]	135
Figure V.8. Variations de la vitesse de migration théorique w_{th} en fonction de la taille des particules ($T = 293 \text{ K}$, $\eta g = 1,83 \times 10^{-5} \text{ kg/m.s}$, $\lambda g = 66,1 \text{ nm}$, $\varepsilon r = 4$)	135
Figure V.9. Illustration schématique du modèle laminaire	136
Figure V.10. Modèle de Deutsch : schéma des couches laminaires et bilan massique de particules sur une longueur dx	137
Figure V.11. Effets du coefficient de diffusivité turbulente (Dt) sur l'efficacité fractionnaire pour un précipitateur électrostatique [77]	139
Figure V.12. Illustration d'une particule à l'intérieur de l'électrofiltre DBD plan-plan	140
Figure V.13. Illustration du mouvement des particules à l'intérieur de l'électrofiltre	142
Figure V.14. Efficacité de collecte théorique en fonction de la taille des particules. Conditions: Tension = 5 kV et fréquence = 1000 Hz	143
Figure V.15. Efficacité de collecte théorique en fonction de la tension appliquée. Condition: Fréquence = 1000 Hz et diamètre des particules = 0,305 μm	144
Figure V.16. Efficacité de collecte théorique en fonction de la fréquence. Conditions: Tension = 5 kV et diamètre des particules = 0,305 μm	144
Figure V.17. Evolution de la charge normalisée en fonction de la fréquence	145
Figure V.18. Nombre de charges par particule en fonction de la fréquence	145
Figure V.19. Effet de la taille d'une particule sur sa trajectoire. Conditions: Tension = 5 kV et fréquence = 100 Hz	146
Figure V.20. Effet de la tension appliquée sur la trajectoire des particules. Conditions: Fréquence=100 Hz et diamètre des particules = 0,305 μm	146
Figure V.21. Effet de la fréquence sur la trajectoire des particules. Conditions: Tension = 5 kV et diamètre des particules = 0,305 μm	147
Figure V.22. La variation de l'amplitude des oscillations en fonction de la fréquence	147
Figure V.23. Effet de la phase la position d'entrée sur la trajectoire des particules. Conditions: Tension= 5 kV, fréquence= 100 Hz et diamètre des particules= 0,305 μm	148
Figure 24. Représentation du domaine de simulation et le maillage utilisé dans le modèle numérique	154

Introduction

Approche générale et objectifs

Les principaux responsables de la pollution atmosphérique sont les gaz toxiques et les particules solides en suspension dans l'air. Les particules ont un effet néfaste aussi bien sur la nature que sur l'homme. Plus fines elles sont, plus longtemps elles restent en suspension dans l'air. Elles peuvent également pénétrer dans le système respiratoire induisant de nombreux problèmes de santé comme l'asthme et le cancer du poumon. Ainsi, une méthode plus efficace pour l'élimination des particules en suspension dans l'air constitue un défi majeur pour la lutte contre la pollution atmosphérique, ce qui est nécessaire pour protéger l'environnement et la santé humaine [1] [2] [3].

Depuis leur mise au point la première fois en 1907, les précipitateurs électrostatiques (ESP) sont largement utilisés pour la filtration de l'air dans les environnements industriels et urbains [4] [5] [6]. Le principe de la précipitation électrostatique consiste à charger les particules en suspension dans le gaz par l'injection des charges dans une conduite en utilisant une électrode active reliée à une haute tension (HV), puis les conduire vers une électrode de collecte mise à la terre par des forces électriques [7] [8]. Même si l'efficacité de collecte totale des particules dans les précipitateurs électrostatiques classiques est élevée (elle peut atteindre 99,9 %), et leur coût d'énergie est faible, les études ont montré que leur efficacité diminue avec les particules submicroniques dans la gamme de taille entre 0,1 à 1 μm . En plus, les ESP conventionnels utilisent la décharge couronne négative pour charger les particules, ceci présente certains risques dus à la transition vers le régime d'arc.

La décharge à barrière diélectrique (DBD) appelée aussi décharge silencieuse peut être utilisée pour produire un plasma non équilibré à pression atmosphérique [9]. Cette décharge est caractérisée par la présence d'une barrière diélectrique sur une ou les deux électrodes ou introduite dans l'intervalle inter électrodes [10] [11]. L'accumulation des charges sur la surface des barrières diélectriques crée un potentiel opposé, ce qui limite le champ électrique dans le gap et empêche en conséquence la transition en arc [12]. Ces dernières années, la DBD a été largement étudiée et utilisée dans de nombreux domaines à savoir la génération d'ozone [13], la technologie d'affichage plasma [14], la stérilisation bactérienne [15], le contrôle de l'écoulement [16]. Récemment, de nombreux travaux de recherche focalisent sur l'utilisation de la DBD pour produire les ions et la charge nécessaire pour charger et collecter les particules à l'intérieur des électrofiltres plutôt que la décharge couronne classique [17] [18] [19].

Dans des travaux antérieurs effectués sur des électrofiltres à échelle laboratoire, Kawada *et al.* [20] ont prouvé qu'un électrofiltre à DBD peut être efficace non seulement pour la filtration des particules, mais aussi pour l'élimination des oxydes d'azote (NO_x) de l'air. Dramane *et al.* [21] ont étudié la collecte des particules submicroniques dans des configurations différentes d'électrofiltre à DBD : plan-plan et fil-cylindre. L'étude comparative a montré qu'on peut obtenir deux modes de décharge différents avec la même excitation électrique en changeant la configuration géométrique. En configuration

asymétrique, la DBD opère en mode diffuse alors que dans la configuration planaire, la décharge est filamentaire. Zouzou *et al.* [22] ont analysé l'effet du vent ionique sur la collecte des particules en utilisant la technique de la **V**élocimétrie par **I**mage de **P**articules (**PIV**). Ils ont remarqué l'absence du vent ionique moyen entre les électrodes dans la configuration plan-plan. Cependant, il existe une forte interaction entre le flux primaire et le vent ionique dans le cas des configurations fil-cylindre. Ceci est expliqué par le fait que le champ électrique est uniforme dans une configuration symétrique. Gouri *et al.* [23] [24] ont fait une étude paramétrique sur un électrofiltre DBD fil-tube carré afin d'améliorer ces performances. En termes d'efficacité, il a été démontré qu'un électrofiltre DBD peut être utilisé avec succès pour la collecte des particules submicroniques en l'alimentant avec une haute tension alternative. L'efficacité de collecte atteint 99,9 % si la puissance nécessaire est fournie.

Malgré ces résultats prometteurs, il n'existe aucun modèle théorique ou numérique pour évaluer l'efficacité de la collecte ou la charge des particules à l'intérieur d'un électrofiltre DBD et tous les résultats dans la littérature sont basés sur des études expérimentales. En plus, très peu de travaux ont étudié la relation entre le mouvement des particules et l'efficacité de collecte. Un des objectifs de cette thèse est de répondre à ces questions.

Récemment, en raison du développement croissant de la technologie des alimentations de tension pulsée, les DBD excitées par une tension pulsée nanoseconde ont attiré plus d'attention et ont donné lieu à de nombreuses publications. La DBD pulsée nanoseconde (NP DBD) permet la production d'électrons de haute énergie dans l'espace de décharge, ce qui améliore la production de radicaux et d'espèces excitées [25] [26]. Dans la littérature, la NP DBD n'est pas largement étudiée dans la configuration plan-plan. Shao *et al.* [27] [28] ont analysé la morphologie de la décharge sous des pulses nanosecondes répétitives unipolaires en utilisant des caméras numériques. Ils ont découvert que l'on pouvait observer les deux modes : diffuse et filamentaire, et que le mode de décharge est influencé par des paramètres géométriques tels que l'épaisseur du gap et des barrières diélectriques. Qi *et al.* [29] [30] ont rapporté que le mode de la NP DBD peut également être affecté par la vitesse de l'écoulement. Dans la présente thèse, nous focalisons notre attention sur l'étude et la compréhension du comportement électrique de la NP DBD et la possibilité de l'appliquer pour la précipitation électrostatique des particules. Une étude comparative avec la AC DBD est faite en fonction de la puissance moyenne consommée.

Structure de la thèse

Ce projet réalisé au sein du **L**aboratoire de **R**echerche en **E**lectrotechnique (LRE) de l'**E**cole **N**ationale **P**olytechnique d'Alger (ENP), en collaboration avec l'**I**nstitut **P**prime de Poitiers, a pour objectif d'étudier la décharge à barrière diélectrique dans l'air à pression atmosphérique à travers des approches numériques et expérimentales, et l'appliquer en tant qu'outil de dépollution de l'air, plus précisément, la filtration électrostatique des particules. La taille des particules traitées dans le cadre de ce travail est située dans la gamme entre 0,18 et 0,7 μm . En effet, ceci présente un défi, car il y a plusieurs études qui ont montré que l'efficacité de collecte des électrofiltres de type DC est relativement faible dans la gamme de tailles des particules comprises entre 0,1 et 1 μm . La configuration de la DBD étudiée dans cette thèse est plan-plan.

Le présent manuscrit est structuré autour de cinq chapitres. Dans le premier chapitre, nous présentons une synthèse bibliographique sur les plasmas et les décharges en général et les Décharges à Barrière Diélectrique (DBD) à pression atmosphérique en particulier. Pour cela, nous commençons par présenter quelques notions générales sur les plasmas. Ensuite, nous parlons des décharges électriques dans leur généralité, en concentrant sur la décharge couronne et la DBD. Après cela, nous exposerons le principe de la précipitation électrostatique et l'application des décharges pour la charge et la collecte des particules. En effet, nos travaux ne portent que sur la dépollution de l'air des particules qu'il contient, l'aspect chimique (les oxydes d'azote (NOx) et les composés organiques volatiles (COV)) n'étant pas abordé. Enfin, nous terminons en présentant quelques travaux antérieurs sur les électrofiltres à DBD.

Le deuxième chapitre est consacré à la modélisation numérique de la DBD. Dans la première partie de ce chapitre, nous présentons les équations mathématiques de base du modèle dit **fluide** ou **hydrodynamique** utilisé dans notre travail pour la modélisation des décharges notamment la DBD. Dans la deuxième partie, nous discutons les détails de la simulation en utilisant le logiciel commercial **COMSOL Multiphysics**. Les diverses techniques numériques et les hypothèses simplificatrices liées à la simulation sont présentées également. Enfin, nous analyserons les résultats de simulation dans le cas de la DBD homogène dans l'hélium. Nous discutons aussi les difficultés rencontrées dans la simulation de la DBD filamentaire dans l'air.

Dans le troisième chapitre, nous abordons une étude expérimentale du comportement électrique de la DBD plan-plan dans l'air à pression atmosphérique. La DBD est étudiée pour deux types d'alimentation électrique : la tension alternative (sinusoïdale et carrée) et la tension pulsée nanoseconde. Le but est de mettre en évidence les caractéristiques électriques de la DBD plan-plan et son comportement en fonction des paramètres électriques (tension, fréquence, puissance moyenne consommée). La morphologie de chaque décharge est étudiée en utilisant une caméra numérique. Les différents outils et techniques de caractérisation électrique et diagnostic sont présentés en détail dans chaque cas.

Dans le quatrième chapitre, à l'aide d'un granulomètre optique, une étude paramétrique est réalisée afin d'évaluer l'effet des paramètres électriques et fluidiques sur les performances de l'électrofiltre plan-plan. Le granulomètre nous permet de déterminer la concentration des particules en fonction de leur taille. Les performances de l'électrofiltre sont évaluées à travers un calcul d'efficacité de collecte des particules à partir des mesures de leur concentration en présence et en absence de la décharge. Nous effectuons aussi une étude comparative de l'efficacité de collecte dans les deux cas de la DBD (AC et Pulsée nanoseconde) ainsi que l'effet de la configuration à deux étages (un étage pour la charge et un autre pour la collecte).

Pour finir, nous étudions dans le cinquième chapitre la charge et le mouvement des particules à l'intérieur d'un électrofiltre à DBD plan-plan en utilisant un modèle théorique. Dans la première partie, nous présentons une synthèse des mécanismes de charge des particules et des modèles de l'efficacité de collecte dans les électrofiltres conventionnels. Ensuite, nous introduisons le modèle mathématique et les équations du mouvement des particules et de l'efficacité de la collecte pour le cas d'une DBD plan-plan sous tension alternative. Le modèle est basé sur la théorie de charge par champ et par diffusion des particules et les équations classiques du mouvement des particules. Les résultats de la

modélisation théorique sont analysés, discutés et comparés au travail expérimental. Le but est de comprendre la relation entre le mouvement des particules et leur efficacité de collecte.

Chapitre I

**Etat de l'art : La décharge à barrière
diélectrique (DBD)**

Chapitre I.

Etat de l'art : La décharge à barrière diélectrique (DBD)

L'objectif de ce premier chapitre est de présenter une synthèse bibliographique sur les plasmas, les décharges électriques en général et les Décharges à Barrière Diélectrique (DBD) à pression atmosphérique en particulier. Pour cela, nous commencerons par présenter quelques notions de base sur les plasmas. Ensuite, nous parlerons des principes et mécanismes des décharges électriques, en se concentrant sur la décharge couronne et la DBD qui est le cœur de cette étude. Après cela, nous présenterons le principe de la précipitation électrostatique et l'application des décharges pour la charge des particules à l'intérieur des électrofiltres. Enfin, nous terminerons cette première partie en présentant quelques travaux antérieurs sur les électrofiltres à DBD. Notons que cette thématique est toute nouvelle au sein du laboratoire LRE (Laboratoire de Recherche en Électrotechnique, École Nationale Polytechnique d'Alger).

I.1. Généralités sur les plasmas

I.1.1. Définition

Un plasma est un gaz ionisé constitué d'électrons et d'ions dont l'ensemble est macroscopiquement neutre du point de vue électrique. Le plasma est considéré comme étant le quatrième état de la matière en plus des trois états classiques : solide, liquide et gaz [31]. L'apport énergétique nécessaire pour passer de l'état gazeux à l'état plasma peut provenir d'une source de chaleur, d'un champ électromagnétique très intense, d'un bombardement de particules ou encore d'un champ électrique [31] [32].

Le terme « plasma » a été introduit en 1929 par le physicien américain I. Langmuir pour désigner, dans les tubes à décharges, certaines régions équipotentielles contenant un gaz ionisé électriquement neutre [33]. Les plasmas sont extrêmement répandus dans l'univers puisqu'ils représentent plus de 99 % de la matière. Toutefois, ils passent presque inaperçus dans notre environnement proche, « la Terre », étant données que leurs conditions d'apparition sont très éloignées des conditions nécessaires à la vie terrestre [34]. Ainsi on peut distinguer les plasmas naturels (les étoiles, les aurores boréales, les éclairs, l'ionosphère...) et les plasmas artificiels, c'est-à-dire créés par l'homme (les écrans plats de télévision, les lampes à décharge électrique comme les tubes fluorescents, la soudure à l'arc...).

I.1.2. Paramètres physiques des plasmas

Tous les plasmas n'ont pas les mêmes caractéristiques et peuvent être ainsi classifiés en fonction de certains paramètres précis. Ces paramètres sont essentiellement [34] [35] [36]: la densité des espèces, le taux d'ionisation, la température électronique, le libre parcours moyen, la fréquence plasma, et la longueur de Debye.

I.1.2.1. Densité des espèces

La densité d'une espèce donnée représente le nombre de particules contenues en moyenne par unité de volume autour d'un point donné de l'espace et à un instant donné. Les densités sont souvent exprimées par cm^{-3} ou m^{-3} . Les espèces peuvent être des espèces neutres, des radicaux, des particules chargées comme les électrons, les ions positifs et les ions négatifs.

I.1.2.2. Taux d'ionisation

Le taux d'ionisation τ_i représente le rapport du nombre d'électrons libre n_e sur le nombre de particules totales $n_e + N$, où N est le nombre de particules neutres par unité de volume. Le taux d'ionisation est alors donné par:

$$\alpha = \frac{n_e}{n_e + N} \quad (I.1)$$

On parle de gaz faiblement ionisé lorsque $\tau_i < 10^{-4}$ (principales interactions de type collisions électrons-neutres) et de gaz fortement ionisé lorsque $\tau_i > 10^{-4}$ (interactions de type collisions électrons-électrons ou électrons-ions).

I.1.2.3. Température électronique

T_e est la température électronique qui correspond à la température absolue en Kelvin (K) des électrons. On utilise aussi parfois l'énergie électronique $k_B T_e$ (en électronvolt eV) avec k_B la constante de Boltzman, sachant que $1 k_B T_e \approx 1,4 \times 10^4 K$.

Dans le cas des « *plasmas froids* », la température (l'énergie) des électrons est très supérieure à celle des ions ($T_e \gg T_i$). Les ions sont considérés comme froids et ne pourront faire que des réactions chimiques possibles avec leur énergie. Dans les « *plasmas chauds* », les ions sont chauds ($T_e \approx T_i$) et donc plus réactifs. La classification des plasmas est bien détaillée dans la section suivante.

I.1.2.4. Libre parcours moyen

Le libre parcours moyen (λ) est la distance qu'une particule (électron, ion, particule neutre, etc.) traverse entre deux collisions. A cause de la nature statistique des collisions, il a une distribution spécifique. Il est décrit en général par l'équation suivante :

$$\lambda = \frac{1}{\pi N (r_1 + r_2)^2} \quad (I.2)$$

r_1, r_2 sont les rayons des particules en collisions. N est la densité de particules (nombres de particules par unité de volume).

I.1.2.5. La fréquence plasma

Le comportement collectif des plasmas se manifeste lorsqu'on écarte le plasma de l'équilibre. Le milieu retourne alors à l'équilibre en oscillant à la fréquence plasma électronique. Si un volume élémentaire du plasma est écarté de sa neutralité électrique locale (par exemple déplacement des électrons d'un volume élémentaire à un autre), ce volume élémentaire revient à sa neutralité en oscillant au voisinage de la fréquence plasma :

$$f_p = \frac{\omega_p}{2\pi} \quad (I.3)$$

Avec,

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (\text{I.4})$$

Où e est la charge élémentaire, m_e la masse de l'électron, n_e est la densité d'électrons et ϵ_0 est la permittivité du vide.

I.1.2.6. Longueur de Debye

La longueur de Debye est la distance parcourue par un électron thermique pendant un cycle de la pulsation plasma:

$$\lambda_D = \frac{v_e}{\sqrt{2}\omega_p} \quad (\text{I.5})$$

Où v_e est la vitesse de l'électron et ω_p est la fréquence plasma. La longueur de Debye peut être aussi donnée par la formule suivante :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e}} \quad (\text{I.6})$$

Où k_B est la constante de Boltzmann, T_e est la température électronique et n_e représente la densité électronique.

La longueur de Debye donne l'échelle des distances typiques sur les lesquelles une perturbation électrostatique s'étend dans un plasma avant d'être écartée par la réponse des charges du plasma. En particulier, du fait de son interaction avec les autres charges, une particule chargée voit son potentiel Coulombien moyen à une distance r devenir :

$$V(r) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r} \cdot \exp\left(\frac{-r}{\lambda_D}\right) \quad (\text{I.7})$$

Le potentiel $V(r)$ est écarté sur une distance de l'ordre de λ_D , et de même les épaisseurs des gaines sont quelques fois de l'ordre de la longueur de Debye.

I.1.3. Classification des plasmas

Les plasmas peuvent être classés en fonction de plusieurs critères comme la densité électronique, le degré d'ionisation, la température électronique. À partir de ces paramètres, on peut distinguer et classifier les différents plasmas. La figure I.1 propose une classification des plasmas selon leur énergie, caractérisée par la température électronique et leur densité de particules chargées. Cette classification permet alors de ressortir deux grandes catégories de plasmas : les plasmas « *thermiques* » et « *non-thermiques* » ou plasma « *chauds* » et « *froids* » [31] [34].

Les plasmas thermiques présentent une température électronique qui est proche de celle du gaz, de 5000 à 50 000 K. Ces plasmas sont dits à l'équilibre thermodynamique car la température des électrons est la même que celle des ions. Les énergies mises en jeu sont importantes. Les arcs et les torches à plasmas (utilisées en industrie pour la découpe et la soudure) sont des exemples de ce type de plasma [31].

En revanche, les plasmas non-thermiques sont caractérisés par leur état hors équilibre thermodynamique. La température du gaz (des ions) est dans ce cas proche de la température ambiante, alors que celle des électrons est élevée (jusqu'à 10^4 K) et suffisante pour permettre

d'induire un changement d'énergie interne des atomes conduisant à la formation d'espèces excitées ou ionisées. La majeure partie de l'énergie injectée est alors convertie en réactivité chimique, et non pas en énergie thermique. Les décharges à barrière diélectrique sont des exemples de ce type de plasma [31] [35].

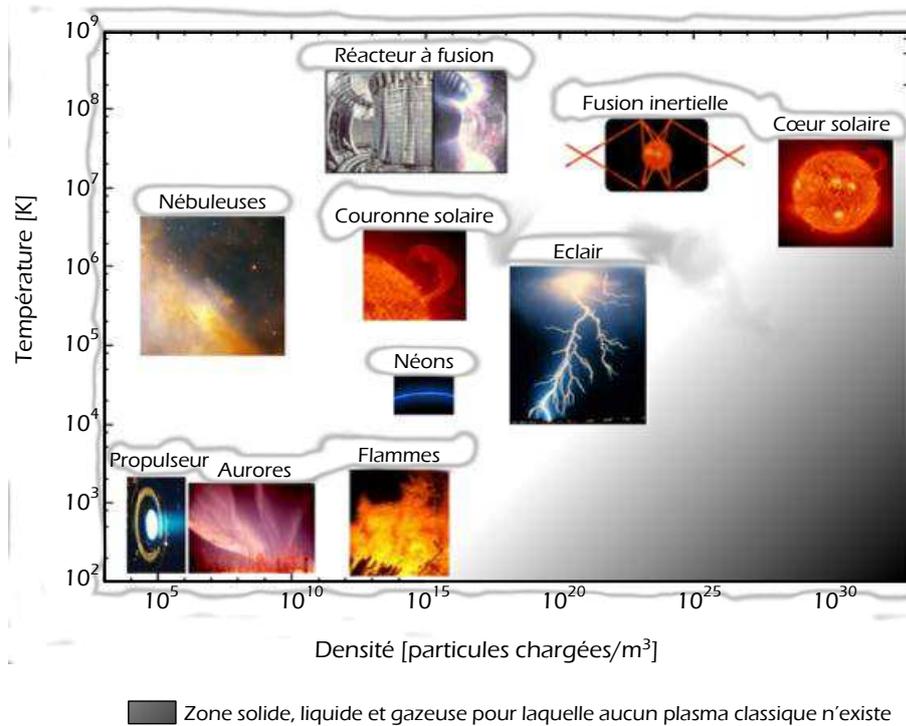


Figure I.1. Classification des plasmas en fonction de leur densité et de leur température [31]

Les plasmas qui nous intéressent sont des plasmas froids réactifs hors équilibre produisant des espèces actives variées (particules chargées, radicaux, espèces excitées, photons...etc) dont les propriétés sont exploitées dans de nombreuses applications (affichage, processeurs à haute densité d'intégration utilisés pour les mémoires et les processeurs des ordinateurs, dépollution, biomédical, etc.) [35].

I.2. Les décharges électriques dans les gaz à pression atmosphérique

I.2.1. Principe et mécanisme

Si on applique une tension suffisante entre deux électrodes placées dans un gaz, ce dernier peut s'ioniser et laisser passer un courant : c'est ce que l'on appelle une décharge électrique. La figure I.2 décrit le comportement du courant en fonction de la valeur de la tension appliquée. La courbe permet de distinguer quatre régimes [37] [36] [38]:

Régime I (OA): le courant est très faible ($\leq 10^{-12} A/cm^2$). Il est dû à la présence d'ions issus de la radioactivité naturelle ou rayonnement cosmique. Dans ce cas, le champ électrique est trop faible pour assurer l'avalanche électronique.

Régime II (AB): lorsque la tension atteint une valeur seuil V_0 , le champ est assez intense pour qu'un électron puisse ioniser une particule environnante. Le processus

d'avalanche se déclenche alors sans que le critère d'auto-entretien soit pour autant satisfait. La décharge a besoin d'une source externe complémentaire : on parle de régime de Townsend non entretenu. Le courant reste faible ($\leq 10^{-9} \text{ A/cm}^2$).

Régime III (BC): ici la décharge ne s'éteint plus car la condition d'auto-entretien est atteinte. La composante continue (représentative de la charge d'espace) augmente avec la tension.

Régime IV (C-infinie): les courants de décharges deviennent très importants car toute l'énergie passe par un même canal préférentiel dans l'espace inter-électrodes. C'est le régime des décharges disruptives tel que les arcs électriques.

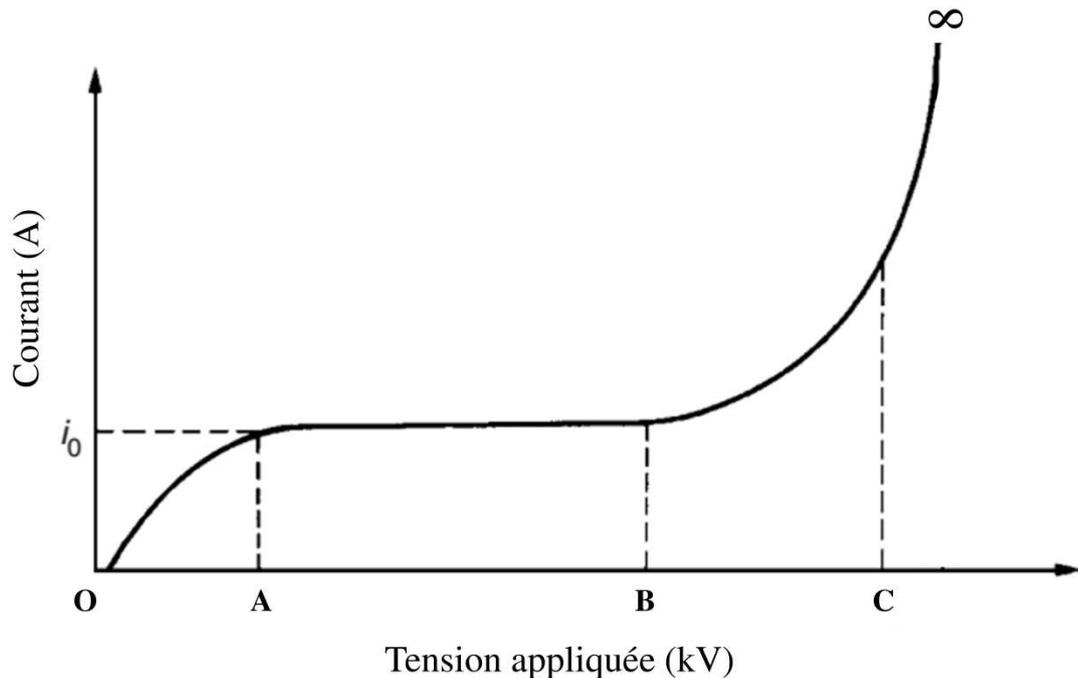


Figure I.2. Caractéristique courant-tension des décharges à pression atmosphériques [38]

Les manifestations et caractéristiques des décharges dépendent de nombreux paramètres comme la nature du champ électrique (continu, alternatif et pulsé), la nature et la pression du gaz ou encore des distances caractéristiques (distance inter-électrodes) [39]. Au XIXe siècle, les expériences sur les décharges électriques dans les gaz raréfiés ont conduit à la découverte de l'électron et des rayons X. Dans ce cas, on parle aussi fréquemment d'arc électrique. L'arc électrique résulte des phénomènes d'ionisation qui conduisent à une augmentation de la densité d'électrons, un échauffement du gaz, et une diminution du champ réduit E/N qui amplifie le phénomène d'ionisation, ce qui conduit finalement à la formation d'un arc électrique. L'apparition des arcs électriques peut être très dangereuse à la fois sur l'être humain et les instruments dans plusieurs applications industrielles. Parmi les méthodes les plus communément utilisées pour éviter le passage à l'étincelle, l'une consiste à disposer une barrière diélectrique entre les deux électrodes. C'est à ce moyen d'inhibition de l'arc que nous avons eu recours dans le cadre de notre travail.

Dans les deux prochaines sections, nous aborderons les systèmes de décharges et plus particulièrement la décharge couronne et la décharge à barrière diélectrique volumique.

I.2.2. Décharge couronne

La décharge couronne fait partie de la famille des plasmas froids non thermiques, c'est un phénomène de décharge partielle non homogène qui entraîne une ionisation d'un milieu fluide neutre, généralement de l'air autour d'un conducteur. Les décharges couronnes se situent dans le régime III de la figure I.2. La génération d'une décharge couronne nécessitant un système d'électrodes fortement dissymétriques (pointe-plan) : une électrode pointue avec un rayon de courbure très faible appelée l'électrode de décharge (fil, aiguille) et une électrode collectrice de charge avec un rayon de courbure plus grand (plan, grille). L'application d'un haut potentiel électrique (kV) entre les deux électrodes, un courant électrique continu ou non de faible intensité (μA) se crée entre les deux électrodes. Ceci entraîne la création d'un plasma à pression atmosphérique ; ainsi les charges électriques créées, se propagent dans le milieu fluide pour ioniser les molécules du gaz neutre, on obtient alors une décharge couronne volumique. Le nom de décharge « *couronne* » est donc lié à la forme en couronne du plasma autour de l'électrode de décharge [37] [40] [41].

La décharge couronne existe sous plusieurs formes, en fonction de la polarité du champ électrique appliqué et de la configuration géométrique des électrodes. Pour la décharge couronne positive (Figure I.3.a), les électrons se produisent par photo-ionisation puis s'accélèrent vers l'anode (la pointe) à cause du champ électrique très intense autour de la pointe. Ceci crée une région de forte ionisation autour de la pointe (zone en pointillé sur la Figure I.3.a). Les ions positifs ainsi créés sont repoussés par l'anode, sous l'effet des forces de Coulomb, jusqu'à une distance de la pointe (inférieure au millimètre) au-delà de laquelle le champ électrique trop faible ($< 30 kV/cm$ dans l'air à pression atmosphérique) ne permet plus la création d'ions positifs. Les ions positifs migrent donc vers la cathode (la plaque). Cette zone unipolaire, puisqu'il n'y a que des ions positifs, est appelée région de dérive [37] [36] [42]. Dans la configuration pointe-plan, la décharge couronne positive commence par un régime qu'on appelle « *Burst pulse corona* » et lorsqu'on augmente dans la tension, on arrive au régime « *Streamer corona* », « *Glow corona* » puis « *Spark* » (claquage) lorsque la tension appliquée dépasse la valeur critique de claquage de l'air comme représenté sur la figure I.3.b [4]. Pour la décharge couronne négative dans la même géométrie (Figure I.3.c), il y a toujours création d'électrons par photo-ionisation et apparition de la zone d'ionisation autour de la pointe. Contrairement à la décharge couronne positive, les ions positifs alors créés reviennent rapidement à la cathode [43] et seuls les ions négatifs créés par attachement dans une zone où le champ est plus faible peuvent migrer vers la plaque.

La forme initiale de la décharge couronne négative s'appelle « *Trichel pulse corona* ». En augmentant encore plus dans la tension on arrive au régime « *Pulseless corona* » suivie par le « *Spark* » (claquage) lorsque la tension appliquée est suffisamment élevée [4]. Les impulsions de Trichel sont régulières et sont dues au champ électrique qui s'affaiblit au voisinage de la cathode [37]. Les ions négatifs empêchent en effet la multiplication des avalanches électroniques. Une fois ces ions migrés vers l'anode, de nouvelles avalanches apparaissent. L'intervalle entre deux pics de courant, impulsions de Trichel, dépend donc du temps nécessaire aux ions négatifs à atteindre l'anode [36] [4].

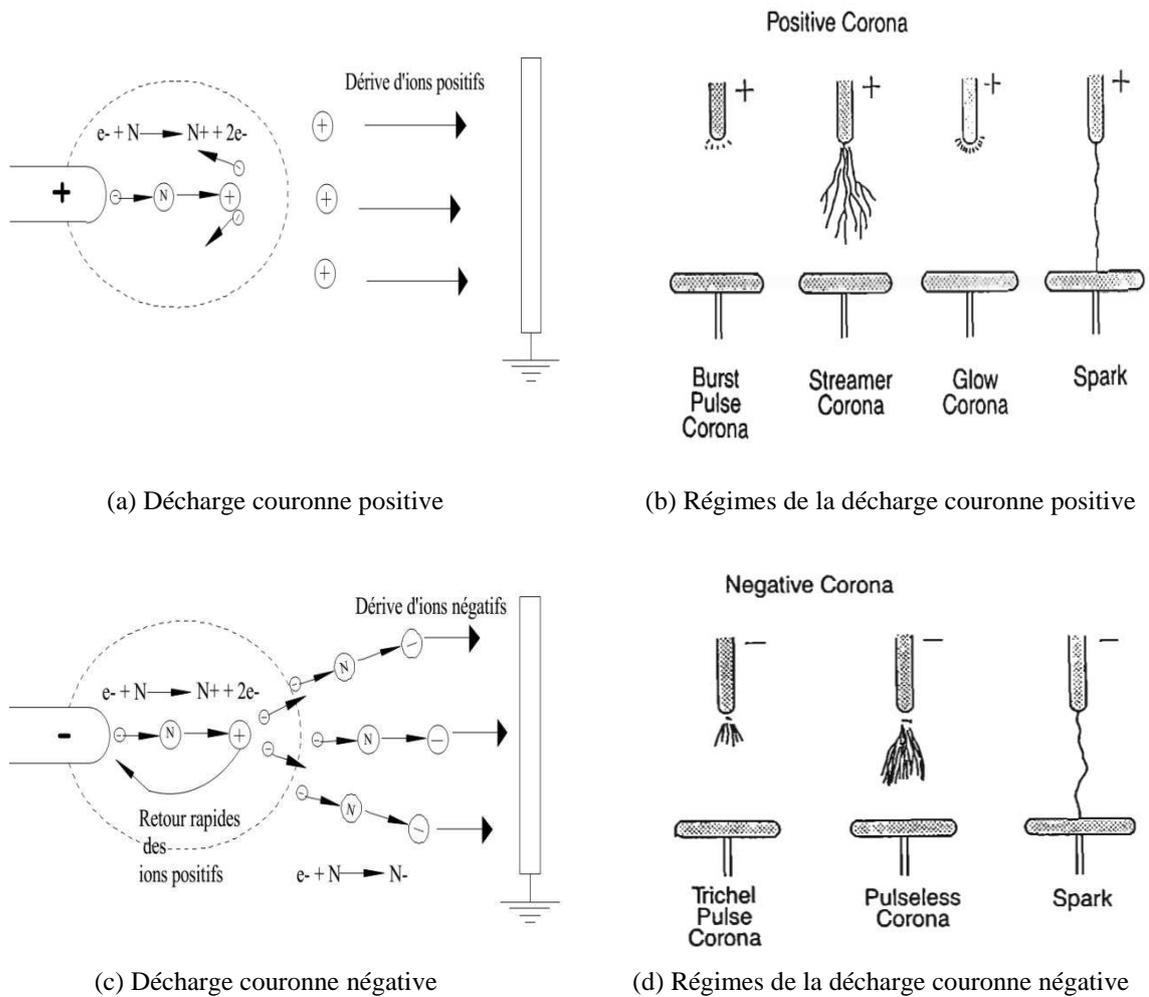


Figure I.3. Schéma de disposition globale de décharge couronne (pointe-plaque), et régimes de la décharge couronne [4] [36]

Pour les configurations fil-plan ou fil-cylindre, la décharge couronne positive générée au niveau de l'électrode active prend la forme d'une gaine lumineuse autour du fil ; par contre, la décharge couronne négative apparaît sous forme de spots ou taches lumineux appelés « Tufts » comme illustré sur la figure I.4 [4].



Figure I.4. Morphologie de la décharge couronne positive et négative dans la configuration fil-cylindre [44]

I.2.2.1. Le champ électrique seuil

Le champ électrique sur la surface de l'électrode pour lequel la décharge électrique couronne est amorcée a été étudié intensivement par Peek [45], McAllister *et al.* [46], Hartmann [47] et Lacoste *et al.* [42]. Ce champ électrique dépend des caractéristiques d'ionisation du gaz et de sa densité, de la taille, de la surface et de la disposition des électrodes. Peek a établi une expression semi-empirique qui donne le champ électrique seuil d'apparition de l'effet couronne dans le cas de l'air sec :

$$E_0 = 30. m. \delta_{air} \cdot \left(1 + \frac{0.308}{\sqrt{\delta_{air} \cdot r}} \right) [kV/cm] \quad (I.8)$$

où E_0 représente l'intensité du champ électrique seuil d'apparition de l'effet couronne à la surface. m est le facteur de rugosité relative à la surface de l'électrode active (égale à 1 pour une surface lisse). r est le rayon de courbure de l'électrode active, qui peut être une pointe ou un fil. δ_{air} est la densité relative de l'air ($\delta_{air} = \frac{T_0 \cdot P}{T \cdot P_0}$, avec T_0 et P_0 sont respectivement la température (293 K) et la pression ($1,01325 \times 10^5 Pa$) de référence).

I.2.2.2. Caractérisation courant-tension de la décharge couronne

Dans la décharge couronne, la valeur du potentiel appliqué entre les deux électrodes pour laquelle l'effet couronne commence à apparaître est appelée la tension effet couronne V_i ou la tension seuil. À des tensions proches de cette valeur, il y a une région dans laquelle le courant augmente proportionnellement avec la tension appliquée. Cette région est appelée le régime de « loi d'Ohm ». Au-dessus de cette région, le courant de décharge augmente plus rapidement, suivant une fonction carrée de la tension appliquée. L'augmentation de la tension appliquée peut éventuellement conduire à terme, à une rupture complète et à l'apparition de l'arc en un point appelé le potentiel de rupture V_R . Le courant qui traverse l'espace inter-électrodes est une fonction non linéaire de la tension appliquée selon la relation empirique décrite par Loeb *et al.* [48] :

$$I = C. V(V - V_i) \quad (I.9)$$

où C est une constante qui dépend de la géométrie de la configuration.

I.2.3. Décharge à barrière diélectrique

I.2.3.1. Définition

Un problème récurrent des décharges à tension continue dans l'air (décharges couronnes), à la pression atmosphérique, est la formation d'importantes charges d'espace qui peuvent conduire à des arcs électriques, ce qui limite leur utilisation. En effet, s'ils sont suffisamment énergétiques, ces arcs peuvent devenir dangereux pour le matériel. Ainsi, pour limiter l'apparition de tels phénomènes, une solution simple consiste à disposer entre les deux électrodes au moins un matériau diélectrique. La figure I.5 montre une configuration type qui permet de générer cette décharge, que l'on appelle « Décharge à Barrière Diélectrique » (DBD). La présence du diélectrique permet de limiter l'énergie qui passe dans chaque canal de décharge et ainsi d'éviter le passage à l'arc. Il existe dans la littérature plusieurs travaux sur la physique des DBD. Ainsi pour plus d'information, on peut consulter par exemple les

travaux de Hassouni *et al.* [49], de Yokoyama *et al.* [50], de Massines *et al.* [10] ou de Kogelschatz [11].

Une tension alternative est souvent utilisée avec ce type de décharge de façon à annihiler, au début de chaque alternance, l'accumulation des charges présentes à la surface du diélectrique. Depuis quelques années, on note la multiplication des études sur l'utilisation d'une tension impulsionnelle pour générer les DBD volumiques à pression atmosphérique [51] [52] [53]. Lorsque l'on utilise une alimentation continue ou alternative, la montée en tension se fait progressivement, jusqu'au potentiel d'ionisation, puis la décharge a lieu. Si l'on utilise une décharge ayant une durée typiquement inférieure à la microseconde, seuls les électrons auront le temps d'être accélérés, les ions, plus lourds, ayant une mobilité électrique plus faible [54]. Si de plus, cette décharge est impulsionnelle, l'accélération des électrons se fera de façon plus intense. Plusieurs études sur les décharges pulsées ont démontré par exemple qu'une courte impulsion de tension est souhaitable pour une production efficace de radicaux et d'espèces excitées [55] [26].

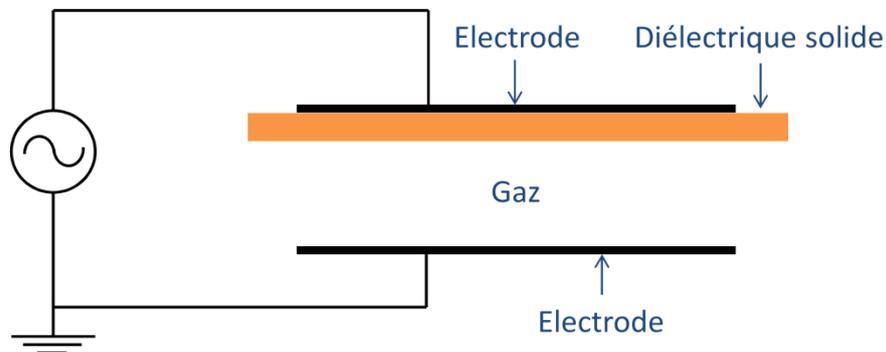


Figure I.5. Configuration classique d'une DBD de volume

I.2.3.2. Principe de fonctionnement

Lorsqu'on applique une tension suffisamment élevée entre les électrodes, le claquage du gaz conduit à la formation d'un canal conducteur, c'est-à-dire une micro-décharge (Figure I.6.a). Cette micro-décharge peut être représentée par le schéma équivalent de la figure I.6.d. Le diélectrique en vis-à-vis de la décharge se comporte comme l'isolant d'un condensateur C_d , dont les armatures sont d'un côté la décharge et de l'autre l'électrode [56]. Par la suite, nous noterons V_a la tension appliquée sur la cellule de décharge, V_g la tension aux bornes du gaz et enfin V_d la tension aux bornes du diélectrique [56].

Le passage du courant induit une accumulation de charges sur la surface du diélectrique en vis-à-vis du canal de décharge, qui se traduit par une augmentation de la tension V_d . Si l'augmentation de cette tension au fur et à mesure du développement de la décharge est plus rapide que l'augmentation de la tension V_a , elle cause une chute de la tension V_g appliquée sur le gaz, ce qui conduit à l'extinction de la décharge [56]. Ainsi, la micro-décharge est bloquée bien avant d'avoir atteint un degré d'ionisation suffisant pour transiter en régime d'arc. Tant que la tension appliquée augmente, des micro-décharges s'initient à de nouvelles positions car la présence de charges résiduelles sur le diélectrique diminue le champ électrique appliqué sur le gaz aux positions où des micro-décharges se sont déjà développées (Figure I.6.b). Au changement de polarité (Figure I.6.c), les charges précédemment déposées à la surface du

diélectrique permettent un claquage du gaz sous un champ plus faible que lors de la première phase : $V_g = V_a - V_d$ (avec V_a et V_d de signes contraires lors du changement de polarité) [56].

La fonction essentielle du diélectrique est de limiter le courant transisant dans le canal afin que la décharge ne devienne pas un arc comme cela peut arriver entre deux électrodes métalliques à la pression atmosphérique. De plus, l'utilisation du diélectrique tend à favoriser une répartition uniforme des micro-décharges sur toute sa surface [11].

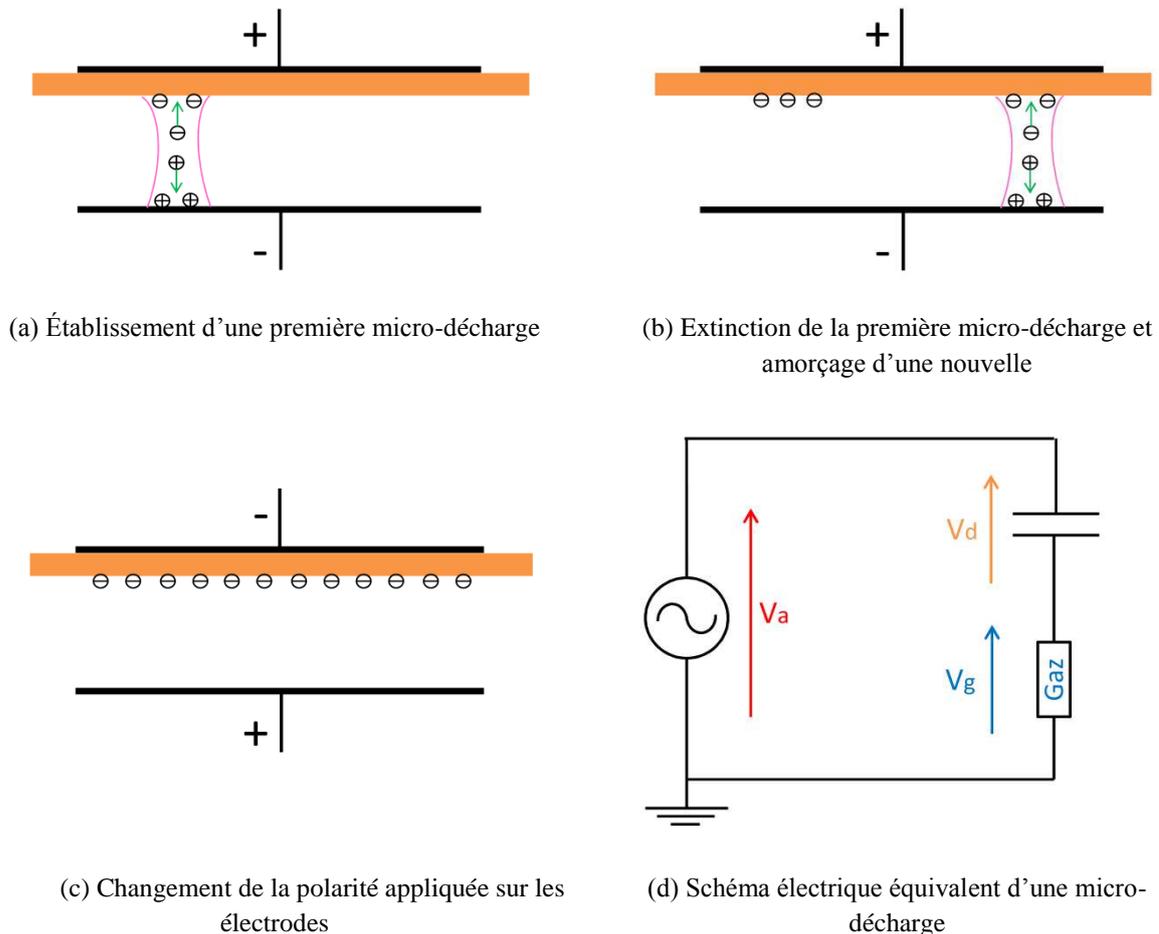


Figure I.6. Principe de fonctionnement d'une DBD

I.2.3.3. Configurations typiques

Il existe différentes configurations de DBD de volume couramment utilisées, outre la configuration classique présentée en figure I.5. En effet, le terme DBD regroupe toutes les configurations de cellule de décharge pour lesquelles un courant transite entre deux électrodes métalliques séparées par un gaz et par au moins une couche d'un matériau isolant. Suivant l'application visée, deux couches isolantes peuvent y être disposées. Les configurations des électrodes coplanaires et cylindriques typiques sont illustrées sur la figure I.7.

Les configurations coplanaires (Figures I.7.a et I.7.c) sont plutôt utilisées pour les applications de traitement de surfaces, tandis que les cylindriques (Figures I.7.b et I.7.d) sont plus adaptées aux traitements de gaz. L'arrangement plan-plan de la Figure I.7.a présente l'avantage d'éviter tout contact entre le plasma et les électrodes métalliques, conditions parfois utiles de l'usage de plasma corrosif par exemple. La configuration de la figure I.7.c

permet l'obtention simultanée d'une décharge de part et d'autre du diélectrique, propriété intéressante lorsque la barrière diélectrique constitue le matériau à traiter. Dans ce cas, le matériau est traité sur les deux faces simultanément. Les diélectriques couramment utilisés sont le verre, le quartz, la céramique et les polymères.

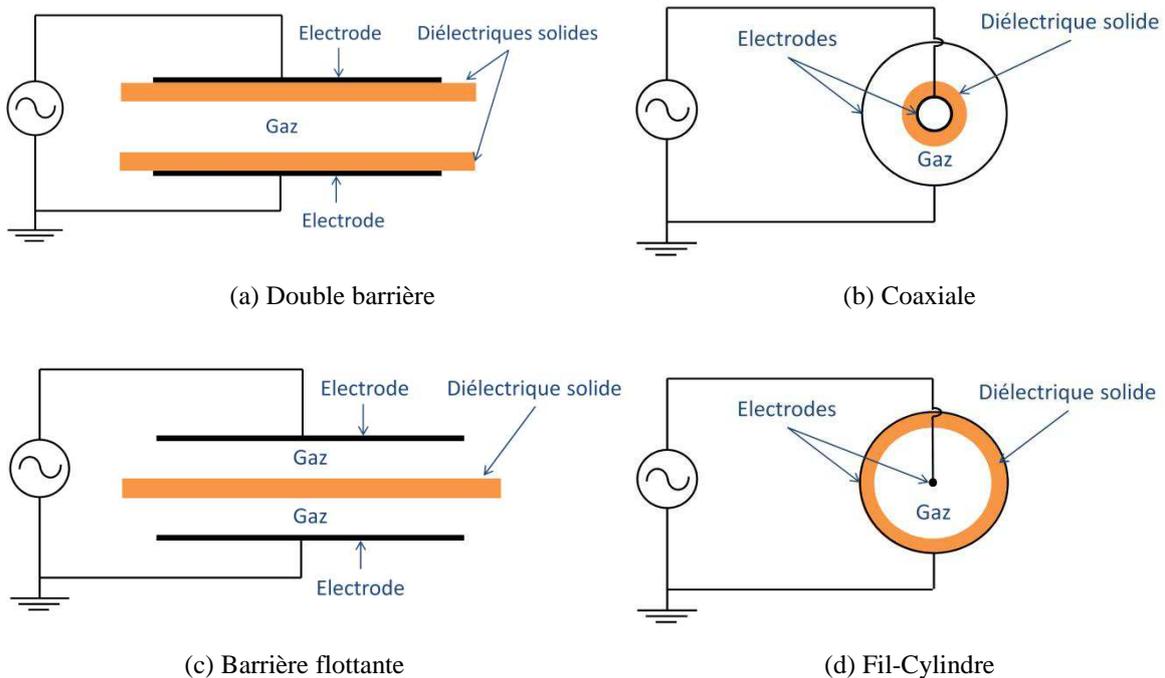


Figure I.7. Différentes configurations de DBD de volume

I.2.3.4. Les différents régimes de la décharge à barrière diélectrique

Les régimes de décharge observés dans le cas des DBD volumiques à pression atmosphérique sont principalement le régime filamentaire de type streamer et le régime homogène.

A. Régime filamentaire

Une décharge filamentaire est par définition composée d'une multitude de filaments, initiés par un claquage de type streamer. Il est caractérisé par la création d'une multitude de streamers se développant indépendamment les uns des autres et conduisant à la formation de micro-décharges dont les caractéristiques sont données dans le tableau I.1.

Tableau I.1. Ordres de grandeur des caractéristiques d'un canal de décharge filamentaire [57] [58]

Durée	1 – 10 (ns)
Vitesse de propagation	10^8 (cm.s ⁻¹)
Rayon d'un filament	100 – 200 μ m
Densité de courant	100 – 1000 (A.cm ⁻²)
Densité électronique	10^{14} – 10^{15} (cm ⁻³)
Énergie électronique moyenne	1 – 10 (eV)

La figure I.8 présente une photographie de la vue de dessous et de côté de l'espace inter-diélectriques dans le cas d'une décharge de nature filamentaire et fortement non-homogène.

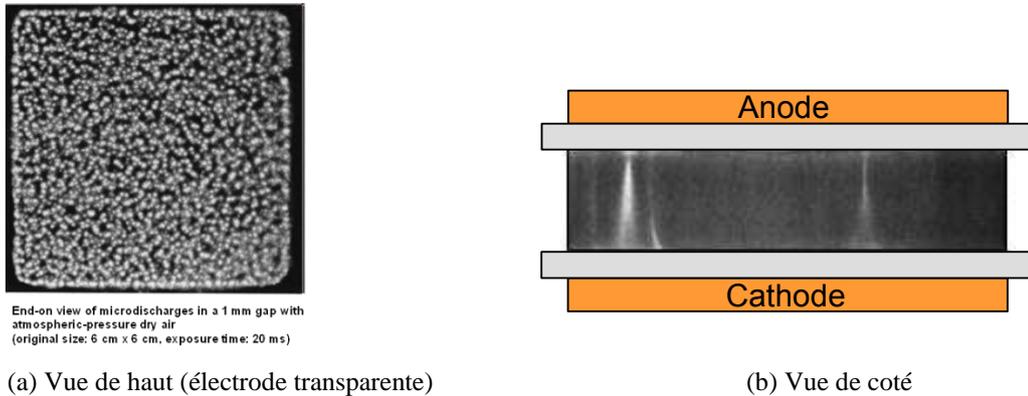


Figure I.8. Décharges à barrière diélectrique obtenues à pression atmosphérique [49]

Chaque micro-décharge induit une impulsion de courant d'une durée moyenne de quelques dizaines de nanosecondes visibles sur l'oscillogramme du courant. Comme le montre la figure I.9, lorsque ces micro-décharges se développent indépendamment, l'oscillogramme du courant est constitué d'une multitude d'impulsions.

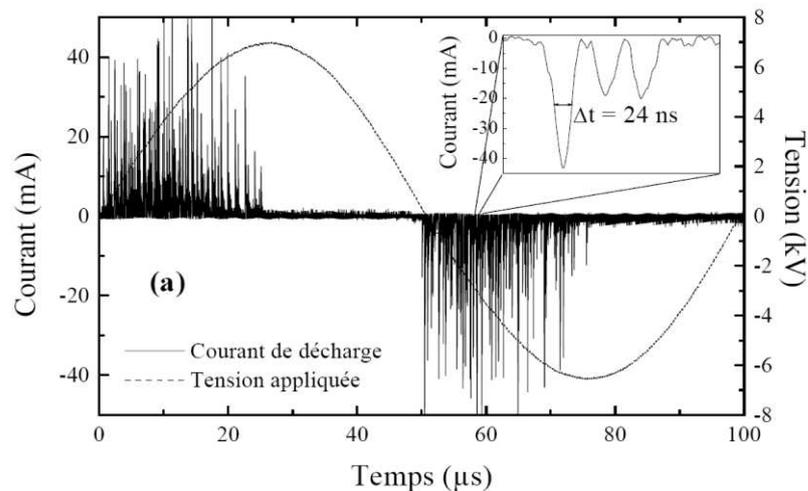
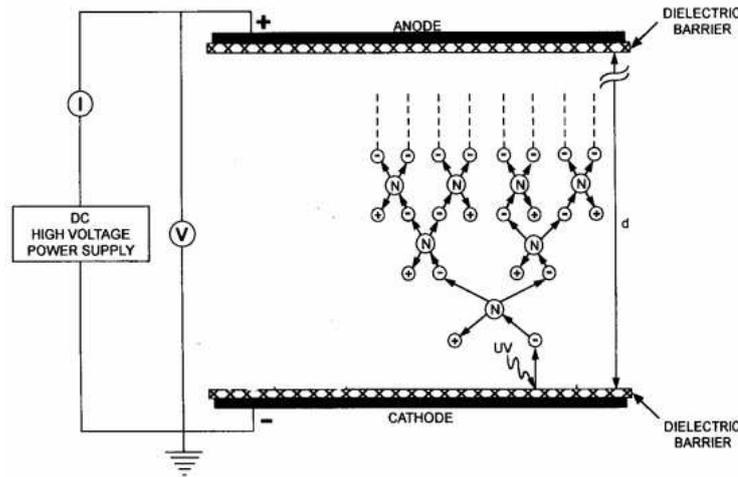
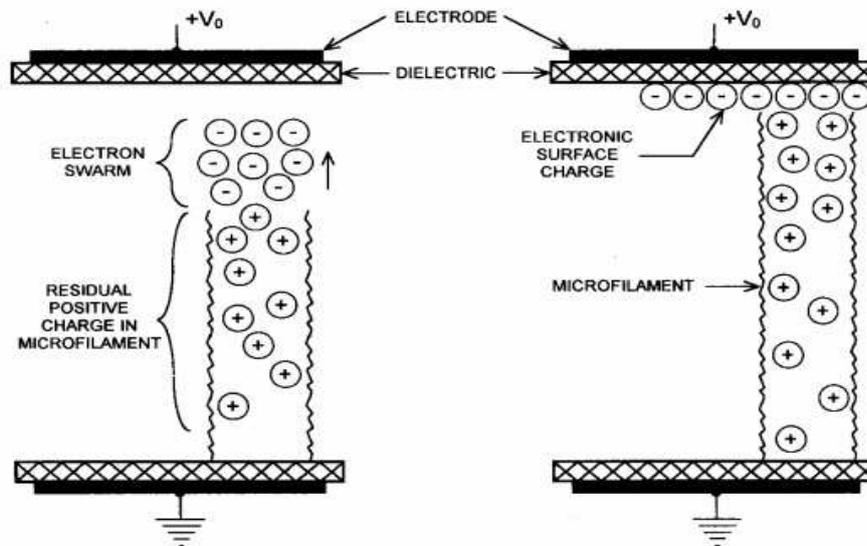


Figure I.9. Oscillogramme d'une décharge filamentaire à 10 kHz [59]

Le développement d'un filament individuel dans une DBD filamentaire est schématisé sur la figure I.10. La décharge filamentaire se déclenche lorsque le champ électrique dans l'espace inter-électrodes soit égal ou supérieur à la valeur critique d'amorçage du gaz ambiant. L'émission des électrons à partir de la surface diélectrique est stimulée par la photoémission UV ou les ions qui la bombardent induisant l'émission d'électrons secondaires [60]. Ces électrons sont accélérés dans le champ électrique à des énergies égales ou supérieures à l'énergie d'ionisation du gaz, et créent une avalanche dans laquelle des nouveaux électrons se produisent avec chaque réaction ou collision d'ionisation. La mobilité élevée des électrons par rapport aux ions permet à l'ensemble des électrons de se déplacer à travers le gap très rapidement dans des durées mesurées en nanosecondes. Les électrons laissent derrière eux les ions qui ont une mobilité relativement faible et les autres espèces excitées et actives qui subissent de nombreuses réactions chimiques [60].



(a) Initiation des avalanches



(b) Formation de nuages électronique et ionique

(c) Formation des filaments

Figure I.10. Phases de développement d'une micro-décharge dans une DBD (a) Initiation de l'avalanche électronique, (b) Nuage électronique négatif arrive à la surface diélectrique de l'électrode opposée (c) Électrons distribués sur la surface diélectrique, laissant derrière le nuage ionique positif [60]

Lorsque les électrons atteignent l'électrode opposée, ils s'accablent et s'étalent sur la surface diélectrique, contrecarrant la charge positive de l'anode. Les électrons accumulés sur l'anode et le nuage d'ions plus lents qui restent dans le gap causent la réduction du champ électrique au voisinage du filament ce qui termine toute réaction d'ionisation possible dans quelques dizaines de nanosecondes. Si le gaz utilisé est l'air à pression atmosphérique et la durée de la décharge n'est pas prolongée par d'autres moyens, ces espèces actives se trouvent dans un état d'équilibre chimique et la DBD produit préférentiellement de l'ozone qui devient l'espèce active dominante [60].

Les filaments produits par chaque avalanche sont de quelques dizaines à quelques centaines de nanomètres de diamètre, et leurs racines qui sont en contact avec la surface diélectrique, peuvent provoquer une piqûre ou un trou dans la surface du matériau. La

présence de la poussière ou de particules de taille micronique sur la surface diélectrique peut favoriser la formation de filaments [60].

B. Régime homogène

Bien que le régime de décharge d'une DBD à la pression atmosphérique soit normalement de type filamentaire, il est possible sous certaines conditions d'obtenir une décharge homogène de grand rayon.

DBD homogène de type Glow : dès 1969, R. Bartnikas observait dans une DBD dans l'hélium un régime différent du régime filamentaire classique [61]. Plus récemment, Okazaki *et al.* montrèrent l'existence d'un régime homogène à la pression atmosphérique, qu'ils appelèrent « *luminescent* » [62] [63] [50]. La décharge est caractérisée par un seul pic de courant par demi-période dont les caractéristiques sont données dans le tableau I.2. Ceci suggère un développement unique de la décharge dans tout l'espace inter-électrodes.

Tableau I.2. Ordres de grandeur des caractéristiques du pic de courant de décharge filamentaire [57] [58]

Durée du pulse	< ¼ de période
Densité de courant	10-100 ($mA \cdot cm^{-2}$)
Densité électronique	10^{10} - 10^{11} (cm^{-3})
Énergie moyenne électronique	~ eV
Densité ionique	~ 10^{11} (cm^{-3})
Densité des métastables	~ 10^{11} (cm^{-3})

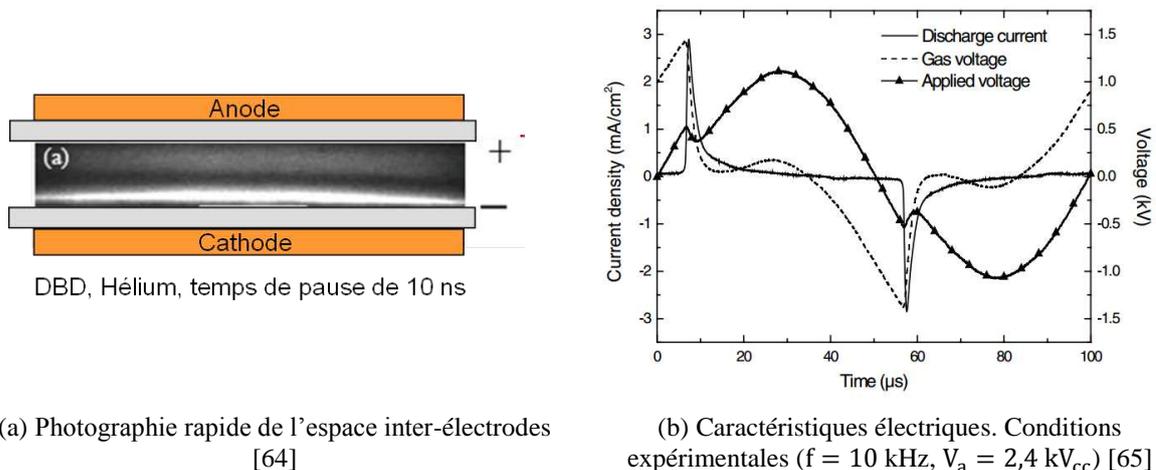


Figure I.11. Décharge lumineuse dans l'hélium à la pression atmosphérique

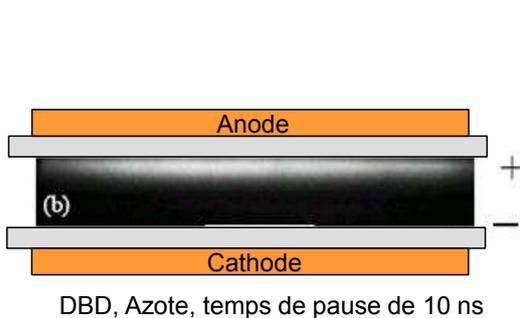
La figure I.11.a présente une photographie de la vue de côté de l'espace inter-diélectriques dans le cas d'une décharge DBD homogène de type Glow. La caractéristique tension-courant d'une décharge lumineuse, comme celle obtenue dans l'hélium, (Figure I.11.b) permet de mettre en évidence qu'une fois la décharge amorcée, la tension appliquée sur le gaz diminue alors que le courant continue à augmenter.

DBD homogène de type Townsend : peu de temps après les travaux d'Okazaki, des travaux similaires furent réalisés par Roth *et al.* [66] [67] ainsi que par Massines *et al.* [10] [68] montrant l'existence d'un régime homogène à la pression atmosphérique, qu'ils appelèrent « *Townsend DBD* » [69]. La décharge de Townsend est aussi caractérisée par un seul pic par demi-période. Dans ce cas, le pic de courant est plus étendu et dont les caractéristiques sont données dans le tableau I.3.

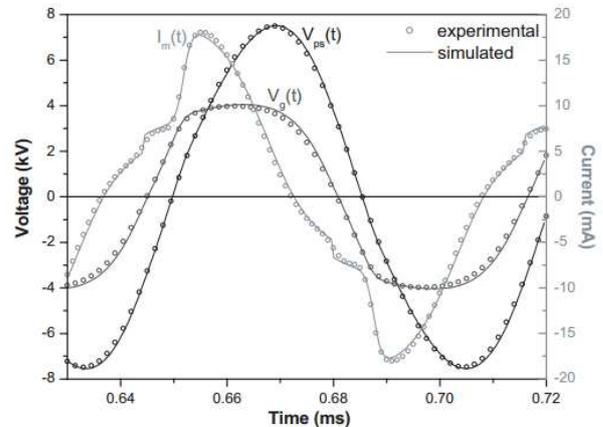
Tableau I.3. Ordres de grandeur des caractéristiques du pic de courant de décharge homogène de type Townsend [57] [58]

Durée du pulse	$\sim \frac{1}{4}$ de période
Densité de courant	0,1-10 ($mA.cm^{-2}$)
Densité électronique	10^7-10^8 (cm^{-3})
Énergie moyenne électronique	< 1 eV
Densité ionique	$\sim 10^{10}$ (cm^{-3})
Densité des métastables	$\sim 10^{13}$ (cm^{-3})

La figure I.12.a présente une photographie de la vue de côté de l'espace inter-diélectrique dans le cas d'une décharge DBD homogène de type Townsend. La figure I.12.b présente la caractéristique tension - courant de la décharge homogène de type Townsend observée dans l'azote. À noter que pendant la croissance du courant et de la tension aux bornes du gaz reste sensiblement constant.



(a) Photographie rapide de l'espace inter-électrodes [10]



(b) Caractéristiques électriques. Conditions expérimentales [70]

Figure I.12. Décharge homogène de type Townsend dans l'Azote à la pression atmosphérique

I.3. La dépollution de l'air

I.3.1. Filtration des particules en suspension

La présence de particules en suspension dans l'air est principalement due à la pollution atmosphérique. Ces particules en suspension dans l'air, ou aérosols, sont constituées de substances solides et/ou liquides, qui présentent une vitesse de chute le plus souvent

négligeable. La pollution atmosphérique est due au fait que l'homme introduit, directement ou indirectement, dans l'atmosphère et les espaces clos, des substances ayant des conséquences préjudiciables de nature à mettre en danger la santé humaine, à nuire aux ressources biologiques et aux écosystèmes, à influencer sur les changements climatiques, à détériorer les biens matériels et à provoquer des nuisances olfactives excessives [71].

Les aérosols font partie des polluants primaires, qu'on définit comme étant des substances présentes dans l'atmosphère telles qu'elles ont été émises. La taille des particules est le paramètre le plus important pour caractériser le comportement des aérosols. Il existe presque toutes les formes et tailles de particules suivant leur nature et selon qu'elles proviennent d'agrégats de matière solide ou liquide en suspension dans l'air [72].

On distingue ainsi selon la taille des particules en métrologie : les « PM_{10} » (Particulate Matter), les « $PM_{2,5}$ », les « PM_1 » ou les « $PM_{0,1}$ ». Les PM_{10} sont des particules dont le diamètre moyen est inférieur à $10\ \mu m$. Alors que les $PM_{2,5}$, PM_1 et $PM_{0,1}$ sont respectivement des particules dont le diamètre n'excèdent pas $2,5\ \mu m$ (appelées particules fines), $1\ \mu m$ (particules très fines) et $0,1\ \mu m$ (particules ultrafines ou nanoparticules). Il est important de noter que les particules d'un diamètre aérodynamique supérieur à $10\ \mu m$ sont retenues par les voies aériennes supérieures (nez, bouche). Les PM_{10} sont des particules dites « respirables » et incluent les particules fines, très fines puis ultrafines et elles peuvent donc pénétrer dans les bronches. Les $PM_{2,5}$ incluent les particules très fines et ultrafines et pénètrent dans les alvéoles pulmonaires. Et enfin, les PM_1 incluent les particules ultrafines et peuvent passer la barrière alvéolo-capillaire [73] [74] [75].

Les particules ou poussières ne constituent pas un polluant ordinaire. Alors que pour toutes les autres substances, il suffit de mesurer le poids des émissions pour avoir une idée exacte sur la façon dont évolue la qualité de l'air, pour les particules le problème est plus complexe. En effet, leur toxicité n'est pas directement liée à leur poids. Au contraire, les particules les plus fines sont généralement considérées comme les plus dangereuses en raison de la difficulté à les piéger par des filtres, de leur capacité à pénétrer plus profondément dans l'appareil respiratoire et de leur plus long temps de suspension dans l'air.

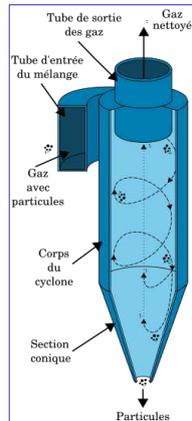
De nombreuses techniques de filtration de l'air destinées à répondre au problème croissant de la pollution atmosphérique ont été mises au point, notamment pour le secteur industriel. On regroupe les dispositifs qui les utilisent en quatre catégories (Figure I.13) : les filtres mécaniques, les filtres hydrauliques, les filtres à couche filtrante et les filtres électriques, appelé aussi « *précipitateurs électrostatiques* » ou « *électrofiltres* ». Les électrofiltres se distinguent par rapport aux trois premiers procédés par leur capacité à agir sur les particules ultrafines de diamètre inférieur à $0,1\ \mu m$.

I.3.2. La précipitation électrostatique des particules

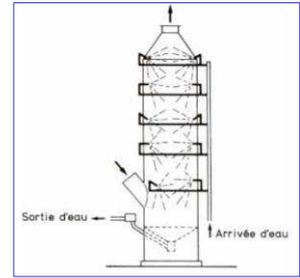
I.3.2.1. Définition et principe des électrofiltres

Le filtre électrostatique est un dispositif dans lequel les forces électrostatiques piègent les particules contenues dans un gaz. Il est constitué d'un ensemble d'électrodes actives et d'électrodes de collecte et peut être de géométrie plane ou cylindrique. La décharge générée au sein de ce dispositif, souvent maintenue à un fort potentiel négatif, produit des ions, par attachement des électrons libres aux molécules du gaz. Lors de collisions de ces ions avec des

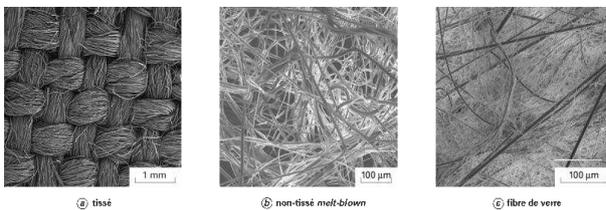
particules, ces dernières se chargent, puis elles se dirigent vers les électrodes de collecte suivant la direction de champ électrique. Ce processus est appelé la précipitation électrostatique [5] [6] [77].



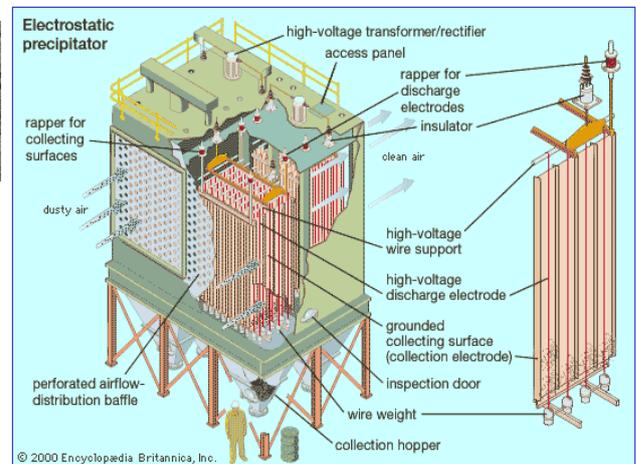
(a) Filtres mécaniques



(b) Filtres hydrauliques



(c) Filtres à couche filtrante



(d) Filtres électriques ou électrofiltres

Figure I.13. Exemples de dispositifs industriels de filtration de l'air [76]

Afin d'expliquer le principe de fonctionnement d'un électrofiltre, prenons l'exemple d'un précipitateur électrostatique industriel de géométrie cylindrique (Figure I.14). Il est constitué d'un cylindre métallique disposé verticalement (l'électrode de collecte) et d'un fil suspendu le long de l'axe central du cylindre (l'électrode active). L'électrode active est reliée à la haute tension continue tandis que l'électrode de collecte est reliée à la masse.

Lorsqu'on applique une tension au-delà d'un seuil (tension d'allumage de la décharge), une décharge couronne apparaît autour du fil. Elle apparaît soit sous la forme de spots lumineux (tension DC négative) répartis le long du fil et appelés « *Tufts* » ou sous la forme d'une « gaine lumineuse » (tension DC positive). Les phénomènes lumineux représentent localement les régions ionisées du gaz à partir desquelles des ions de même polarité que l'électrode active sont émis vers l'électrode de collecte. Ces ions traversent l'espace inter-électrodes sous l'action d'un champ électrique continu, en direction de l'électrode de collecte. Lorsqu'on introduit des gaz pollués par la partie basse de l'électrofiltre, ils traversent l'espace inter-électrodes en montant. Les particules qu'ils contiennent captent au passage des ions et se

chargent fortement ; elles sont alors soumises à la force de Coulomb qui les dirige vers la surface interne de l'électrofiltre où elles se déposent [5] [6] [77].

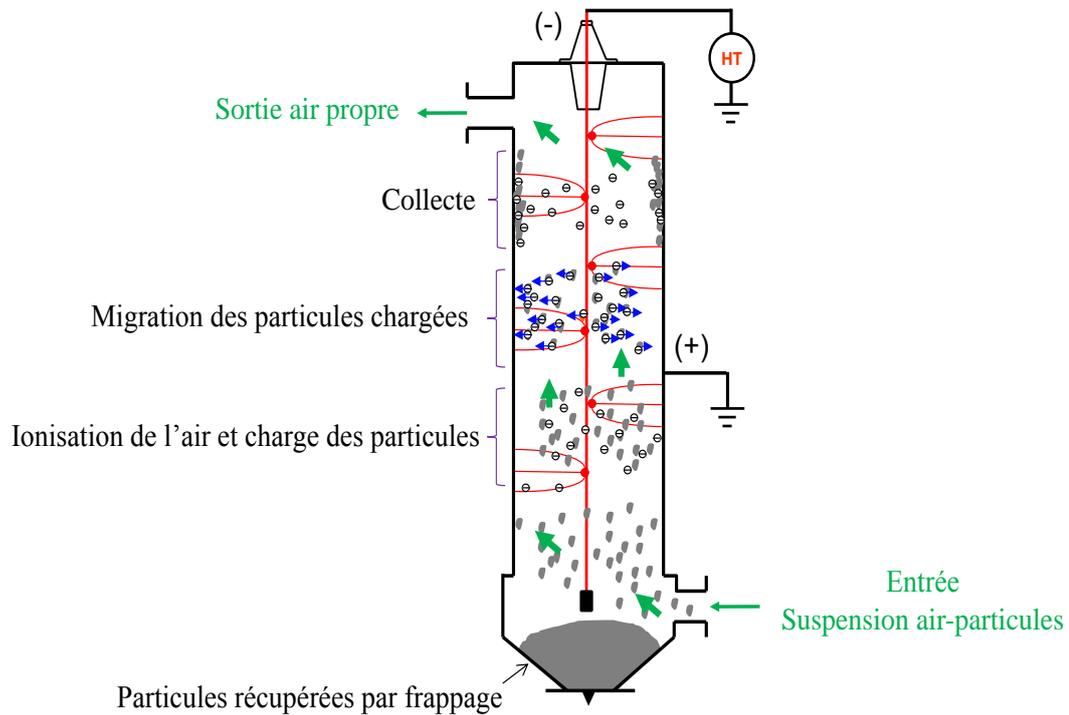


Figure I.14. Principales étapes intervenant dans le fonctionnement d'un filtre électrostatique [4]

Les gaz sortent donc dépollués par la partie haute de l'électrofiltre tandis que les particules piégées s'accumulent sur sa surface interne en formant une couche de poussière. Par un procédé mécanique qui consiste à frapper les parois de l'électrofiltre à l'aide d'un marteau, on fait tomber les poussières dans le fond de l'électrofiltre où un dispositif prévu à cet effet permet de les évacuer.

On peut distinguer trois types des électrofiltres industriels : les électrofiltres à un seul étage, les électrofiltres à deux étages et les électrofiltres humides. Dans les électrofiltres à un seul étage, la charge et le piégeage des particules sont réalisés simultanément sur toute la longueur du filtre. Dans les électrofiltres à deux étages, le premier étage constitue le module d'ionisation composé d'électrodes en forme de tube ou de fil. Le second étage, ou le module de collecte, est constitué d'une alternance de plaques, les unes sont portées à un fort potentiel et les autres sont reliées à la terre. Finalement, les électrofiltres humides utilisent un film d'eau pour nettoyer le dépôt sur les surfaces des électrodes de collecte.

I.3.3. Limites des électrofiltres à décharge couronne

L'efficacité de collecte d'un électrofiltre à décharge couronne continue dépend essentiellement de la vitesse de migration des particules vers l'électrode de collecte. Les études théoriques et expérimentales des électrofiltres montrent que cette vitesse est à son plus bas niveau pour les tailles de particules comprises entre 0,1 et 1 μm (Figure I.15) [77]. Ceci s'explique par la contribution de deux facteurs :

- ✓ Si la dimension des particules est inférieure au libre parcours moyen λ_g des molécules du gaz, les particules vont alors se déplacer dans un milieu discontinu. Même avec une ou deux charges élémentaires par particule, la force de Coulomb domine la force de trainée corrigée par le facteur de Cunningham Cu ;
- ✓ Pour les grosses particules ($d_p > 1 \mu\text{m}$), la force de Coulomb ($\propto d_p^2$ avec le mécanisme de charge par champ) domine aussi la force de trainée.

Par ailleurs, un problème récurrent des décharges à tension continue, dans l'air à la pression atmosphérique, est la formation d'importantes charges d'espace qui peuvent conduire à des arcs. S'ils sont suffisamment énergétiques, ces arcs peuvent devenir dangereux pour les alimentations électriques. Pour limiter l'apparition de tels phénomènes, une solution simple consiste à disposer entre les deux électrodes un matériau diélectrique et générer ainsi une DBD.

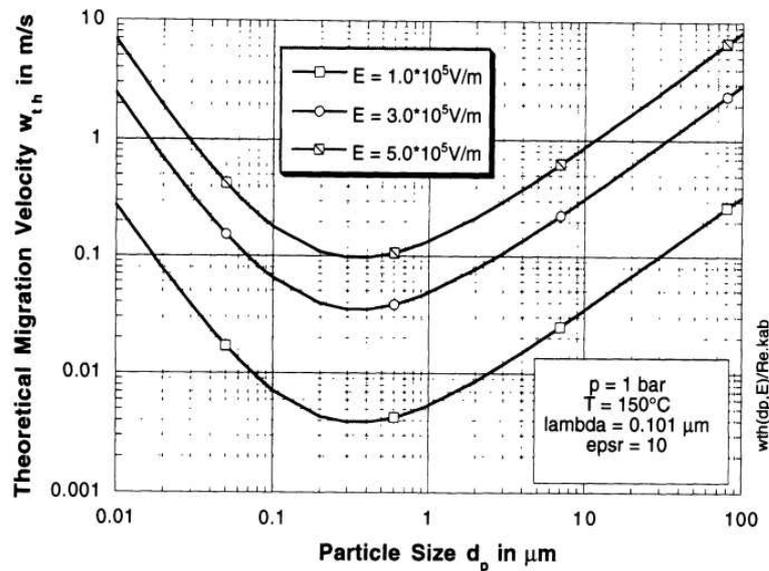


Figure I.15. Variation de la vitesse de migration théorique w_{th} en fonction de la taille des particules (conditions: $T = 150 \text{ }^\circ\text{C}$, $P = 1 \text{ bar}$, $\lambda_g = 0,101 \mu\text{m}$, $\epsilon = 10$, modèle de charge de Cochet [78]) [77]

La DBD est bien connue pour sa capacité à produire des plasmas hors-équilibre à pression atmosphérique. On peut générer de cette façon des atomes, des radicaux et des espèces excitées avec des électrons très énergétiques, le tout à des températures modérées [11]. En raison de la densité et de l'énergie des électrons dans la DBD, elle est utilisée dans de nombreuses applications en matière de dépollution [79] [80]. L'une des premières applications dans le domaine de la précipitation électrostatique était l'utilisation de la DBD dans un électrofiltre à deux étages. La DBD a été utilisée comme pré-chargeur, et a été séparée de l'étage de collecte [17] [20] [18]. Aussi, d'autres travaux ont démontré son potentiel pour l'élimination simultanée de particules et d'oxydes d'azote (NO_x) de l'air [81] [82]. La section suivante est consacrée à ce type d'électrofiltre utilisant une DBD avec un seul étage.

I.4. Les électrofiltres à barrière diélectrique

Suite à leurs avantages cités dans le paragraphe précédent et de certaines limites présentées par les décharges couronnes, les électrofiltres à barrière diélectrique font actuellement l'objet de nombreuses études. La communauté scientifique s'intéresse depuis quelques années à ce type d'électrofiltre. C'est le cas de l'institut Pprime à Poitiers qui s'emploie, par l'intermédiaire du groupe Electrofluidodynamique à mettre au point et à étudier plusieurs configurations géométriques différentes d'électrofiltres à DBD. Ainsi, ce type d'électrofiltre à un seul étage pour la précipitation des particules submicroniques a fait l'objet de diverses études avec différentes géométries (fil-cylindre, fil-plan-plan, plan-plan [83] [84] [21], fil-plan [22] puis fil-tube carré en simple et double barrière diélectrique [76]) alimentées en haute tension alternative. Ces électrofiltres montrent différents comportements électrique et granulométrique selon leurs configurations. Par ailleurs, il a été démontré que les électrofiltres de type DBD peuvent avoir des rendements très appréciables malgré que le coût énergétique soit plus élevé que celui des électrofiltres de type DC négative. Dans le cadre de notre étude, l'un des objectifs est d'explorer l'utilisation des DBD sous excitations alternative et impulsionnelle de type nanoseconde dans un électrofiltre plan-plan à un seul étage pour la précipitation des particules submicroniques dans la gamme 0,1 à 1 μm . Mais cet objectif passe naturellement par la revue des différents travaux déjà réalisés.

Les paragraphes suivants exposent de manière succincte les travaux expérimentaux réalisés par Gouri [76], Dramane [83], Aba'a Ndong [31] et Zouzou *et al.* [22] [85] au sein de l'institut Pprime. Nous aborderons, dans ces paragraphes, les caractéristiques électriques et l'efficacité de collecte des particules des électrofiltres DBD, ainsi que l'écoulement électrofluidodynamique au sein de ceux-ci.

I.4.1. Caractéristiques électriques

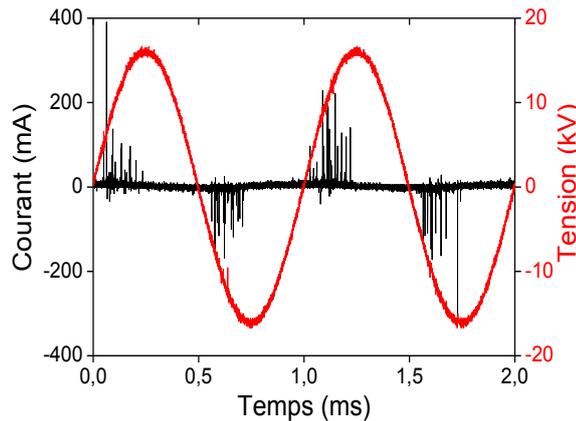
Dans cette section nous présentons les caractéristiques électriques de deux électrofiltres DBD de géométrie différente (fil-cylindre et plan-plan) et de régime de décharge différent (filamentaire et diffuse).

La figure I.16 montre un exemple typique de l'évolution de la tension et du courant de décharge en fonction du temps pour trois configurations d'électrofiltres DBD. Ces résultats montrent que le courant de décharge s'annule avant que la tension repasse par zéro. En effet, pendant l'alternance positive par exemple, les charges électriques qui se déposent sur la surface du diélectrique ne se relaxent pas aussitôt; elles induisent un champ électrique qui s'oppose au champ électrique extérieur dans l'espace inter-électrodes, ce qui éteint la décharge. Sur l'alternance suivante, les charges rémanentes permettent l'initiation de nouvelles décharges à des tensions appliquées bien inférieures à la tension d'amorçage de la décharge [83]. Pour ce qui est de la géométrie Plan-Plan (Figure I.16.a), la décharge obtenue est de forme « *filamentaire* » avec des impulsions de courant pouvant atteindre 400 mA (limités par l'amplificateur haute tension). Le régime de décharge dans ce cas est de type « *streamer* » [83]. Pour les géométries fil-cylindre et fil-tube carré, la forme de courant est différente. En effet, le courant total mesuré dans les configurations fil-tube carré, fil-cylindre et pointe-plan, possède trois composantes distinctes (Figure I.17) : le courant capacitif, le

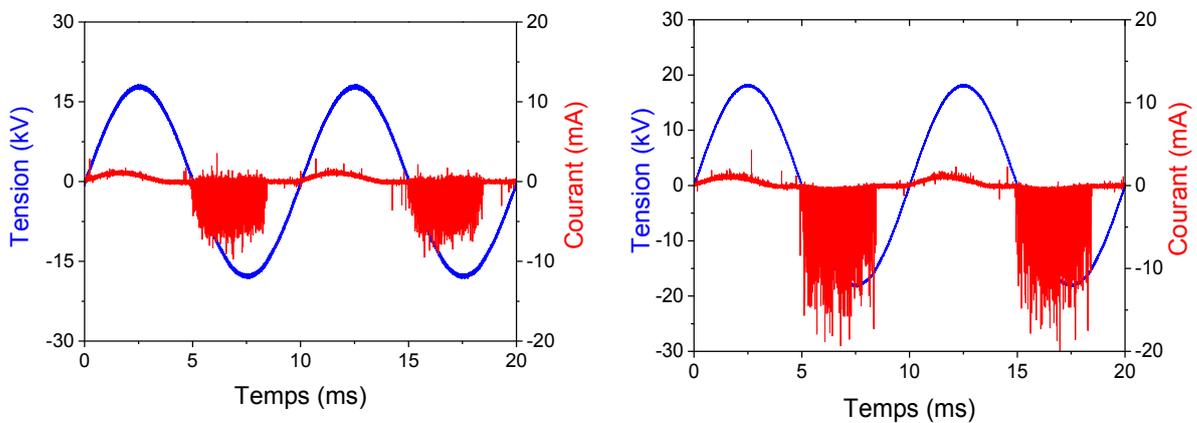
courant pseudo-continu (ou pseudo-synchrone) et le courant impulsionnel. Le courant capacitif est dû à la capacité C constituée par l'air et le diélectrique. Son expression est :

$$I_{capa} = C \cdot \frac{dV}{dt} \quad (I.10)$$

Ce courant présente un déphasage de $\pi/2$ par rapport à la tension appliquée. Le courant pseudo-continu présente également un déphasage avec le signal de tension. Dans une décharge alternative, il est dû à l'arrivée d'espèces chargées contre l'électrode lorsque le champ électrique est élevé. Le courant impulsionnel apparaît aussi bien au cours de l'alternance positive que de l'alternance négative, mais les phénomènes qui en sont à l'origine différent [76] [83].



(a) Géométrie Plan-Plan ($V = 16$ kV, $f = 1000$ Hz)



(b) Géométrie Fil-Cylindre ($V = 18$ kV, $f = 100$ Hz)

(c) Géométrie Fil-Tube carré ($V = 18$ kV, $f = 100$ Hz)

Figure I.16. Formes d'onde de tension et du courant en fonction du temps [76] [83]

En effet, pendant l'alternance négative il apparaît sous la forme d'impulsions dites de Trichel tandis que pendant l'alternance positive, il n'apparaît que lorsqu'une valeur seuil de la tension est atteinte (streamers). Pendant l'alternance négative, il se manifeste sous la forme d'impulsions dont l'amplitude et la fréquence d'apparition dépendent de la tension appliquée.

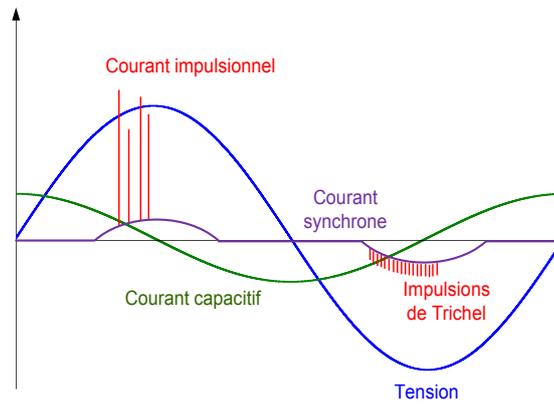


Figure I.17. Représentation schématique des différentes composantes du courant dans le cas d'une décharge Pointe-Plan alimentée par un signal sinusoïdal [86]

Ainsi, le courant de décharge est égal au courant total mesuré moins le courant de déplacement. Dans les résultats que nous présenterons dans ce travail, le courant de décharge est assimilé au courant total mesuré car les composantes capacitive et selfique du courant (de l'ordre de $0,1 \text{ mA}$) sont négligeables [76] [83].

Avec les géométries fil-cylindre et fil-tube carré, les formes d'ondes du courant représentées dans les figures I.16.a et I.16.b présentent un pic de faible amplitude et de longue durée sur l'alternance positive tandis que sur l'alternance négative en plus d'un pic similaire, il y a de nombreux pulses très rapprochés. Les pics de courant en question représentent le courant pseudo-continu et les pulses, les impulsions de Trichel. L'établissement du courant pseudo-continu correspond au régime de décharge « *corona-glow* ». Globalement, cette configuration est favorable à l'établissement d'une forme de décharge qualifiée de « *diffuse* » tout au long de l'électrode active [76] [83].

I.4.2. Efficacité de collecte des électrofiltres de type DBD

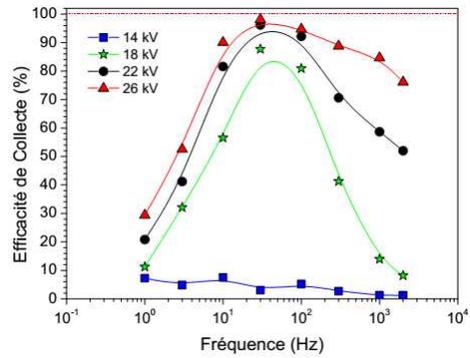
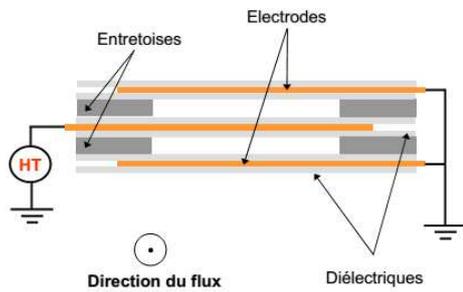
L'efficacité de collecte est influencée par plusieurs paramètres tels que l'amplitude de la tension appliquée et sa forme d'onde, la fréquence, le débit, la configuration géométrique, la concentration des particules, la température, entre autres [77]. Dans cette partie, nous présentons une synthèse des résultats de l'efficacité de collecte des électrofiltres de géométries différentes (plan-plan, fil-cylindre et fil-tube carré simple et double DBD).

I.4.2.1. Comparaison des géométries Plan-Plan, Fil-Cylindre et Fil-Tube carré

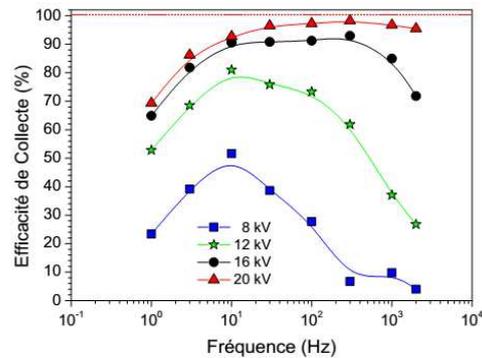
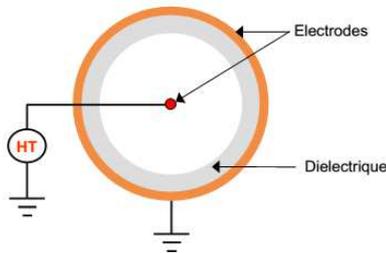
Dans le cadre de sa thèse, Dramane [83] a mis en évidence l'effet de la fréquence sur l'efficacité de collecte des particules pour les deux configurations plan-plan et fil-cylindre avec une tension alternative. Il a montré que cette dernière dépend de la gamme des fréquences utilisées et de la configuration de l'électrofiltre. Par exemple, la gamme de fréquences où l'efficacité de collecte est supérieure à 90 % est plus étendue dans le cas de la géométrie fil-cylindre. Gouri [76] a trouvé un comportement similaire dans le cas de la configuration fil-tube carré. Les résultats sont présentés sur la figure I.18.

Aux basses fréquences ($< 10 \text{ Hz}$), l'efficacité de collecte est faible dans les deux configurations en raison du fonctionnement intermittent de la décharge. En effet, entre deux demi-périodes successives, la décharge s'interrompt pendant un laps de temps très court, mais

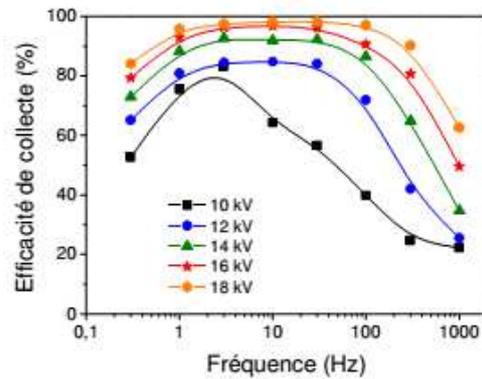
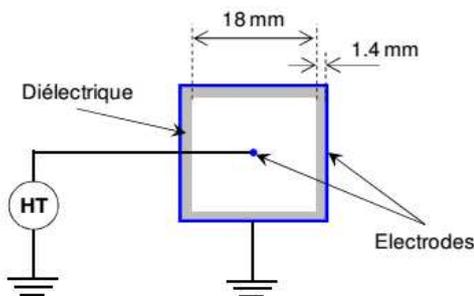
de l'ordre du temps de résidence des particules dans l'électrofiltre. Par conséquent, pendant le transit dans la zone active, une partie des particules n'est pas du tout ou pas assez chargée. Elles peuvent alors sortir de l'électrofiltre avant d'y être piégées grâce à l'action du champ électrique [76] [83].



(a) Electrofiltre DBD plan-plan 2 étages et son efficacité de collecte globale [83]



(b) Electrofiltre DBD fil-cylindre et son efficacité de collecte globale [83]



(c) Electrofiltre DBD fil-tube carrée et son efficacité de collecte globale [76]

Figure I.18. Evolution de l'efficacité de collecte globale en fonction de la fréquence pour différentes configuration d'électrofiltres à DBD

Les phénomènes à l'origine de la chute de l'efficacité de collecte à des fréquences plus élevées (> 100 Hz) sont de toute autre nature. En effet, en raison de l'élévation de la fréquence, l'amplitude maximale que peut atteindre le mouvement oscillatoire d'une particule d'une alternance à l'autre diminue. Les particules oscillent alors entre les électrodes sans

pouvoir être collectées. C'est ce mécanisme qui est à l'origine de la baisse de l'efficacité de collecte [76] [83].

I.4.2.2. Effet de la forme d'onde de la tension appliquée

Aba'a Ndong [31] a étudié dans sa thèse la faisabilité de la DBD pulsée nanoseconde pour la filtration des particules submicroniques dans un électrofiltre fil-tube carré. L'électrofiltre fil-tube carré utilisé est illustré sur la figure I.19. Une vue schématique de sa configuration géométrique est représentée sur la figure I.19.a. La figure I.19.b est son illustration photographique.

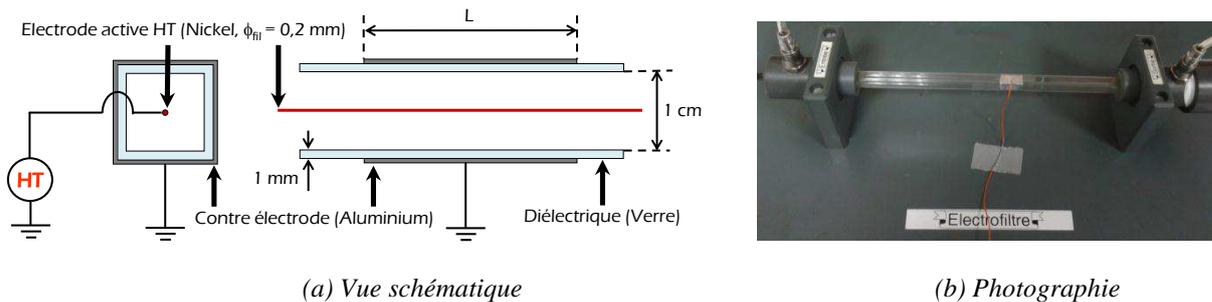


Figure I.19. Électrofiltre fil-tube carré de type DBD [31]

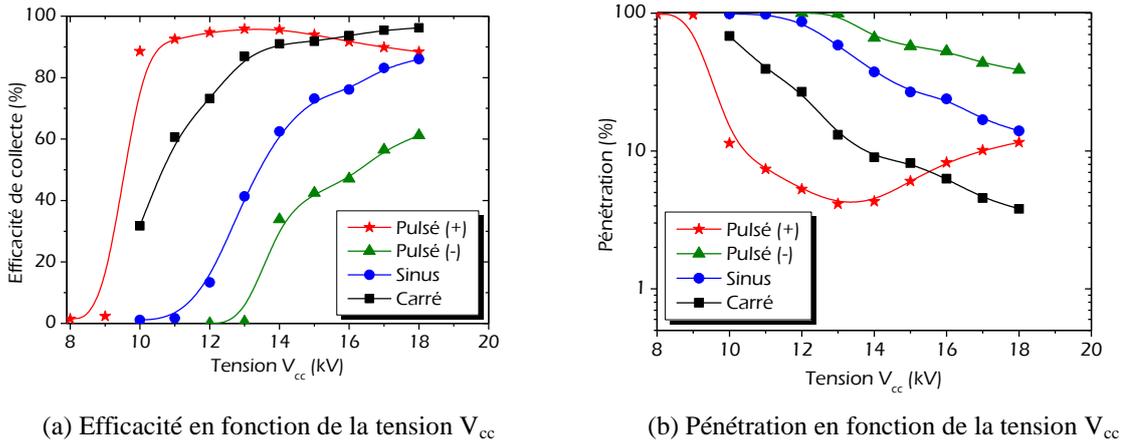
La figure I.20.a présente l'évolution de l'efficacité de collecte en fonction de la tension crête à crête appliquée pour une excitation pulsée (positive et négative) et alternative (sinusoïdale et carrée). Ces résultats révèlent que l'efficacité de collecte augmente clairement avec la tension crête à crête appliquée, à l'exception de l'impulsion positive pour des tensions élevées ($> 14 \text{ kV}$).

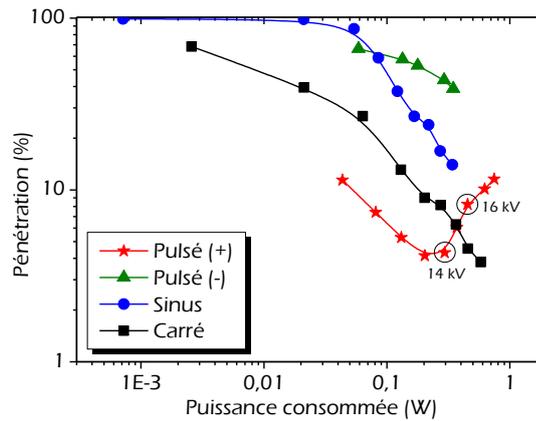
La représentation de l'évolution de la pénétration correspondante illustre bien cette tendance (Figure I.20.b), même en fonction de la puissance consommée (Figure I.20.c), les performances de l'électrofiltre croissent graduellement avant de se dégrader aux fortes puissances en pulsé positif [31].

Dans le cas de la tension AC, l'onde carrée offre des performances meilleures que l'onde sinusoïdale, puisque la durée d'activité de la décharge est plus longue et que le niveau du champ électrique est plus élevé durant les deux demi-cycles de la tension.

Dans le cas de la tension pulsée négative, la précipitation électrostatique n'est pas efficace, parce que la durée de l'impulsion ($10 \mu\text{s}$) est négligeable par rapport à la période du signal (10 ms). Par conséquent, les processus de charge et de dérive des particules sont affectés par l'absence d'un champ électrique appliqué durant la majeure partie de la période [31].

Paradoxalement, malgré une largeur d'impulsion qui ne représente que $1/1000$ de la période et une décharge qui ne se développe que sur une durée d'environ $1/100$ de l'impulsion (cela signifie que la décharge est activée au cours de seulement $0,001 \%$ du temps), la performance d'une excitation pulsée positive peut être meilleure qu'une excitation AC avec une forme d'onde carrée. En revanche, les performances de l'excitation pulsée positive se dégradent clairement pour les fortes tensions [31].


 (a) Efficacité en fonction de la tension V_{cc}

 (b) Pénétration en fonction de la tension V_{cc}


(c) Pénétration en fonction de la puissance consommée

Figure I.20. Comparaison des performances de l'électrofiltre sous excitation HT pulsée (largeur d'impulsion = 10 μ s), alternative sinusoïdale et carrée [31]

I.5. Vent ionique et phénomène EHD dans les électrofiltres

I.5.1. Introduction

En 1838, Faraday a défini le vent ionique comme le résultant du transfert de quantité de mouvement entre les particules chargées et les particules neutres du gaz, les particules chargées étant mises en mouvement par les forces de Coulomb (champ électrique). Selon la théorie, le vent électrique qui est généré par la collision des espèces chargées issues de la décharge avec les particules neutres est la conséquence de la force ElectroHydroDynamique (EHD) dans un gaz [83] [87]. La force EHD est considérée comme étant égale à la perte de quantité de mouvement des particules chargées dans un volume donné. L'expression finale de la force EHD totale par unité de volume est :

$$f_{EHD} = \frac{j_p}{\mu_p} - \frac{j_n}{\mu_n} - \frac{j_e}{\mu_e} \quad (I.11)$$

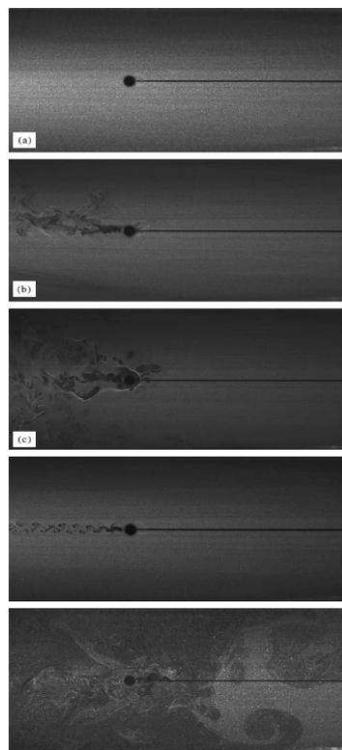
Où j_p , j_n et j_e sont les densités de courant des espèces positifs, négatifs et des électrons, respectivement. μ_p , μ_n et μ_e sont les mobilités des espèces positifs, négatifs et des électrons, respectivement [83] [87].

Les mouvements et la précipitation des particules au sein d'un précipitateur électrostatique dépendent principalement du champ électrique, de la charge d'espace, de la vitesse d'écoulement du gaz, des paramètres physiques des particules, de la géométrie des électrodes et des phénomènes EHD, facteurs qui interagissent mutuellement. Ceux-ci entraînent l'apparition de structures dans le volume entre les électrodes excitées et les électrodes de collecte [88] [89] [90] [91]. Cependant, il n'a pas encore été clairement établi si ces phénomènes EHD améliorent ou au contraire détériorent le processus de collecte des particules fines.

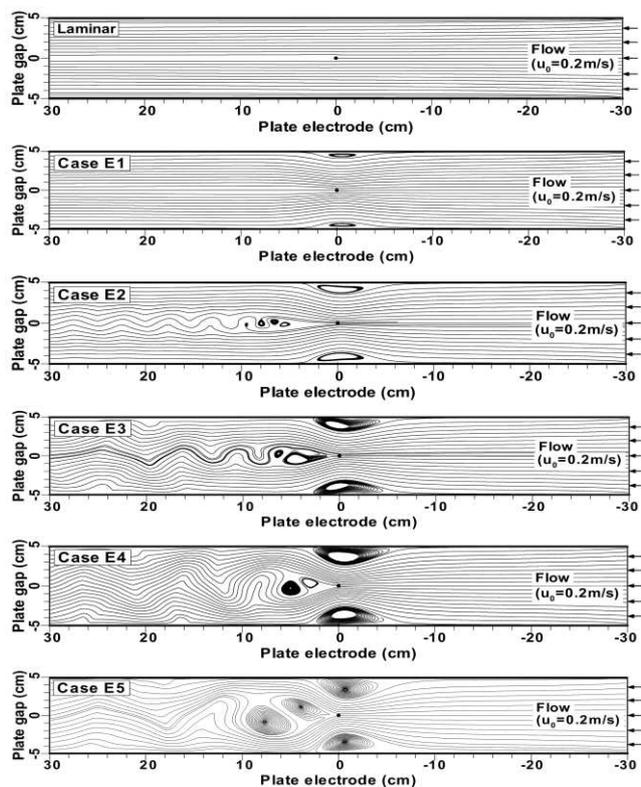
La vitesse de l'écoulement secondaire et le mouvement qu'il engendre ainsi que la précipitation électrostatique des particules ont été étudiés grâce à divers techniques lasers et de visualisation telles que l'Anémométrie Laser Doppler (LDA en anglais) [92] [93] [94] [95] et l'holographie double pulse [96]. Récemment, la Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV en anglais) a été introduite pour la mesure instantanée du champ de vitesse de l'écoulement, incluant la turbulence, dans une large section transversale de l'écoulement [97].

I.5.2. Phénomènes EHD dans une décharge couronne

Afin de visualiser et de comprendre les turbulences induites par les phénomènes EHD dans les électrofiltres classiques, Chang *et al.* [98] ont mené des études expérimentales et théoriques sur une configuration fil-plan sous excitation DC. L'expérience effectuée montre que la génération des turbulences EHD dépend du nombre EHD et du nombre de Reynolds (Figure I.21.a). Chun *et al.* [99] ont confirmé ce résultat par la simulation numérique (Figure I.21.b).



(a) Résultats expérimentaux [98]



(b) Résultats numériques [99]

Figure I.21. Lignes de champ dans un précipitateur électrostatique de type DC

L'équipe de Mizeraczyk a également mené plusieurs travaux sur la caractérisation par PIV des phénomènes EHD dans des précipitateurs électrostatiques à l'échelle laboratoire ou PES-Lab [89] [100] [101]. Ces mini-précipitateurs sont certes de plus petite dimension comparés aux installations industrielles, mais les résultats qu'on y obtient peuvent être extrapolés aux précipitateurs industriels car les similitudes géométriques et électriques sont préservées [102]. La grande majorité de ces travaux a été réalisée sur des PES-Lab de type fil-plan alimentés par une tension continue (Figure I.22). La figure I.23 illustre les résultats de cette étude.

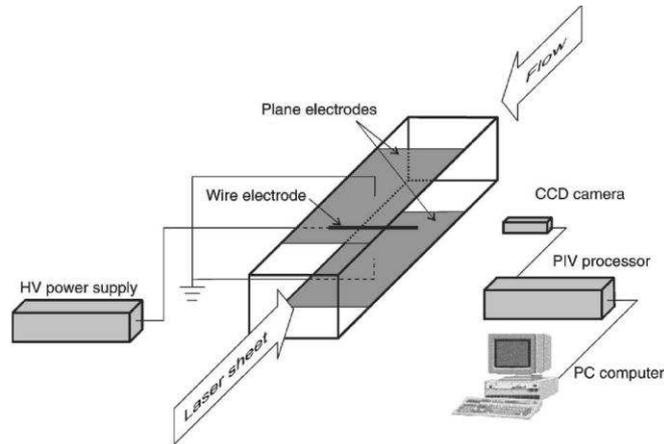


Figure I.22. Schéma du montage expérimental d'un électrofiltre à canal étroit de type transversal

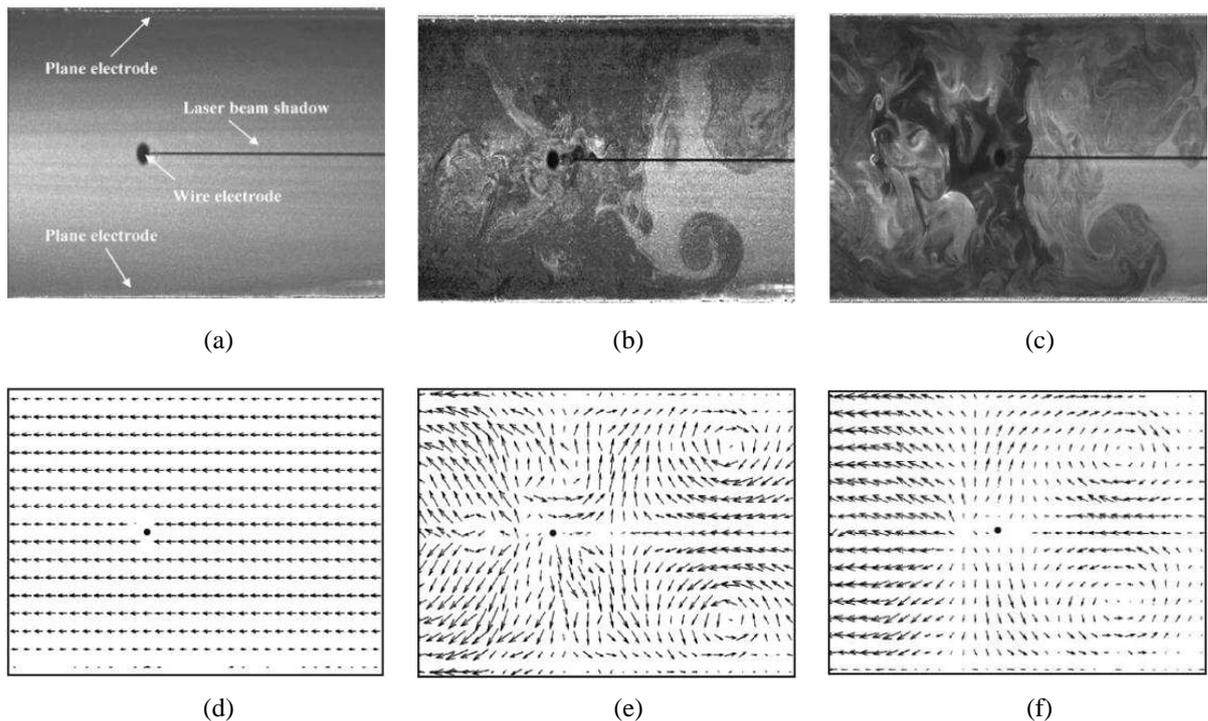


Figure I.23. Images (a), (b) et (c) et champs moyen de vitesse (d), (e) et (f) de l'écoulement correspondant dans l'électrofiltre à un débit de vitesse moyenne de $0,2 \text{ m/s}$. Le point en (d), (e) et (f) indique la position du fil. La longueur du vecteur est proportionnelle à la vitesse. (a), (d) : pas de tension appliquée ; (b), (e) : tension négative de 24 kV , (c), (f) : tension positive de 30 kV [91]

Les résultats montrent que la méthode PIV est bien adaptée pour étudier le champ de vitesse dans les électrofiltres, en particulier les caractéristiques des écoulements secondaires

qui augmentent la turbulence de l'écoulement. Par exemple, l'étude par PIV à proximité de la région de l'électrode de collecte, fait ressortir l'importance des écoulements secondaires, dont la vitesse est de plusieurs dizaines de cm/s [91]. Cela signifie que les flux secondaires peuvent avoir un grand impact sur les mouvements et la précipitation des particules fines, principalement ceux de la gamme submicronique.

I.5.3. Phénomènes EHD dans une décharge DBD

L'équipe Electro-Fluido-Dynamique de l'institut Pprime de l'Université de Poitiers (France) s'intéresse depuis plusieurs années à l'étude des phénomènes EHD et de leurs applications (Control des écoulements d'air et des liquides, la précipitation électrostatique...etc). Dans ce cadre, Zouzou *et al.* [84] [21] [22] [19] ont étudié l'utilisation de la DBD pour la précipitation des particules ultra-fines dans différentes configurations géométriques (Fil-Cylindre, Plan-Plan ... etc) et la caractérisation des phénomènes EHD à l'intérieur des électrofiltres DBD à l'aide de moyens métrologiques optiques.

I.5.3.1. Phénomènes EHD dans un électrofiltre DBD fil-plan

L'effet de la fréquence sur l'écoulement EHD et leurs effets sur les performances des électrofiltres a été récemment étudié [22]. Il a été démontré que selon la fréquence, les champs de vitesse des particules dans l'électrofiltre fil-plan DBD sont considérablement modifiés, comme illustré sur la figure I.24. Avec une fréquence croissante, les particules sont plus accélérées dans la région de dérive, avec un retour prononcé des particules vers la zone de décharge. Évidemment, l'écoulement présente un caractère tridimensionnel, ce qui conduit à l'existence de l'écoulement vers l'arrière à proximité de la sortie de l'électrofiltre.

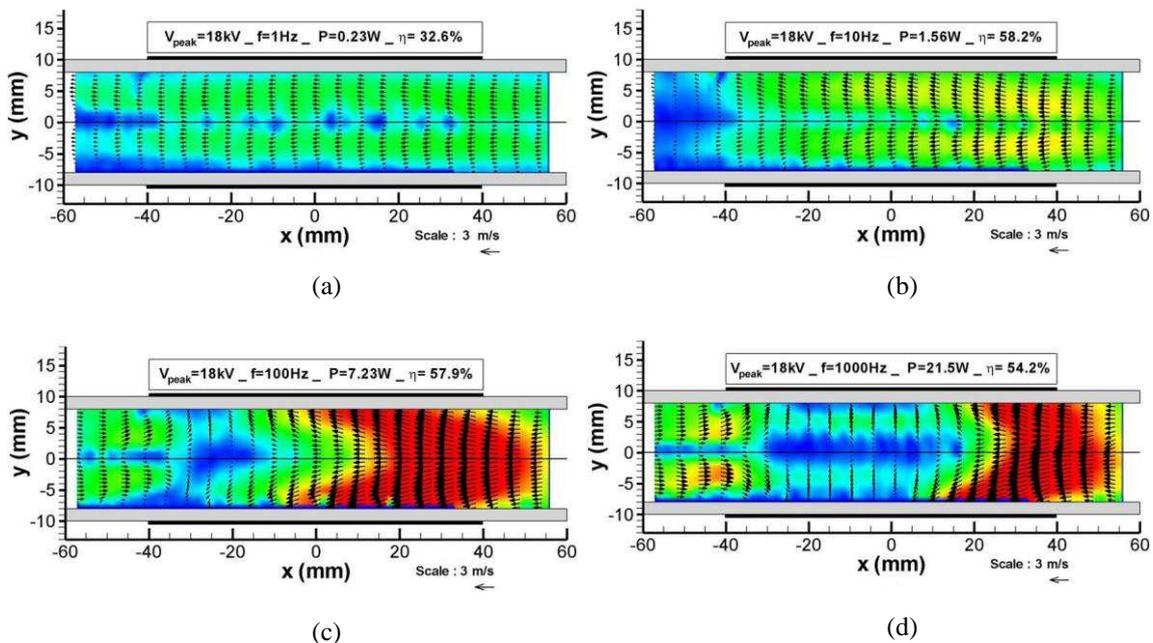


Figure I.24. Effet de la fréquence sur le Champs moyens de vitesse de l'écoulement dans une configuration fil-plan DBD [22]

Jolibois et Moreau [103] ont montré que l'amplitude du vent ionique augmente avec la puissance électrique quelle que soit la tension appliquée, la fréquence et la forme d'onde de la

tension. Dans le cas de l'électrofiltre fil-plan DBD, la puissance électrique augmente avec la fréquence, ce qui entraîne la génération d'un vent ionique plus fort. En plus, l'écoulement produit est complètement différent. Cependant l'efficacité de collecte est presque la même. Par conséquent, un fort vent ionique qui se développe à grande échelle n'est pas le principal facteur contrôlant l'amélioration de la précipitation électrostatique dans un tel système.

I.5.3.2. Comparaison DBD/DC dans une configuration fil-plan

Une étude comparative des turbulences EHD générées par une DBD et une décharge DC négative et positive a été effectuée par Zouzou *et al.* [22] dans le cas d'une configuration fil-plan (Figure I.25). Sans décharge (Figure I.25.a), les profils de vitesse de l'écoulement (selon l'axe y) sont similaires tout au long de l'axe x . Leur forme est celle d'un écoulement laminaire typique. Lorsque la décharge est amorcée (Figures I.25.b et I.25.c), les champs de vitesse de l'écoulement changent de façon significative de ceux observés sans décharge. Les résultats des mesures PIV montrent une forte interaction entre l'écoulement primaire et le vent ionique. Près du fil, les forces électriques font déplacer les particules de la partie centrale du canal vers les électrodes planes. Dans la région de dérive, la vitesse dépend de l'équilibre entre les forces électrique et les forces visqueuses.

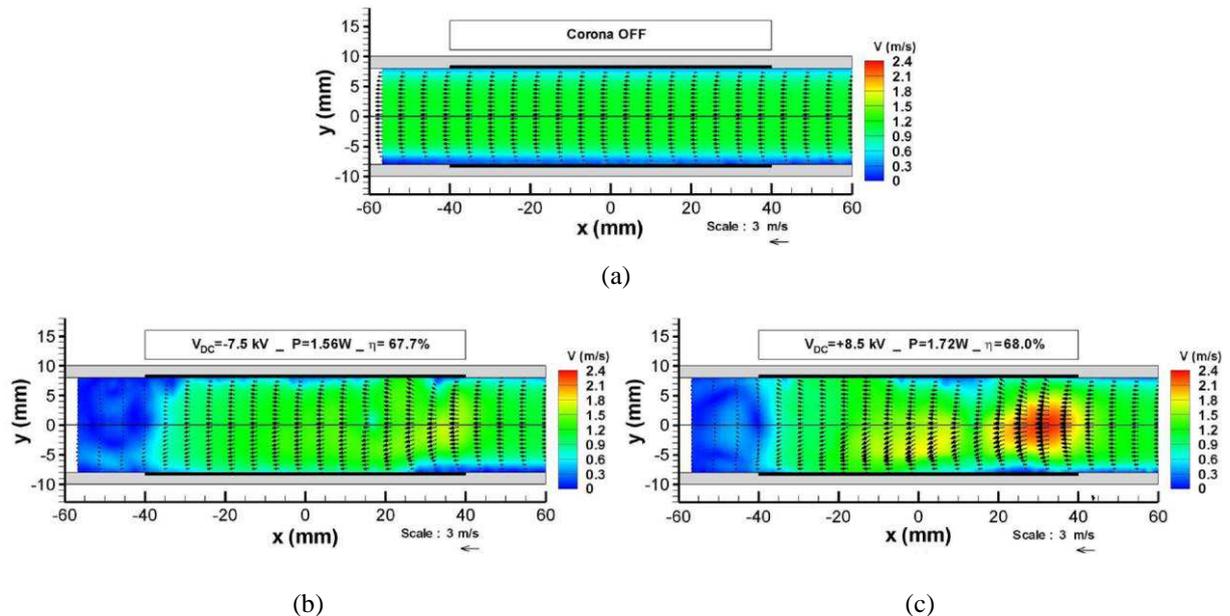


Figure I.25. Champs moyens de vitesse de l'écoulement dans une configuration fil-plan DC (a) sans décharge, (b) Couronne positive et (c) couronne négative [22]

Les structures d'écoulement dans la région de dérive sont affectées par l'excitation électrique. Dans le cas de l'électrofiltre fil-plan DC négative, les particules sont accélérées et déviées vers les électrodes de collecte dans la première partie de la région de décharge. En aval, les particules semblent suivre le flux primaire. Dans le cas de l'électrofiltre fil-plan DC positive, les particules sont d'abord fortement accélérées avant une décélération. Toutefois, la déviation des particules vers les électrodes de collecte est toujours visible. Comme il a été rapporté dans le début de ce chapitre, la décharge DC couronne négative génère des spots actifs discrets appelées « Tufts » le long du fil, tandis que la DC couronne positive donne une gaine lumineuse plus uniforme autour du fil. Ceci est supposé indiquer une différence dans la distribution spatiale relative des décharges couronnes positives ou négatives. En effet,

la vitesse du vent ionique observée est élevée dans le cas de la couronne positive. Toutefois, cela n'a aucun effet sur l'efficacité de collecte qui est semblable dans les deux cas (à puissance équivalente). Ceci tend à démontrer que le vent ionique n'a pas d'influence significative sur le processus de collecte.

Les champs de vitesse dans le cas d'un électrofiltre fil-plan de type DBD sont illustrés sur la figure I.26. La tension appliquée et la fréquence sont choisies afin d'obtenir une consommation d'énergie électrique et une efficacité de collecte similaire à celles des électrofiltres fil-plan de type DC.

Dans le cas de l'électrofiltre DBD (Figure I.26), les trajectoires des particules moyennes dans le temps sont dérivées vers les plaques diélectriques avec une forte augmentation de l'amplitude de la vitesse moyenne. On peut observer que le précipitateur fil-plan DBD ne présente pas un écoulement à mi-chemin entre l'électrofiltre fil-plan de type DC positive et négative. Cela est dû à la nature intermittente de la décharge et aux oscillations des particules en raison de la charge bipolaire durant une période complète. Même avec la même puissance électrique et la même efficacité de collecte, les turbulences EHD ne dépendent pas seulement de la construction de l'électrofiltre, mais aussi de la répartition temporelle (cas de DBD) et spatiale (cas DC) de la décharge.

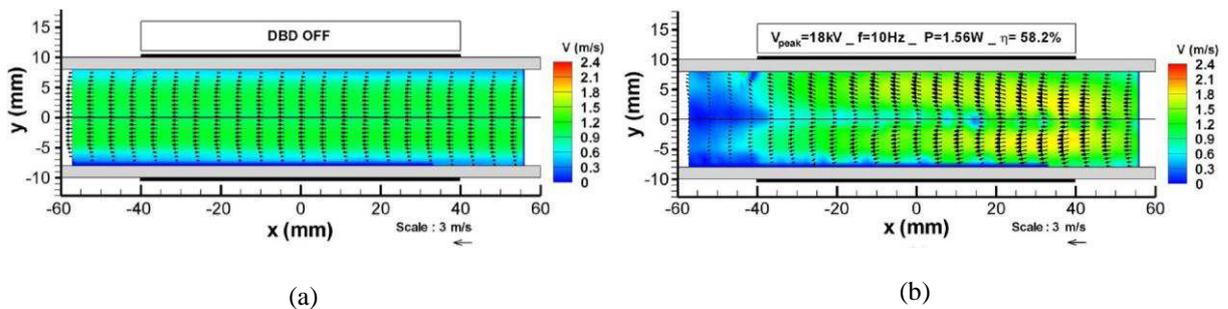


Figure I.26. Champs moyens de vitesse de l'écoulement dans une configuration fil-plan DBD (a) sans décharge (b), avec décharge [22]

Pendant les demi-cycles positifs ou négatifs, les processus de charge et de dérive des particules dans la configuration fil-plan DBD sont proches de ce qui se passe dans les électrofiltres en DC positive ou négative, respectivement. Dans ces cas, les particules sont principalement chargées avec la même polarité que l'électrode active, et puis ils dérivent vers les électrodes de collecte en raison des forces électriques et du vent ionique.

I.5.3.3. Phénomènes EHD dans un électrofiltre DBD plan-plan

A. Champs moyens

Dans cette section nous présentons l'étude d'un électrofiltre DBD de configuration plan-plan par PIV (Figure I.27). Rappelons que la décharge dans un électrofiltre plan-plan DBD fonctionne en mode filamentaire [22]. Lorsque la DBD est enclenchée, le champ de vitesse moyen de l'écoulement change légèrement de celui observé sans décharge. On observe l'accélération des particules dans la couche limite, qui devient plus mince, et la décélération dans le canal central. Dans ce cas, l'écoulement présente un caractère 2D en raison de la

conservation du débit. Dans une telle configuration et à cause de la symétrie des électrodes, il n'y a pas de vent ionique entre les électrodes.

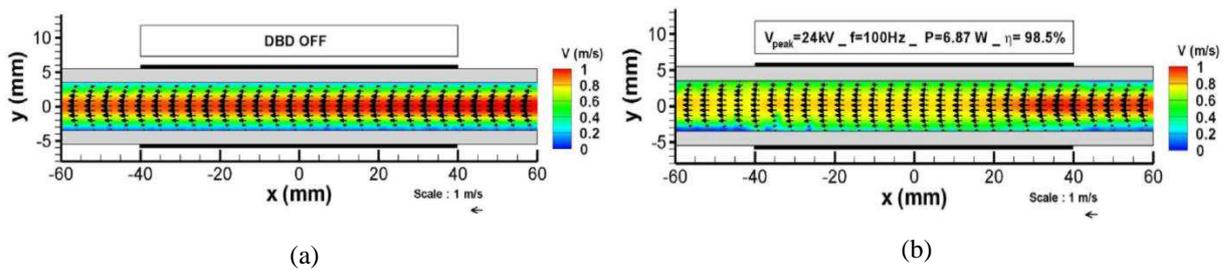


Figure I.27. Champs moyens de vitesse de l'écoulement dans une configuration plan-plan DBD (a) sans décharge (b) avec décharge [22]

B. Champs instantanés

La figure I.28 montre les champs de vitesse instantanés typiques lors d'une acquisition PIV dans le cas d'un électrofiltre Plan-Plan de type DBD. Dans la zone de décharge, les particules dérivent vers l'électrode inférieure lors des demi-cycles positifs de la tension (Figure I.28.a) et vers l'électrode supérieure pendant les demi-cycles négatifs de la tension (Figure I.28.b). À l'inverse du cas des configurations fil-plan DBD et DC, les processus de charge et de dérive des particules sont complètement différents dans la configuration plan-plan DBD. Dans ce cas, l'espace inter-électrodes est traversé par des streamers (environ $100 \mu m$ de diamètre) qui composent la décharge filamentaire. La grande mobilité des électrons abouti à un excès d'ions positifs dans l'intervalle de décharge ce qui conduit à une charge positive nette des particules submicroniques [104] [105]. La polarité de la tension appliquée au gaz change alternativement, mais le signe de la charge de la particule reste inchangé, ce qui induit à des oscillations des particules comme le montre la figure I.28.

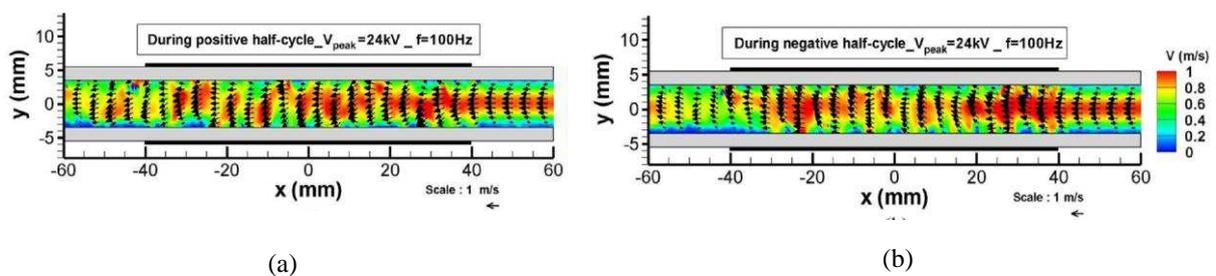


Figure I.28. Champs Instantané de vitesse de l'écoulement dans une configuration plan-plan DBD (a) pendant les demi-cycles positifs et (b) les demi-cycles négatifs [22]

I.6. Conclusion du chapitre I

Dans ce premier chapitre, nous avons présenté d'une façon générale les plasmas, leurs propriétés et leur classification. Nous avons effectué aussi une synthèse bibliographique sur les décharges électriques, qui font partie des plasmas froids, et leurs applications notamment en matière de la dépollution de l'air des particules ou ce qu'on appelle la précipitation électrostatique.

Le principe de la précipitation électrostatique consiste à charger les particules en injectant des charges électriques dans l'air puis les piéger sous l'influence des forces électrostatiques dues au champ électrique présent dans l'espace inter-électrodes de l'électrofiltre. Les électrofiltres conventionnelles utilisent la décharge couronne négative pour créer la charge d'espace nécessaire pour charger les particules. Néanmoins, les rares inconvénients de cette décharge obligent à s'intéresser à la décharge à barrière diélectrique. Cette décharge est caractérisée par la présence d'une barrière diélectrique sur une ou les deux électrodes ou introduite dans l'intervalle inter-électrodes. L'accumulation des charges sur la surface des barrières diélectriques crée un potentiel opposé, ce qui limite le champ électrique dans le gap et empêche en conséquence la transition en arc. Notre étude portera donc sur la mise au point et l'étude de l'électrofiltre à décharge à barrière diélectrique de type plan-plan.

Dans le prochain chapitre, nous présenterons une initiation à la modélisation numérique de la décharge à barrière diélectrique. Nous discuterons aussi les détails de la simulation en utilisant le logiciel commercial **COMSOL Multiphysics**, ainsi que les résultats de la simulation dans le cas de la DBD homogène dans l'hélium.

Chapitre II

**Modélisation numérique de la
décharge à barrière diélectrique**

Chapitre II.

Modélisation numérique de la décharge à barrière diélectrique

L'étude expérimentale des décharges électriques est souvent très coûteuse. La modélisation peut fournir une aide précieuse pour mieux comprendre la physique de ces décharges et leurs propriétés. La simulation numérique, parallèle et complémentaire aux approches théoriques et expérimentales, est considérée comme un moyen puissant pour la compréhension des phénomènes physiques [106].

Un modèle permet de décrire les phénomènes de la nature à l'aide d'équations mathématiques validées. Les solutions du modèle permettent d'interpréter et d'analyser les résultats d'une expérience en modifiant par exemple des données opératoires et géométriques. Dans la plupart des cas, la solution analytique d'un modèle n'est accessible qu'après un nombre important de simplifications et d'hypothèses réductrices. Une solution complète demande le plus souvent l'utilisation d'un logiciel de simulation et l'emploi d'algorithmes spécifiques [107].

Dans la première partie de ce chapitre, nous présenterons les équations mathématiques de base du modèle dite fluide ou hydrodynamique utilisé dans notre travail pour la modélisation des décharges notamment la DBD. Dans la deuxième partie, nous discuterons les détails de la simulation en utilisant le logiciel commercial **COMSOL Multiphysics**. Les diverses techniques numériques et les hypothèses simplificatrices liées à la simulation sont présentés également. Enfin, nous analyserons les résultats de simulation dans le cas de la DBD homogène dans l'hélium. Nous discuterons aussi les difficultés rencontrées dans la simulation de la DBD filamenteuses dans l'air.

II.1. Les espèces présentes dans une DBD

Dans une décharge à barrière diélectrique on peut trouver plusieurs types d'espèces, ce sont généralement des espèces chargées, neutres ou en état excité. Leurs propriétés sont présentées brièvement dans cette partie.

II.1.1. Espèces neutres

Les neutres sont les espèces majoritaires dans un plasma, ils se définissent comme les atomes ou molécules qui ne se dissocient pas spontanément, ne réagissent ni avec eux-mêmes, ni avec d'autres neutres stables, ni avec les parois. Les neutres stables gazeux ne sont détruits que par collisions avec une particule porteuse d'énergie. Les collisions électron-neutre dans un plasma peuvent produire des ions, des radicaux ou des espèces excitées [34] [35].

II.1.2. Electrons

Les électrons libres représentent le véritable moteur des décharges électriques. Du fait de leur masse relative très faible, ils se déplacent beaucoup plus vite que les autres espèces et sont par conséquent les premiers à emmagasiner l'énergie du champ électrique qui leur permettra ensuite d'exciter, de dissocier et d'ioniser le milieu gazeux. C'est aussi les électrons qui, du fait de leur grande mobilité, sont les premiers responsables de la conductivité électriques des plasmas [34] [35].

II.1.3. Ions positifs et négatifs

A l'inverse des électrons qui sont tous identiques, la nature des espèces ioniques dans une décharge hors équilibre peut être très variée. Dans les décharges électriques qui nous intéressent, les ions généralement formés par ionisation sont mono-chargés mais peuvent être mono ou polyatomiques. Par exemple, dans le cas d'une décharge dans un mélange Argon-Hydrogène, les différents ions présents dans la décharge sont Ar^+ , H_3^+ mais on trouve aussi l'ion ArH^+ . En présence de gaz électronégatifs (Oxygène, oxydes d'azote, etc...), on trouve aussi des ions négatifs. Ces ions se forment généralement par attachement, dissociatif ou non, d'un électron libre sur une molécule électronégative [34] [35].

II.1.4. Espèces excitées

Lors de l'impact de particules énergétiques avec les atomes et les molécules du milieu gazeux peuvent se retrouver dans état excité, énergétiquement supérieur au niveau fondamental. Les états radiatifs se dés excitent vers l'état fondamental par émission de photons ultra-violetes ou visibles et les états métastables ne se dés excitent que lors des collisions avec les parois ou d'autres particules. Les espèces multi-atomiques occupent des états vibrationnels ou rotationnels, car leur degré de liberté est plus élevé [34] [35].

II.1.5. Fragments moléculaires

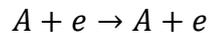
Un plasma contient un grand nombre de fragments moléculaires qui peuvent être des atomes simples (H, O, ..) ou d'édifices moléculaires plus complexes, parmi lesquels on reconnaît les radicaux de la chimie traditionnelle. Le terme radical désigne un fragment moléculaire dont le nombre d'électrons périphérique est impair, (par exemple NO, CH_3 , OH, etc...) avec des liaisons pendantes qui le rendent très réactifs lors des collisions avec d'autres espèces [34] [35].

II.2. Interactions de collisions entre les espèces de la décharge

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, le plasma contient un grand nombre d'espèces, qui peuvent se déplacer dans des directions aléatoires et entrer en collision entre eux. Le nombre des processus réactionnels est énorme, il n'est donc pas possible de citer tous les processus de réactions chimiques possibles. Dans cette section nous allons expliquer les processus les plus importants pour les décharges à pression atmosphériques [34] [111] [113]. Dans cette partie, nous représentons les atomes de gaz par les lettres *A* et *B*.

II.2.1. Collisions élastiques

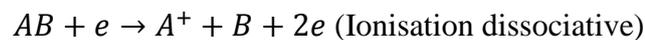
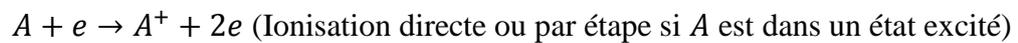
Dans le cas des collisions élastiques, les espèces (neutres ou particules chargées) conservent leur énergie cinétique et leur quantité de mouvement pendant la collision. L'échange de l'énergie est considérable lorsque les espèces ont des masses proches, mais il est négligeable pour les particules avec différentes masses. Une collision élastique est représentée comme suite :



avec e représente l'électron.

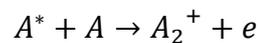
II.2.2. Ionisation

L'ionisation est un processus primordial de création d'électrons et d'ions positifs. On distingue deux types d'ionisation par collision, le premier type est l'ionisation par impact électronique sur un atome ou une molécule à l'état fondamental ou excité, on le représente par les réactions suivantes :



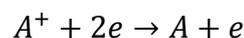
L'ionisation directe se produit lorsque l'énergie de l'électron transmise à l'atome ou la molécule est suffisante pour dépasser le seuil d'ionisation (les seuils sont respectivement de 15,6 eV et 12,06 eV pour N₂ et O₂ dans leur état fondamental). Ce seuil est naturellement plus faible pour une ionisation par étape

Le deuxième type est l'ionisation associative faisant intervenir deux atomes ou molécules dont l'une est sur un état excité. Il est donné par :

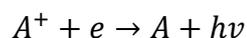
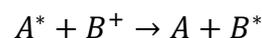
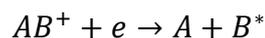


II.2.3. Recombinaison

La recombinaison est un processus de pertes de particules chargées. Ces processus se divisent en trois groupes. On distingue les recombinaisons entre électrons et ions, les recombinaisons entre les ions de charges opposées et enfin les pertes par recombinaison sur les parois. La recombinaison électron-ion est le processus inverse de l'ionisation, c'est-à-dire qu'un électron se combine avec un ion positif pour former un atome neutre. Elle est représentée par la réaction suivante :



Voici d'autres réactions de recombinaison :



II.2.4. Excitation et désexcitation

L'excitation est parmi les processus les plus dominants dans un plasma. Le mécanisme de l'excitation par impact électronique est similaire à l'ionisation mais la quantité d'énergie

transférée à l'atome est plus faible, elle n'est donc pas suffisante pour arracher un électron, qui peut juste sauter à un niveau d'énergie plus élevé dans l'atome. L'excitation est représentée comme suite :



Les états excités des atomes de gaz retournent à leur état fondamental avec la libération d'une quantité d'énergie. Comme la recombinaison est l'inverse de l'ionisation, de même la désexcitation est l'inverse de l'excitation. Les niveaux excités des atomes ont une durée de vie courte, et les électrons retournent à leur état fondamental. Les photons sont émis pendant la transition d'électrons d'un niveau d'énergie à un autre.

II.2.5. Emission d'électrons secondaires

Lorsqu'une particule frappe la surface de la barrière diélectrique, un électron peut être émis. Ce procédé est particulièrement important pour maintenir la décharge car de nouveaux électrons peuvent être injectés. L'émission d'électrons secondaires peut être causée par le bombardement d'électrons, d'ions, de neutres et des photons sous différentes conditions dans la décharge. Le nombre d'électrons émis par particule incidente est appelé le coefficient d'émission d'électrons secondaire. Il dépend du type de bombardement des particules et de leur énergie, et du matériau de la paroi. Normalement, le coefficient d'émission des électrons secondaires pour les ions hélium et azote moléculaire est considéré dans le présent travail égale à 0,01.

En plus des processus présentés, on peut trouver aussi des réactions d'attachement, détachement, photo-ionisation, parmi d'autres.

II.3. Modélisation de la décharge à barrière diélectrique

La modélisation des décharges plasmas non-thermiques peut être réalisée en utilisant plusieurs approches, la plus utilisée est le modèle dit « fluide » ou « hydrodynamique » basé sur la résolution des moments de l'équation de Boltzmann en couplage avec les équations de Maxwell. Le modèle fluide peut efficacement décrire les phénomènes physiques dans la décharge à partir des grandeurs moyennes: densité, vitesse moyenne et énergie moyenne.

Nous décrivons dans cette section le modèle physique de décharge que nous avons utilisé, les approximations qu'il implique et les données de base qu'il utilise. Nous décrivons ensuite le modèle numérique 1D associé à ce modèle physique.

Les modèles fluides auto-cohérents ont été élaborés depuis plus d'une dizaine d'années dans le groupe GREPHE du laboratoire LAPLACE en France. Initialement, ce travail fut réalisé dans le cadre du développement des panneaux à plasma. La simulation consiste en la résolution des équations de transports fluides couplées avec l'équation de Poisson [108].

Idéalement, le transport des particules dans une décharge est décrit par l'équation de Boltzmann qui détermine la fonction de distribution $f(r, v, t)$ d'une particule (électron, ion, atome ou molécule) de vitesse v au point r de l'espace et à l'instant t [106] [109]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial r} + a \frac{\partial f}{\partial v} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} \quad (\text{II.1})$$

Où $a = \frac{F}{m}$ est l'accélération de la particule chargée de masse m soumise à une force F .

Le terme $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll}$ est le terme de collision qui représente la variation de la fonction de distribution sous l'effet des collisions de l'espèce considérée avec les autres particules.

Le terme $\frac{\partial f}{\partial t}$ représente la variation temporelle de la fonction de distribution au point (r, v) .

Le terme $v \frac{\partial f}{\partial r}$ représente la variation de la fonction de distribution à cause de la diffusion de la particule correspondante (électron ou ion).

Le terme $a \frac{\partial f}{\partial v}$ représente l'effet des forces extérieures, dues au champ électrique ou magnétique, sur la fonction de distribution. Pour décrire correctement la décharge, il est donc nécessaire de coupler l'équation de Boltzmann avec les équations de Maxwell.

Dans la pratique, le couplage entre l'équation de Boltzmann et les équations de Maxwell est un problème numérique extrêmement délicat, car la dynamique de particules devrait inclure l'effet fort de la force électrostatique. Dans le cas des modèles fluides ou la décharge est caractérisée par des grandeurs moyennes : densité, vitesse moyenne et énergie moyenne, l'équation de Boltzmann est remplacée par ses premiers moments qui correspondent aux équations de conservation de charge, de la quantité de mouvement et de l'énergie moyenne [34] [110].

Ces moments sont calculés en multipliant l'équation de Boltzmann avec une fonction $A(r, v, t)$ et puis en l'intégrant dans l'espace des vitesses. La première équation est obtenue pour $A = v^0 = 1$, c'est l'équation de conservation de charge [32] :

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \nabla \Gamma_k = S_k \quad (\text{II.2})$$

Dans cette équation $n_k(t, x, y, z)$ et Γ_k représentent la densité et le flux de l'espèce k (électron, ion positif ou négatif), respectivement.

S_k est le terme source de l'équation de continuité qui décrit la variation de la fonction de distribution sous l'effet des collisions. Il rend compte des créations (ionisation) et des pertes (attachement, recombinaison) des particules chargées. Dans le cas général, le terme source s'exprime par [14] [32] :

$$S_k = \sum_r c_{k,r} R_{k,r} = \sum_r (c_{k,r} k_r \cdot \prod_j n_j) \quad (\text{II.3})$$

où $c_{k,r}$ est le coefficient stœchiométrique de l'espèce k créée dans la réaction r , il peut être positif (création de la particule k) ou négatif (disparition de la particule k). $R_{k,r}$ est le taux de réaction, il est proportionnel aux densités des particules qui interviennent dans la réaction n_j . k_r est le coefficient du taux de réaction.

Le flux Γ_k est obtenu à partir du deuxième moment de l'équation de Boltzmann, il est calculé pour $A = mv$. En assumant que les effets d'inertie et de viscosité sont négligeables et que la diffusion est dominée par le gradient de la densité de charges (la diffusion par gradient de température est négligeable), l'équation de la quantité de mouvement obtenue se réduit en une équation de dérive-diffusion, elle est donnée par [32] :

$$\Gamma_k = s \cdot \mu_k \cdot E \cdot n_k - D_k \nabla n_k \quad (\text{II.4})$$

où s est égale à -1 pour les particules chargées négativement (électrons et ions négatifs) et $+1$ pour les particules chargées positivement (ions positifs). Le champ électrique influence seulement sur les particules chargées, donc le premier terme de cette équation est nul pour les particules neutres.

μ_k et D_k sont respectivement la mobilité et le coefficient de diffusion de l'espèce k . Ces deux coefficients sont liés par l'équation d'Einstein :

$$\frac{D_k}{\mu_k} = \frac{k_B T_k}{q_k} \quad (\text{II.5})$$

où T_k et q_k représentent respectivement la température et la charge de la particule k . k_B est la constante de Boltzmann donnée par : $k_B = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$. Pour les ions, la température varie en fonction du champ électrique selon la relation [111]:

$$k_B T_i = k_B T_g + \frac{m_i + m_g}{5m_i + 3m_g} m_g (\mu_i E)^2 \quad (\text{II.6})$$

où T_g est la température du gaz, m_i et m_g sont les masses d'ion et de particule de gaz respectivement. Quand les particules chargées gagnent l'énergie en présence de champ électrique, cette énergie sera équilibrée par les pertes dues aux collisions locales, cette approximation s'appelle l'approximation de champ local [111].

Le troisième moment de l'équation de Boltzmann, obtenu pour $A = \frac{mv^2}{2}$, décrit l'équation de conservation de l'énergie. Dans ce travail, la température des ions est considérée égale à la température de gaz. Donc, cette équation est résolue seulement pour les électrons, elle est donnée par :

$$\frac{\partial n_\epsilon}{\partial t} + \nabla \Gamma_\epsilon = S_\epsilon \quad (\text{II.7})$$

où $n_\epsilon = n_e \bar{\epsilon}$ est la densité de l'énergie des électrons avec $\bar{\epsilon}$: l'énergie moyenne des électrons. Le flux de la densité d'énergie est donné par :

$$\Gamma_\epsilon = \frac{5}{3} \mu_e \cdot E \cdot n_\epsilon - \frac{5}{3} D_e \nabla n_\epsilon \quad (\text{II.8})$$

μ_e et D_e sont respectivement la mobilité et le coefficient de diffusion des électrons.

Le terme source S_ϵ est donné par :

$$S_\epsilon = -e \cdot \Gamma_e \cdot E + \sum_r c_{k,r} \bar{\epsilon}_r R_{k,r} \quad (\text{II.9})$$

Le deuxième terme dans l'équation ci-dessus représente le changement de l'énergie des électrons dû aux réactions chimiques, où $\bar{\epsilon}_r$ est l'énergie perdue ou gagnée par un électron dans la réaction r .

La température des électrons et l'énergie moyenne sont liées par la relation :

$$k_B T_e = \frac{2}{3} \bar{\epsilon} \quad (\text{II.10})$$

Les équations précédentes doivent être couplées avec les équations de Maxwell, Dans le cas des décharges électriques où il n'y a pas un champ magnétique, les équations de Maxwell peuvent être résumées par l'équation de Poisson qui détermine le champ électrique en connaissant la charge d'espace [106] [112],

$$\nabla \cdot (\epsilon \nabla V) = -\nabla \cdot \vec{E} = -\rho \quad (\text{II.11})$$

où V est le potentiel électrique, \vec{E} représente le vecteur de champ électrique lié au potentiel par la relation $\vec{E} = -\nabla V$, $\varepsilon = \varepsilon_r \cdot \varepsilon_0$ représente la permittivité du milieu, ε_r est la permittivité relative et ε_0 est la permittivité du vide : $\varepsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$. ρ représente la densité volumique de charge, elle est donnée par la relation :

$$\rho = \sum_k q_k n_k \quad (\text{II.12})$$

où q_k et n_k sont respectivement la charge et la densité de la particule k .

II.4. Simulation numérique de la décharge à barrière diélectrique

Dans le présent travail nous présentons un modèle numérique de la décharge à barrière diélectrique volumique. Notre configuration, représentée sur la figure II.1, est composée de deux électrodes planes parallèles, la première est alimentée par une tension alternative et la deuxième est mise à la terre. Les deux électrodes sont couvertes par deux barrières diélectriques.

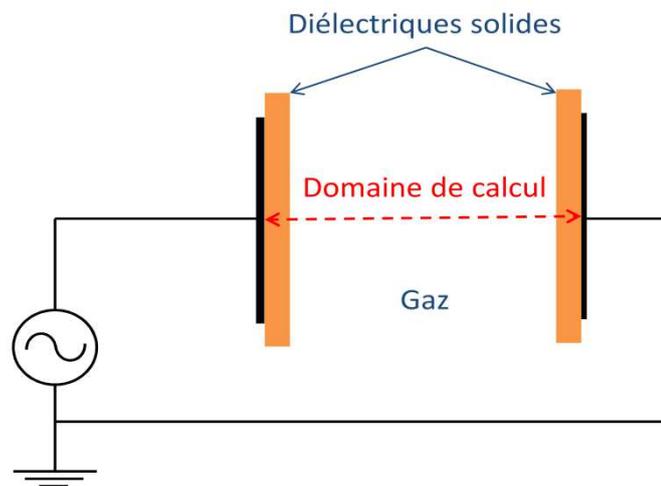


Figure II.1. La DBD plan-plan étudiée

II.4.1. Hypothèses

Afin de limiter le nombre d'équations et fermer le système d'équations obtenues, le modèle fluide utilisé dans ce travail repose sur les hypothèses simplificatrices suivantes [34]:

- Deux types des particules chargées sont pris en compte : les électrons et les ions positifs.
- L'ionisation directe par impact électronique est le seul processus de génération de particules chargées dans l'espace inter-électrodes.
- L'équation de la quantité de mouvement des particules chargées se réduit à la forme drift-diffusion, où le flux des particules chargées est la somme de deux termes : un terme de conduction proportionnel au champ électrique et un terme de diffusion proportionnel au gradient de la densité de particule correspondante.

En général, on ne peut pas résoudre le système fortement couplé constitué des deux ou trois premiers moments de l'équation de Boltzmann et de l'équation de Poisson d'une manière simple et directe. Par conséquent, le système d'équations doit être résolu itérativement en utilisant des méthodes numériques.

II.4.2. Conditions aux limites pour les équations de transport

Les conditions aux limites représentent une part essentielle de la description du problème. Les conditions aux limites de types Dirichlet ($n = 0$) et Newman ($\nabla n = 0$) sont les plus utilisées dans la littérature, ces deux conditions ne sont pas satisfaisantes dans certains cas notamment dans le cas des décharges à barrière diélectrique grâce aux phénomènes physiques qui apparaissent au niveau des barrières diélectriques comme l'accumulation des charges et l'émission secondaire des électrons [114]. La plupart des auteurs utilisent donc une approche plus générale, en imposant une condition sur les flux des particules.

Pour la surface entre le diélectrique et le gaz, les expressions des flux électronique et ionique sont données par :

$$\Gamma_e \cdot \mathbf{N} = -a \cdot \mu_e \cdot (\mathbf{E} \cdot \mathbf{N}) \cdot n_e + \frac{1}{4} \vartheta_{th,e} \cdot n_e - (1 - a) \cdot \Gamma_{es} \quad (\text{II.13})$$

avec : \mathbf{N} est le vecteur normal orienté vers les parois.

$$\mathbf{a} = \begin{cases} \mathbf{1} , & -\mu_e \cdot (\mathbf{E} \cdot \mathbf{N}) > \mathbf{0} \text{ (anode)} \\ \mathbf{0} , & -\mu_e \cdot (\mathbf{E} \cdot \mathbf{N}) \leq \mathbf{0} \text{ (cathode)} \end{cases} \quad (\text{II.14})$$

$\vartheta_{th,e}$ représente la vitesse d'agitation thermique pour les électrons, elle est donnée par la relation :

$$\vartheta_{th,e} = \sqrt{\frac{8k_B \cdot T_e}{\pi \cdot m_e}} \quad (\text{II.15})$$

Γ_{es} est le flux d'émission secondaire, il est donné par la relation :

$$\Gamma_{es} = -\gamma \cdot \Gamma_p \cdot \mathbf{N} \quad (\text{II.16})$$

où γ c'est le coefficient d'émission secondaire et Γ_p représente le flux ionique.

Pour le flux ionique :

$$\Gamma_p \cdot \mathbf{N} = a' \cdot \mu_p \cdot (\mathbf{E} \cdot \mathbf{N}) \cdot n_p + \frac{1}{4} \vartheta_{th,p} \cdot n_p \quad (\text{II.17})$$

Dans cette équation,

$$\mathbf{a}' = \begin{cases} \mathbf{1} , & \mu_p \cdot (\mathbf{E} \cdot \mathbf{N}) > \mathbf{0} \text{ (cathode)} \\ \mathbf{0} , & -\mu_p \cdot (\mathbf{E} \cdot \mathbf{N}) \leq \mathbf{0} \text{ (anode)} \end{cases} \quad (\text{II.18})$$

$\vartheta_{th,p}$ représente la vitesse d'agitation thermique pour les électrons, elle est donnée par la relation :

$$\vartheta_{th,p} = \sqrt{\frac{8k_B \cdot T_p}{\pi \cdot m_p}} \quad (\text{II.19})$$

Les conditions aux limites pour les densités des électrons et des ions sont illustrées sur la figure II.2.

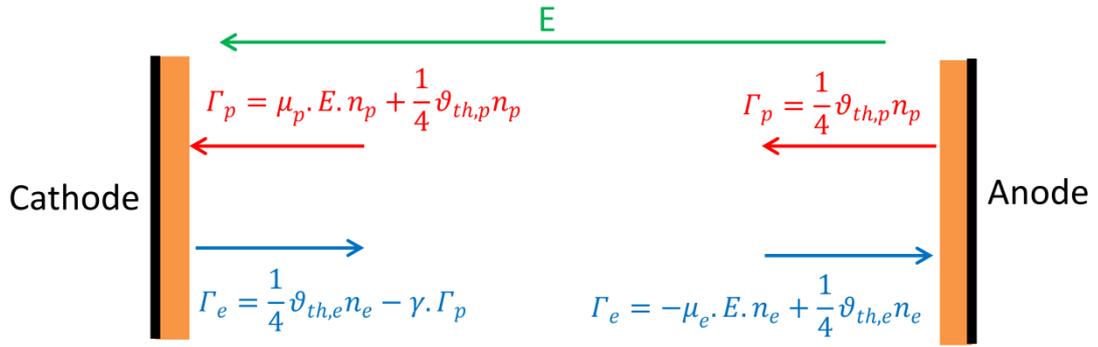


Figure II.2. Représentation des conditions aux limites pour les équations de transport

II.4.3. Conditions aux limites pour l'équation de Poisson

Sur la surface diélectrique, la composante normale du champ électrique doit satisfaire la condition de passage suivante [109]:

$$(\varepsilon_d E_d - \varepsilon_g E_g) \cdot \mathbf{N} = \sigma \quad (\text{II.20})$$

Avec σ la densité surfacique de charge due à l'accumulation des charges sur la surface diélectrique, elle est donnée par la relation suivante :

$$\sigma = \int e (\Gamma_p - \Gamma_e) \cdot \mathbf{N} \cdot dt \quad (\text{II.21})$$

La discrétisation numérique de ces équations par la méthode des différences finies est présentée dans l'Annexe 1 en 2D.

II.4.4. COMSOL Multiphysics

Sur le marché des codes de calcul, on peut trouver une large gamme de logiciels de simulation numérique qui peuvent être adaptés à notre problème à savoir FLUENT, ANSYS, COMSOL Multiphysics...etc. Dans notre travail, nous avons choisis COMSOL Multiphysics pour les raisons suivantes : Premièrement, COMSOL Multiphysics a la particularité de résoudre des problèmes multi-physiques, c'est le cas dans la simulation des décharges électriques dans les gaz car on a d'un côté le problème électrostatique représenté par l'équation de Poisson, et le problème physico-chimique des réactions et densités des espèces (électrons, ions...) représenté par les équations de transport des espèces. COMSOL Multiphysics est le plus adéquate afin de résoudre ces équations en couplage entre eux simultanément. Une deuxième raison aussi importante, COMSOL Multiphysics est basé sur la méthode des éléments finis (FEM). Cette méthode est plus efficace surtout lorsque on travaille avec des géométries complexes car elle donne la possibilité de faire un maillage rectangulaire ou triangulaire selon la géométrie étudiée. Cependant, COMSOL Multiphysics ne permet pas aux utilisateurs de rentrer dans les détails du code numérique de la méthode des éléments finis mais cela ne l'empêche pas de faire une étude détaillée et profonde de point de vue physique [115].

La simulation d'un problème physique dans COMSOL Multiphysics passe par plusieurs étapes [115]:

- La première étape est la sélection des dimensions d'espace du modèle (1D, 2D ou 3D) et la nature du problème (temporel ou stationnaire). L'objectif de notre étude est de

simuler la décharge à barrière diélectrique homogène dans une configuration plan-plan, d'où la symétrie de notre géométrie, le problème est résolu en 1D. En plus, la simulation d'une décharge en 2D ou 3D demande des capacités de machine de calcul et temps considérables. La décharge à barrière diélectrique opère sous tension alternative, donc toutes les équations sont résolues en fonction du temps.

- La deuxième étape est la conception de la géométrie et la sélection des matériaux. Pour la géométrie, COMSOL Multiphysics offre la possibilité de la dessiner directement en utilisant les outils de conception, ou l'importer sous formats spécifiques à partir d'un autre logiciel CAO. Après avoir dessiné la géométrie, on doit préciser le matériau de chaque partie afin de définir les propriétés physiques et les données qu'on utilise dans la simulation, par exemple la permittivité diélectrique dans notre cas.
- La troisième étape consiste à définir les différentes équations aux dérivées partielles et les conditions aux limites. Comme nous l'avons déjà mentionné, on a deux types d'équations : l'équation de Poisson pour le champ électrique et l'équation de convection-diffusion pour le transport et la densité des espèces. Le nombre des équations dépend du nombre d'espèces prises en compte dans le modèle. Ces équations sont prédéfinies sur COMSOL et classifiées en plusieurs modules selon le problème physique étudié. Le module « *Plasma-DC discharge* » regroupe toutes les équations dont on a besoin dans notre étude. La définition et l'implémentation de toutes les réactions chimiques entre les espèces et leurs coefficients sont indispensables dans la simulation. Toutes les données utilisées dans cette étude seront présentées dans la section suivante.
- La quatrième étape est l'élaboration du maillage selon la géométrie étudiée. Cette étape est cruciale dans la simulation numérique car il faut prendre en compte la capacité de mémoire de la machine de calcul, plus fine le maillage, plus proche la solution numérique à la solution analytique. Le maillage aussi joue un rôle très important dans la convergence de la simulation. Généralement, un maillage plus raffiné au niveau des parois est demandé. En 2D et 3D, deux types de maillage peuvent être utilisés sur COMSOL : maillage rectangulaire ou triangulaire.
- Une fois les étapes précédentes sont élaborées, un solveur approprié doit être sélectionné pour la résolution des équations. Dans cette étape on peut aussi préciser le pas de temps manuellement. On peut aussi préciser les tolérances relative et absolue qui sont deux paramètres qui influent sur la précision de la solution. Ils servent à minimiser les erreurs pendant la solution du problème. On peut trouver deux types de solveurs sur COMSOL : Solveurs directs (MUMPS, PARDISO, SPOOLES...) et solveurs itératifs (GMRES, FGMRES, BicGStab...). En principe, les deux types résolvent le problème après sa décomposition en plusieurs équations linéaires. Les solveurs directs utilisent l'élimination Gaussienne pour la résolution des équations linéaires, cette méthode est relativement plus stable et fiable mais elle demande beaucoup de capacité de mémoire. Dans notre étude, nous avons utilisé le solveur direct PARDISO. Les solveurs itératifs sont plus appropriés pour les problèmes 2D et 3D.

- Une fois le calcul est fait, on passe à la dernière étape qui est le traitement et l'affichage des résultats. COMSOL Multiphysics offre plusieurs outils graphiques pour l'affichage spatio-temporel des résultats.

II.5. Simulation de la DBD homogène de type Glow

Dans cette partie, nous présentons les résultats de simulation dans le cas d'une DBD plan-plan de type homogène dans l'hélium. Le but est de mettre en application les techniques de simulation et la maîtrise du logiciel COMSOL Multiphysics. Nous avons choisi l'hélium à cause de la simplicité des réactions et la disponibilité des données nécessaire pour la simulation dans la littérature. La nature homogène de la DBD dans l'hélium est un autre paramètre très important dans notre choix, car elle nous permet de faire la simulation sur 1D et avoir de bons résultats avec un temps de calcul raisonnable.

II.5.1. Réactions et données de simulation dans l'hélium

Les réactions prises en compte dans le modèle de la décharge dans l'hélium sont présentées dans le tableau II.1.

Tableau II.1. Liste des réactions chimiques avec leurs coefficients dans l'hélium

Réaction	Coefficient	Reference
Réactions dans l'espace :		
$He + e \rightarrow He + e$	Boltzmann solver	[116]
$He + e \rightarrow He^* + e$	Boltzmann solver	[116]
$He + e \rightarrow He^+ + e + e$	Boltzmann solver	[116]
$He^+ + e + e \rightarrow He + e$	$7,1 \times 10^{-32} \text{ m}^6/\text{s}$	[111]
$He^* + He^* \rightarrow He + He^+ + e$	$2,9 \times 10^{-15} \text{ m}^3/\text{s}$	[111]
$He + He^+ + e \rightarrow He + He^*$	$1 \times 10^{-39} \text{ m}^6/\text{s}$	[111]
Réactions de surface :		
$He^+ \rightarrow He$ (émission secondaire)	0,01	[111]
$He^* \rightarrow He$	0	

La difficulté qui se pose alors, est la détermination des coefficients de réaction et de transport c'est-à-dire les données de base en fonction du champ électrique réduit. Certaines de ces données peuvent être extraites de la littérature, d'autres doivent être calculées ou déterminées expérimentalement; ceci limite parfois la prise en compte de certains processus dans la décharge. De plus, même si des données existent, leurs valeurs sont souvent très différentes d'un auteur à l'autre et d'une base de données à l'autre. Concernant les coefficients des trois premières réactions, ils sont obtenus à partir des sections efficaces des collisions. Nous avons importé les données des sections efficaces de la base Phelps database

[117] sur COMSOL Multiphysics. Les coefficients des autres réactions sont pris de la littérature.

La figure II.3 représente les sections efficaces des collisions pour les 3 premières réactions : collision élastique, excitation et ionisation. Ces sections sont données en fonction de l'énergie des électrons. Deux approximations peuvent être adoptées pour l'évaluation des paramètres de transport des électrons et les coefficients des réactions : l'approximation du champ local ou l'approximation de l'énergie locale.

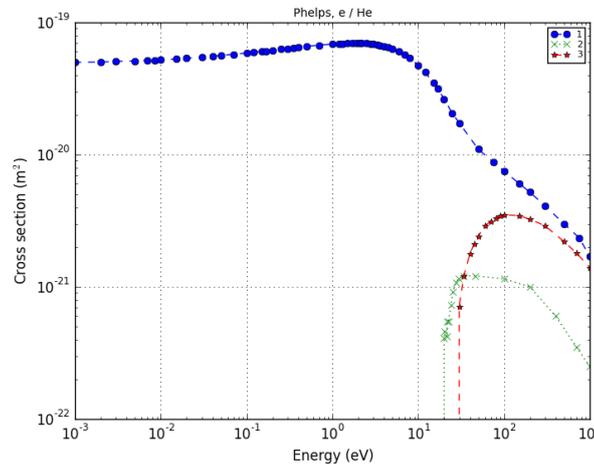


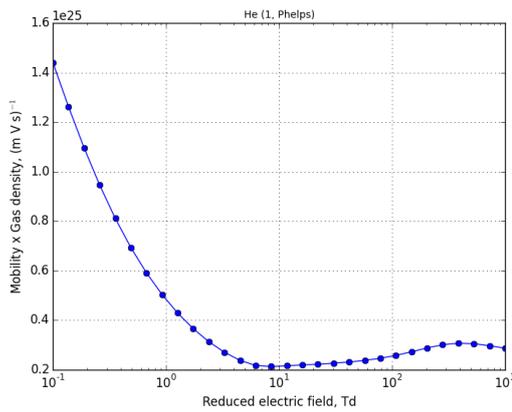
Figure II.3. Sections efficaces de collisions en fonction de l'énergie des électrons pour (1) la collision élastique, (2) l'excitation et (3) l'ionisation

L'approximation du champ local consiste à supposer que la fonction de distribution des particules chargées à un instant et à une position donnés est la même que celle calculée pour un champ électrique uniforme, lequel correspond à la valeur du champ qui existe à cet instant et à cette position [109]. Dans ce cas les fréquences de collisions ainsi que les mobilités des espèces chargées peuvent être tabulées en fonction du champ électrique réduit (E/p champ sur pression, ou E/N champ sur densité de gaz). Cette approximation revient à écrire que l'énergie gagnée par les électrons sous l'effet du champ électrique à un instant et une position donnés est exactement compensée par les pertes dues aux collisions [109] [111]. Le modèle dans ce cas sera basé seulement sur les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann (équations de transport de la quantité de mouvement) en couplage avec l'équation de poisson. Les résultats de la mobilité des électrons et les coefficients des réactions en fonction du champ électrique réduit sont représentés dans les figures II.4.a et II.4.b. Ces résultats sont calculés à partir des données des sections efficaces des collisions en utilisant le logiciel de simulation BOLSIG [118] pour résoudre les équations de Boltzmann.

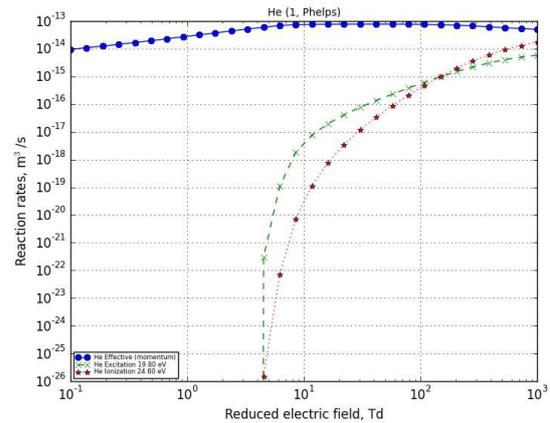
L'approximation de l'énergie locale est celle qu'on a utilisée dans cette simulation. Dans ce cas, la fonction de distribution est supposée Maxwellienne et les paramètres de transport des électrons et les coefficients des réactions sont évalués en fonction de l'énergie moyenne des électrons. Les résultats sont illustrés dans les figures II.4.c et II.4.d. Le modèle fluide dans ce cas est constitué des trois moments de l'équation de Boltzmann (équations de transport, équation de la quantité de mouvement et équation de conservation de l'énergie) en couplage avec l'équation de poisson.

II.5.2. Résultats et discussions

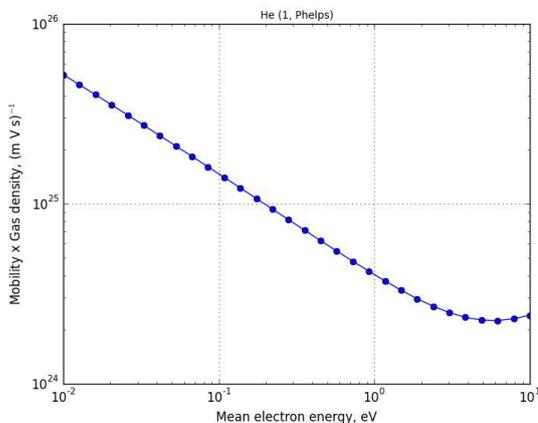
Dans cette simulation, nous considérons une tension alternative sinusoïdale pour alimenter la décharge à barrière diélectrique plan-plan. Afin de vérifier si notre simulation est bonne, nous avons travaillé sur les mêmes conditions de l'étude numérique et expérimentale effectuée par Yuan *et al.* [119]. Le réacteur DBD est constitué de deux électrodes en aluminium couvertes par deux barrières diélectrique de 2,3 mm d'épaisseur et 7,63 de permittivité relative. La distance entre les barrières est maintenue à 5 mm. La pression est atmosphérique et la température du gaz est considérée à température ambiante (300 K). Initialement, le plasma est quasi-neutre avec les mêmes densités des électrons et des ions (10^{13} m^{-3}). Les formes d'ondes typiques de la DBD homogène de type Glow obtenues dans l'hélium sont présentées dans cette section.



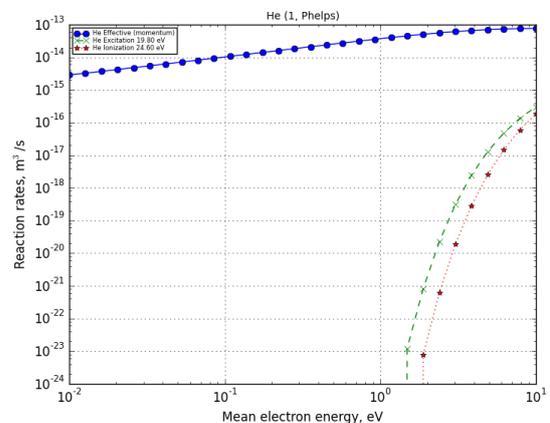
(a) La mobilité des électrons en fonction du champ électrique réduit



(b) Les coefficients des réactions en fonction du champ électrique réduit



(c) La mobilité des électrons en fonction de l'énergie moyenne des électrons



(d) Les coefficients des réactions en fonction de l'énergie moyenne des électrons

Figure II.4. La mobilité des électrons et les coefficients des réactions selon (a)(b) l'approximation du champ local et (c)(d) l'approximation de l'énergie locale

II.5.2.1. Formes d'ondes typiques de courant et tension

La figure II.5 montre l'évolution de la tension appliquée, la tension du gaz et la densité de courant de décharge en fonction du temps. Ces résultats sont obtenus pour une tension de 1800 V et une fréquence de 15 kHz. La densité du courant total est la somme des densités des courants de conduction et de déplacement, elle est calculée par la relation [120]:

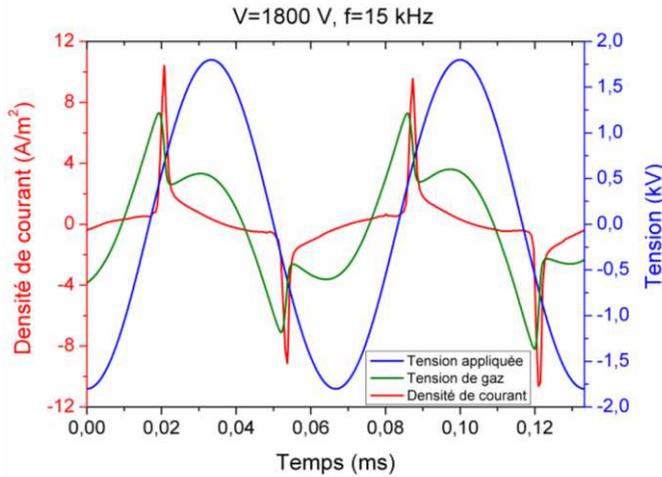
$$J_d = \frac{e}{d} \int_0^d (\Gamma_p - \Gamma_e) dx + \varepsilon_0 \frac{dV_a}{dt} \quad (\text{II.22})$$

Avec e est la charge élémentaire. d est la distance entre les deux barrières. V_a est la tension appliquée. ε_0 est la permittivité du vide. Γ_p et Γ_e sont les flux des ions positifs et des électrons respectivement.

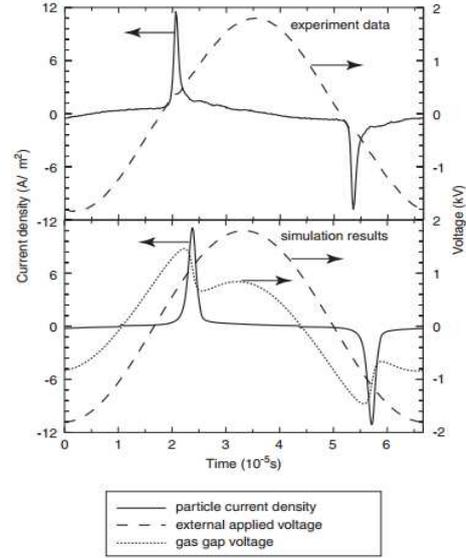
La tension du gaz est donnée par :

$$V_g(t) = V_{d1}(t) - V_{d2}(t) \quad (\text{II.23})$$

Avec V_{d1} et V_{d2} sont les tensions au niveau des deux barrières diélectriques en fonction du temps.



(a) Résultats de notre simulation



(b) Résultats de Yuan et al.

Figure II.5. Formes d'ondes typiques de courant de décharge et la tension dans le gap

Comme nous pouvons le voir, nous avons eu des résultats similaires à ceux obtenus par Yuan *et al.* [119]. Ce sont les formes d'ondes typiques pour une décharge à barrière diélectrique homogène de type Glow à pression atmosphérique. La courbe de la densité de courant se caractérise par la présence d'un pic par demi-période. Lorsque la tension appliquée augmente, la tension du gaz augmente aussi et quand elle atteint la valeur critique (vers 1,4 kV) le pic de courant apparaît à cause de l'injection des charges dans le gap. Le rôle des barrières diélectriques est remarquable à travers le comportement de la tension de gap V_g . Les charges créées dans l'espace pendant la décharge s'accumulent sur les barrières diélectriques à cause du champ électrique. Par conséquent, un potentiel électrique est créé dans le sens inverse du potentiel appliqué ce qui cause la chute de ce dernier durant la décharge.

II.5.2.2. Densités de charges d'espace

Dans cette partie, nous étudions le champ électrique et la distribution de la charge d'espace des particules chargées (électrons et ions) dans l'espace inter-électrodes dans différents instants pendant la décharge. Les résultats sont illustrés sur la figure II.6. Lorsque la décharge est active, une forte avalanche est formée, dans laquelle les électrons, les ions et les espèces excités sont produits et interagissent entre eux en développant un plasma faiblement

ionisé [111]. Le profil du champ électrique, illustré sur la figure II.6.b, présente une évolution variable dans l'espace à cause de la charge d'espace. La valeur du champ augmente soudainement pendant la phase active de la décharge. La valeur maximale est d'environ $1,6 \text{ kV/mm}$, elle est observée près de la barrière cathodique dans l'alternance positive. Lorsque la décharge s'éteint, le champ diminue graduellement avec la diminution du potentiel électrique dans le gap.

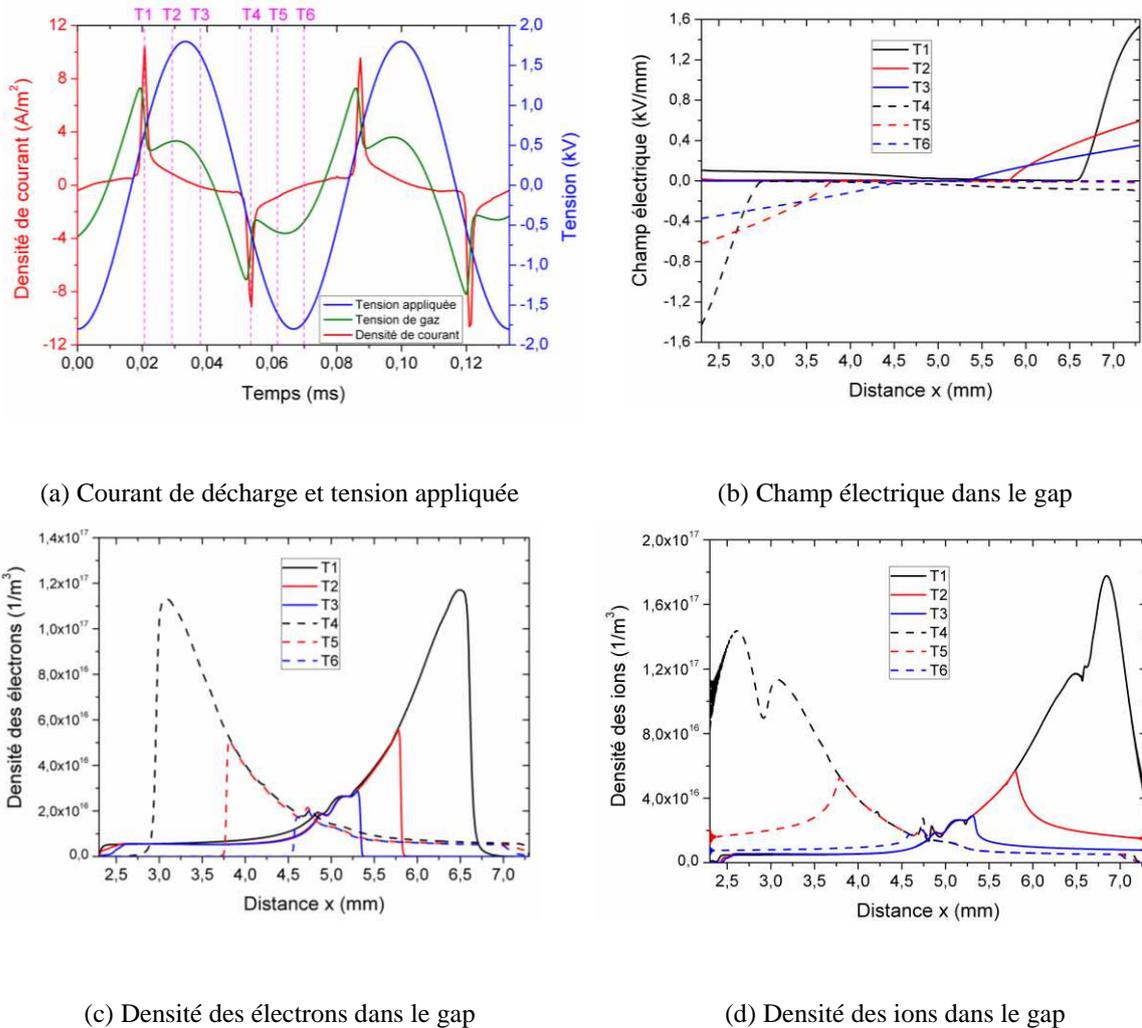


Figure II.6. L'évolution du champ électrique et les densités des espèces chargées dans le gap dans différents instants

Les densités électronique et ionique, illustrées dans les figures II.6.c et II.6.d respectivement, ont une tendance un peu similaire, la densité est élevée quand la décharge est active à cause de la production des électrons et des ions à travers les réactions citées dans le tableau II.1. Les densités électronique et ionique diminuent graduellement après l'extinction de la décharge. Nous remarquons que la densité électronique a une crête éloignée de la barrière cathodique contrairement au profil de la densité ionique. Ceci est dû à la grande mobilité des électrons par rapport aux ions, ces derniers se confinent dans l'espace étroit près de la barrière cathodique. Nous observons que les densités électronique et ionique ont le même ordre de grandeur (environ 10^{11} cm^{-3}).

Discussion :

L'objectif de cette thèse est d'étudier la DBD plan-plan dans l'air à pression atmosphérique en vue de l'appliquer dans la précipitation électrostatique des particules submicroniques. De ce fait, nous n'allons pas rentrer beaucoup dans les détails de la décharge dans l'hélium. La complexité de la composition chimique de l'air qui est constitué de plusieurs gaz (O_2 , N_2 , CO_2 et H_2O) rend la simulation numérique quasi impossible en utilisant les moyens de calcul dont nous disposons. Par ailleurs, la nature non symétrique du mode filamentaire de la DBD dans l'air oblige de faire une simulation en 2D ou 3D afin d'avoir un comportement proche de la réalité, ce qui complique encore plus le problème. Face à ces contraintes, nous étions obligés de changer notre approche de modélisation en travaillant sur un modèle théorique de la charge et de mouvement des particules basé sur les équations de l'électrostatique et la mécanique classique. Nous avons donc souhaité que ce deuxième chapitre soit une bonne initiation à la simulation numérique des décharges et serve de support aux futurs chercheurs désireux de continuer ces travaux au sein du laboratoire LRE de l'Ecole Nationale Polytechnique d'Alger.

II.6. Conclusion du chapitre II

Dans ce chapitre, un modèle unidimensionnel est utilisé pour simuler la décharge à barrière diélectrique homogène à pression atmosphérique. Nous avons présenté dans la première partie les équations mathématiques de base du modèle fluide. Ce modèle est basé sur la résolution des moments de l'équation de Boltzmann qui décrivent les flux et les densités des espèces en couplage avec l'équation de Poisson qui décrit le champ et le potentiel électriques. Dans la deuxième partie, nous avons abordé les détails de la simulation en utilisant le logiciel commercial COMSOL Multiphysics. Enfin, nous avons discuté et analysé les résultats de simulation dans le cas de la DBD homogène de type Glow dans l'hélium. Les résultats ont montré que le courant de décharge présente un pic dans chaque demi-période, le potentiel dans le gap chute à cause des charges qui s'accumulent sur les barrières. En conclusion, nous pouvons dire que COMSOL Multiphysics est un outil très efficace pour la simulation des décharges, il ne permet pas aux utilisateurs de rentrer dans les détails du code numérique mais cela ne les empêche pas de faire une étude détaillée et profonde de point de vue physique.

Chapitre III

**Etude électrique de la décharge à
barrière diélectrique sous tensions
alternative (AC DBD) et pulsée
nanoseconde (NP DBD)**

Chapitre III.

Etude électrique de la décharge à barrière diélectrique sous tensions alternative (AC DBD) et pulsée nanoseconde (NP DBD)

Afin d'étudier la décharge à barrière diélectrique dans l'air à pression atmosphérique, nous avons mis au point un système d'électrodes de configuration plan-plan. L'objectif étant de mettre en évidence les caractéristiques électriques de la DBD plan-plan et son comportement en fonction des différents paramètres. Ce chapitre est organisé en quatre parties. La première partie de ce chapitre est dédiée à la présentation de l'installation expérimentale et de l'électrofiltre DBD qu'on va étudier. Dans les deuxième et troisième parties, nous étudions le comportement électrique de la DBD sous excitation alternative et pulsée nanoseconde, respectivement. Les différents outils et techniques de caractérisation de chaque type d'alimentation sont présentés en détails dans chaque partie. La quatrième partie est consacrée à l'étude de la morphologie de la décharge en utilisant une caméra numérique.

III.1. L'installation expérimentale et les outils de caractérisation

Dans cette section, nous allons détailler les installations expérimentales pour les deux types d'alimentations utilisés, ce qui nous amène à décrire les divers modules qui les constituent. Le schéma global du dispositif de caractérisation électrique que nous avons utilisé est illustré par la figure III.1. Il comporte trois principaux modules, à savoir : le module électrofiltre, le module d'alimentation en air comprimé et le module d'alimentation et de mesure électriques. Chacun de ces modules fait l'objet d'une description détaillée.

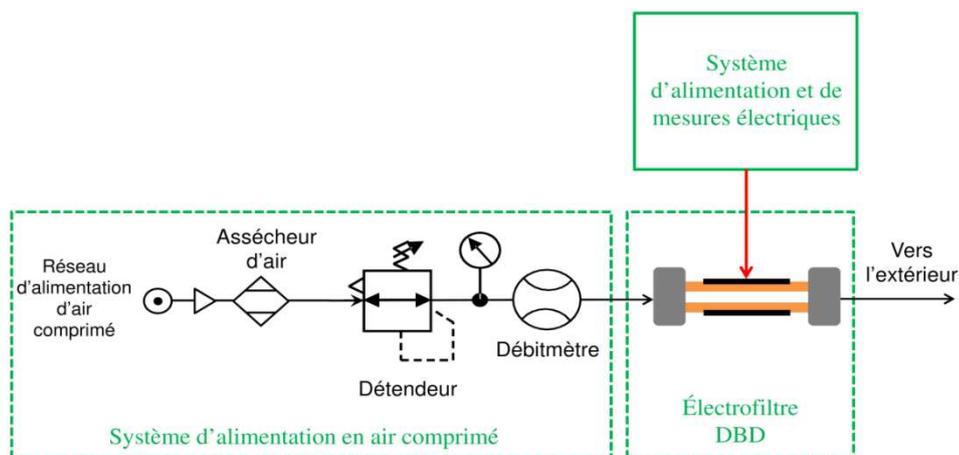


Figure III.1. Schéma du dispositif expérimental

III.1.1. Le module d'électrofiltre DBD plan-plan

Ce module comporte le système de génération de la DBD plan-plan à tester. Il est relié aux autres modules par des connections électriques et pneumatiques. L'électrofiltre DBD étudié dans ce travail est représenté sur la figure III.2. Il est composé de deux électrodes planes parallèles; l'une d'elles est reliée à la masse et l'autre (appelée électrode active HT) est reliée à l'alimentation haute tension. Chaque électrode est constituée d'une feuille de cuivre d'épaisseur de 80 μm (50 mm de longueur et 10 mm de largeur). Chaque électrode est couverte d'une couche diélectrique en polyimide (Adicaz, AHT006L300-L) avec une épaisseur d'environ 180 μm (cette épaisseur est obtenue en empilant trois couches élémentaires d'environ 60 μm). La distance entre l'électrode active et l'électrode de masse est ajustée à 1,36 mm (soit 1 mm de gaz et 360 μm de diélectrique).

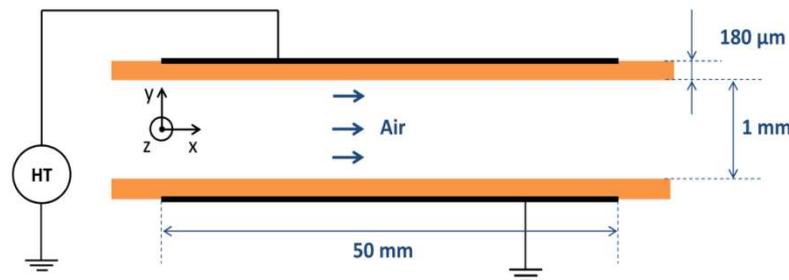


Figure III.2. Système de génération de la DBD plan-plan

Le volume actif de l'électrofiltre est délimité par les dimensions des électrodes (50 mm de longueur et 10 mm de largeur) et la section du canal ($\approx 10 \text{ mm}^2$), c'est le volume dans lequel a lieu la décharge ($\approx 500 \text{ mm}^3$). Le temps de transit associé, qui est le temps mis par le gaz pour traverser le volume actif, varie entre 0,03 et 0,15 s pour des vitesses d'écoulement allant de 1,67 à 8,35 m/s. Ces différents paramètres sont induits par des débits compris entre 1 et 5 L/min.

III.1.2. Le module d'alimentation en air comprimé

Ce système sert à faire circuler de l'air propre et sec à l'intérieur de l'électrofiltre. Il est constitué d'un dispositif de circulation et de régulation de gaz, relié au réseau d'alimentation en air comprimé. Le taux d'humidité de l'air fourni par le réseau est indépendant des conditions extérieures. Néanmoins, nous utilisons un dessiccateur à base de grains de silice ($\text{Si}(\text{OH})_4$) pour maintenir un taux d'humidité relative inférieur à 5 %. La régulation et la mesure de la pression et du débit sont assurées par des détendeurs et des débitmètres reliés entre eux par des tuyaux pneumatiques ($\varphi_{int} = 4 \text{ mm}$).

III.1.3. Le module d'alimentation et de mesure électriques

Il comporte les alimentations électriques HT, les organes de visualisation et d'acquisition des signaux et la cellule de mesure du courant (ou de la charge transférée). Une description détaillée de ces différents organes est faite dans les sections suivantes pour les deux types d'alimentations.

III.2. Etude des caractéristiques électriques de la DBD plan-plan sous excitation alternative (AC DBD)

Dans cette section, nous nous intéressons à l'étude du comportement électrique de la DBD plan-plan sous excitation alternative. Dans la première partie, nous allons présenter et discuter le système d'alimentation et de mesures électriques utilisé ainsi que les différentes techniques que nous avons abordé pour la mesure des différentes caractéristiques de la décharge. Dans la deuxième partie, les formes d'ondes typiques caractérisant la décharge sont présentées, à savoir : le courant, la charge transférée et la puissance électrique moyenne consommée. Nous avons étudié notamment l'influence des différents paramètres sur le comportement de la décharge.

III.2.1. Système d'alimentation et de mesures électriques

Le dispositif expérimental pour la caractérisation électrique est présenté en schéma sur la figure III.3. Il est composé du système d'alimentation Haute Tension (HT) alternative, un générateur de fonction, des moyens de mesures, de visualisation et d'acquisition des grandeurs électriques ainsi que la cellule DBD plan-plan étudiée.

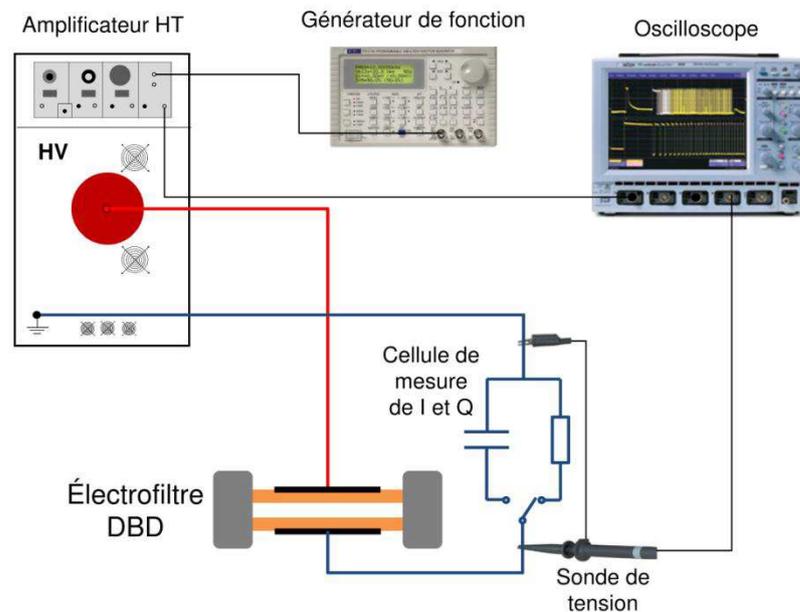


Figure III.3. Système d'alimentation électrique alternative et mesures électriques

III.2.1.1. Alimentation alternative

Lors de cette étude, nous avons utilisé une alimentation alternative (Figure III.4); c'est un amplificateur haute tension de la marque TREK (Model 20/20C, ± 20 kV DC ou AC, ± 20 mA DC ou AC, Slew rate > 450 V/ μ s). La tension appliquée est mesurée avec la sonde interne de l'amplificateur.

III.2.1.2. Générateur de fonction

Les signaux de commande de l'amplificateur haute tension sont délivrés par un générateur de fonction programmable de la marque TTI (modèle TG 1010A). Ce générateur a une fréquence de 0,1 mHz à 10 MHz avec une résolution à 7 chiffres ou 0,1 mHz. Il peut

délivrer huit différentes formes d'ondes standards avec une amplitude de 20 V crête à crête depuis une source de 50 Ω / 600 Ω (commutable).



Figure III.4. Amplificateur HT de la marque TREK

III.2.1.3. Moyens d'acquisition et de mesures

A. L'oscilloscope

Les signaux de courant et de tension sont visualisés et enregistrés à l'aide d'un oscilloscope numérique de la marque Lecroy (série WaveSurfer 424). Il a une bande passante de 200 MHz, un temps de montée typique de 1,7 ns, une résolution de 8 bits et un taux d'échantillonnage maximal de 2 GS/s (1 milliard d'échantillons par seconde). Il intègre 4 entrées et plusieurs fonctions permettant de réaliser des opérations mathématiques sur les signaux visualisés. Certains signaux ont été enregistrés avec un autre oscilloscope numérique Lecroy (Série WaveRunner 204, bande passante 2 GHz, temps de montée typique 0,18 ns et taux d'échantillonnage maximal 10 GS/s).

B. La cellule de mesures électriques

La cellule de mesures électriques est une enceinte «Faradisée» comportant une résistance shunt de 100 Ω pour visualiser le courant, ou un condensateur de 33 nF pour mesurer la charge transférée. Un éclateur à gaz de type A80 – C90X est mis en parallèle à chacun de ses composants pour protéger l'oscilloscope en cas de surtension. Le condensateur doit être choisi de telle sorte que sa valeur ne soit ni trop faible (la mesure risque d'être intrusive car la capacité s'apparenterait à la capacité parasite des câbles et autres composants), ni trop grande (risque de filtrage des signaux mesurés).

C. La sonde de tension

La tension aux bornes de la résistance ou la capacité est mesurée avec une sonde différentielle haute tension de la marque Armexel (modèle HVPD40/02), de bande passante 100 MHz, avec un temps de montée de 3,5 ns, une entrée dont l'atténuation est de 1000 :1 et d'impédance 1 M Ω . Elle peut mesurer une tension maximale de ± 20 kV en DC, 14 kV en AC et ± 40 kV en pulsé.

III.2.2. Techniques des mesures électriques

III.2.2.1. Acquisition des formes d'ondes du courant et de la tension

Les formes d'ondes de courant, de tension et de charge sont enregistrées sur 2 périodes et un total de 250000 points. Les formes d'onde de tension sont enregistrées sur la voie 1 de l'oscilloscope tandis que celles du courant (ou de charge) sont acquises sur la voie 2.

La sonde utilisée pour mesurer le courant (ou la charge) a un facteur de 1 : 10. Elle divise la tension aux bornes de la résistance shunt (ou le condensateur de mesure) par 10 à l'entrée de la voie de l'oscilloscope qui la multiplie à nouveau par 10 pour l'affichage à l'écran. Le dispositif d'acquisition des formes d'ondes est représenté sur la figure III.5. C'est également à partir de ce dispositif qu'on relève la puissance consommée par la décharge.

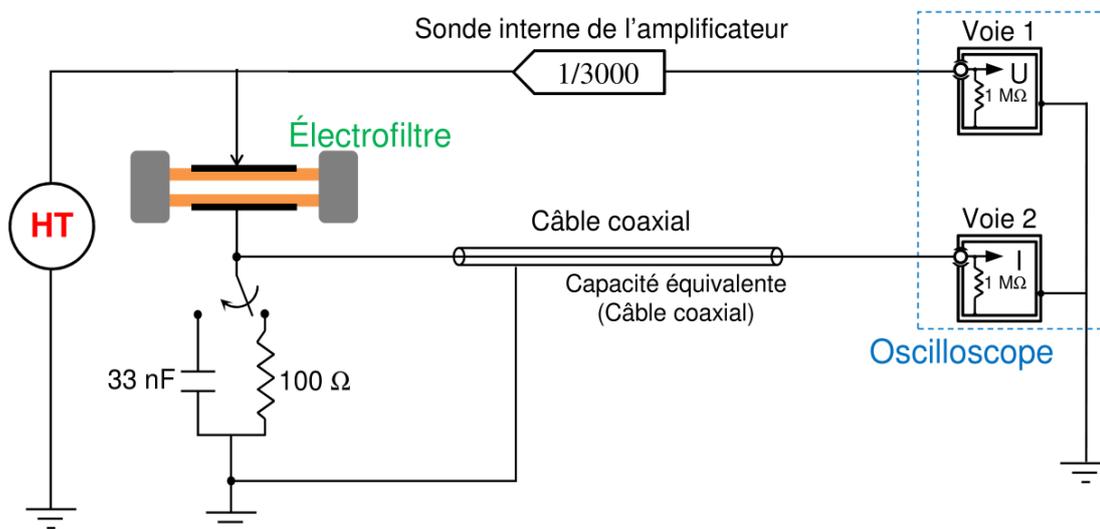


Figure III.5. Dispositif de mesure du courant et de la tension

III.2.2.2. Calcul de la puissance électrique moyenne consommée

Il existe deux façons de calculer la puissance moyenne consommée par la décharge. La première est la méthode de la moyenne du produit instantané de tension et de courant tandis que la deuxième est la méthode de Lissajous qui permet de déterminer la puissance consommée à partir de la caractéristique charge-tension de la décharge. Des études récentes ont montré que ces deux méthodes donnent des résultats concordants.

Dans le cadre de cette étude, la deuxième méthode est celle qu'on a adoptée. La puissance est calculée en faisant le produit de la fréquence et l'énergie moyenne transférée dans la décharge par cycle. L'énergie moyenne par cycle est équivalente à la surface de cycle charge-tension de la décharge. Finalement, il s'agit d'une valeur moyenne de puissance donnée par la relation ci-après :

$$P = \frac{1}{T} \oint Q \cdot dV \quad (\text{III.1})$$

Avec, P la puissance moyenne consommée par la décharge. T la période du signal. Q la charge transférée dans la décharge. V la tension appliquée.

Les signaux de la charge et de la tension ont été enregistrés avec une acquisition mémoire de 250000 points/voie.

III.2.3. Caractérisation de la DBD

L'acquisition des signaux associés aux grandeurs électriques étudiées nous a permis d'obtenir les différentes formes d'onde correspondantes. Ainsi, nous avons pu relever les formes d'ondes typiques de la tension appliquée, du courant de décharge et de la charge transférée, puis tracer la caractéristique charge-tension.

III.2.3.1. Formes d'ondes électriques typiques

A. Tension et courant

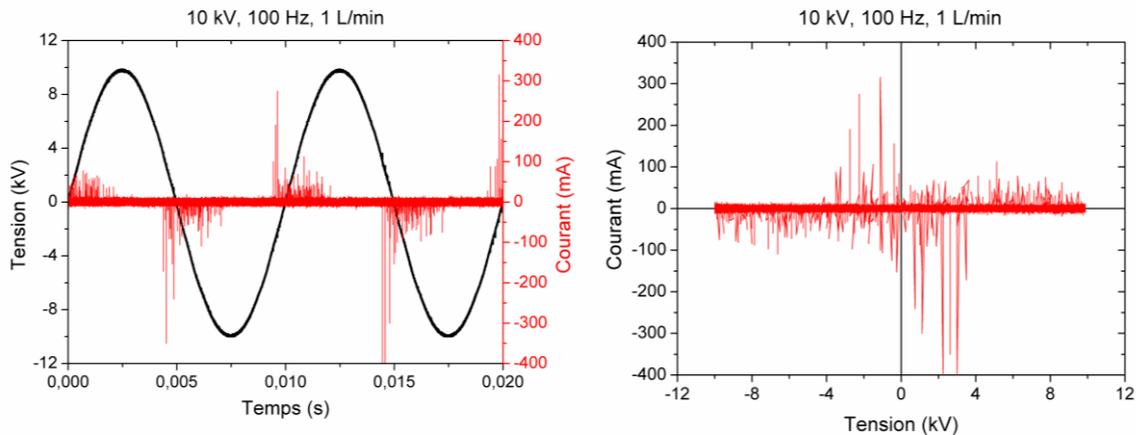
La figure III.6 illustre l'évolution de la tension appliquée et du courant total mesuré en fonction du temps ainsi que la caractéristique courant-tension de la DBD plan-plan. Les signaux ont été enregistrés pour une tension de 10 kV et une fréquence de 100 Hz. La forme d'onde du courant représentée sur la figure III.6.a montre que la DBD dans la configuration plan-plan à pression atmosphérique opère en régime filamentaire. Ce régime est caractérisé par la présence de nombreuses impulsions de courant de grandeur allant jusqu'à 400 mA dans les deux demi-cycles positifs et négatifs. En réalité, le courant illustré sur la figure représente la somme des deux courants : le courant de décharge dû à l'apparition des micro-décharges et le courant de déplacement qui est proportionnel à la dérivée de la tension appliquée, mais l'amplitude du courant de décharge tend à masquer la tendance du courant de déplacement. Dans les résultats que nous présenterons dans ce travail, le courant de décharge est assimilé au courant total mesuré car la composante capacitive du courant (de l'ordre de 0,1 mA) est négligeable. Les impulsions de courant sont causées par l'apparition d'une ou multitudes de micro-décharges qui traversent l'espace inter-électrodes à différents endroits des surfaces de barrière diélectrique.

Lorsqu'une avalanche isolée conduit au développement d'un streamer et au claquage du gaz, les charges s'accumulent sur la surface du diélectrique. En effet, l'une des fonctions du diélectrique est de limiter la charge déposée sur les électrodes afin que la décharge ne devienne pas un arc (ceci a permis d'atteindre les niveaux de courant observés sans passage à l'arc). Par ailleurs, comme nous l'avons abordé dans le chapitre précédent, la présence du diélectrique favorise une répartition plus uniforme des micro-décharges sur sa surface.

On peut voir que les impulsions de courant commence bien avant que la tension appliquée change de polarité et dure jusqu'à la moitié de la demi période. Etant donné que la décharge s'amorce lorsque le champ électrique dans l'espace inter-électrodes dépasse une certaine valeur critique, nous pouvons conclure qu'il y a un déphasage entre le champ appliqué et le champ dans le gap. Ce déphasage est causé par l'accumulation des charges sur la surface des barrières diélectriques.

La figure III.6.b représente la caractéristique courant-tension. En plus des pics de courant engendrés par les streamers dans le gap, nous remarquons l'apparition des impulsions très rapprochés de petite amplitude et de très courte durée. Ces impulsions sont appelées les impulsions de Trichel. Elles apparaissent pour des faibles tensions appliquées et les phénomènes qui en sont responsables sont localisés au niveau des bords des électrodes ou le

champ électrique est divergent. Les impulsions de Trichel sont plus remarquables dans les configurations fil-cylindre et pointe-plan [121] [21].



(a) Evolution de la tension appliquée et le courant total en fonction du temps

(b) Caractéristique courant-tension

Figure III.6. Formes d'ondes typiques de la tension et du courant total. Conditions expérimentales : Tension=10 kV, Fréquence= 100 Hz, débit = 1 L/min

B. Charge transférée et caractéristique charge-tension (Cycle de Lissajous)

Dans l'étude de la DBD plan-plan sous excitation alternative, la charge transférée est mesurée en utilisant un condensateur de 33 nF monté en série avec l'électrofiltre DBD. La figure III.7 montre l'évolution de la tension appliquée et la charge transférée en fonction du temps. Nous voyons que l'évolution temporelle de la charge est périodique et présente un déphasage en retard par rapport à la tension.

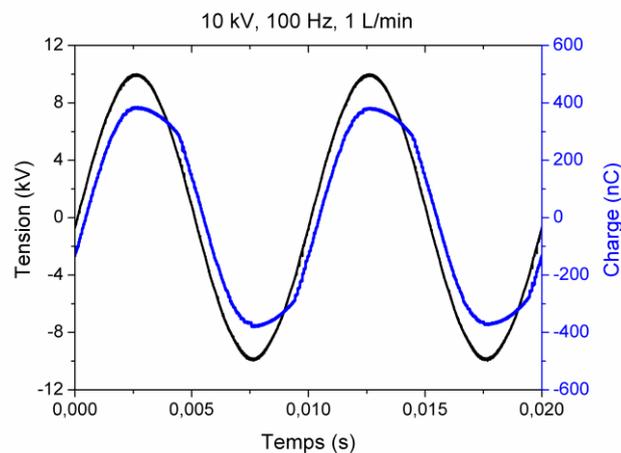


Figure III.7. Evolution de la charge en fonction du temps. Conditions expérimentales : Tension =10 kV, Fréquence = 100 Hz, débit = 1 L/min

Deux transitions différentes dans la courbe de la charge peuvent être remarquées :

- Au cours de l'alternance positive, la charge transférée augmente avec la tension puis commence à diminuer légèrement après que la tension soit passée par son maximum.

Elle diminue légèrement jusqu'à peu avant le changement de polarité de la tension ou elle chute rapidement avec la diminution de la tension.

- Au cours de l'alternance négative, la charge transférée diminue avec la diminution de la tension appliquée puis elle commence à augmenter légèrement après que la tension soit passée par son minimum. Elle évolue légèrement jusqu'à peu avant le changement de polarité de la tension où elle commence à augmenter rapidement.

Cette décomposition de l'évolution de la charge plutôt simplifiée, traduit des phénomènes plus complexes. En effet la décharge est intermittente : elle respecte des périodes de fonctionnement et de pause successives, identifiables grâce aux tensions d'amorçage et d'extinction de la décharge. Afin de bien comprendre ce qui se passe, nous avons tracé les courbes de la tension appliquée, de courant, et de charge dans une seule figure (Figure III.8.a) ainsi que l'évolution de la charge en fonction de la tension appliquée (dite figure Q-V ou cycle de Lissajous) (Figure III.8.b). Nous constatons sur la figure III.8.a que la période de transition rapide de la charge est équivalente à la période où la décharge est active (périodes FB et CE) et contrairement, la période où la charge évolue légèrement est celle où la décharge est éteinte (périodes BC et EF).

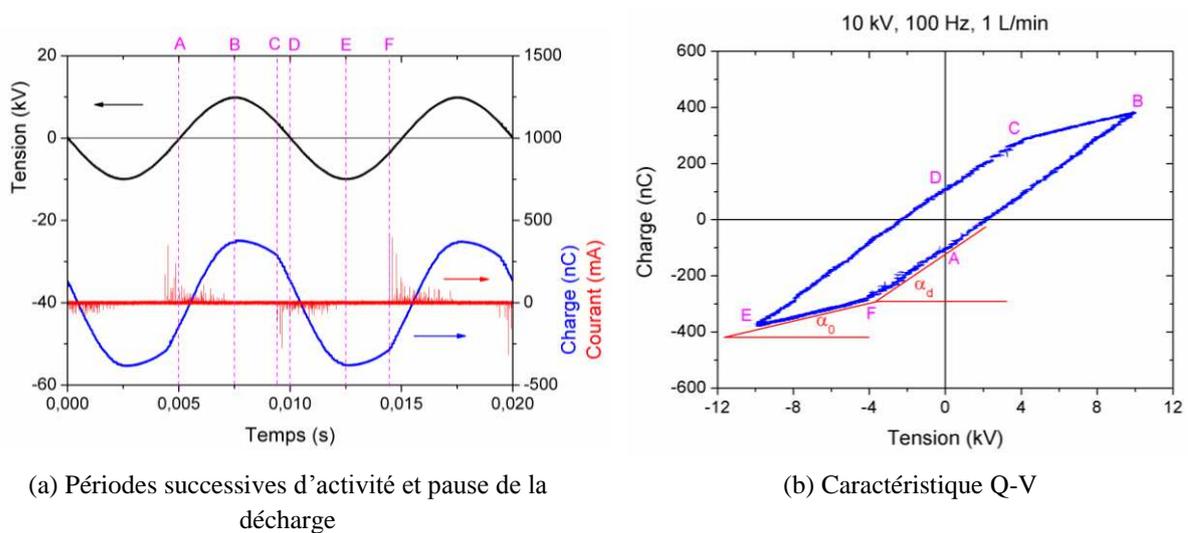


Figure III.8. Caractéristique charge-tension de la DBD pour la configuration plan-plan. Conditions expérimentales : Tension=10 kV, Fréquence= 100 Hz, débit = 1 L/min

La caractéristique Q-V enregistrée dans la configuration plan-plan où la décharge opère dans un mode filamentaire est représentée sur la figure III.8.b, elle est proche d'un parallélogramme. Au cours du demi-cycle positif, la charge commence à croître avec l'augmentation de la tension appliquée à cause de l'accumulation des charges injectées dans le gap sur la surface des deux barrières diélectriques (AB). Durant cette période, la décharge est active parce que le champ électrique dans le gap est toujours suffisamment élevé. Comme nous l'avons déjà mentionné, il y a un déphasage entre le champ appliqué et le champ dans le gap. En fait, le champ électrique dans le gap est en avance par rapport au champ électrique appliqué c'est pour ça que la décharge s'éteint et la charge commence à diminuer tandis que la tension appliquée est en sa valeur maximale (point B). La diminution légère de la charge durant la période BC signifie que le champ dans le gap a changé sa direction et les charges en

suspension partent dans le sens opposé. La quantité de charges en déplacement est faible parce que la décharge est inactive durant cette période et c'est pour cette raison que la charge diminue légèrement. Dès que l'amplitude du champ électrique dans le gaz atteint sa valeur critique, la décharge se déclenche à nouveau et les charges commencent à se produire dans le gap (CE). Ces charges suivent la direction du champ et commencent à s'accumuler causant une décroissance rapide de la charge avec une polarité différente.

La pente de la courbe Q-V lorsque la décharge est éteint (BC et EF) représente la capacité totale du système. De ce fait, la capacité totale de l'électrofiltre DBD en arrêt est donnée par la relation:

$$C_{tot} = \frac{1}{\tan \alpha_0} = \frac{C_d \cdot C_g}{C_d + C_g} \quad (III.2)$$

où C_d est la capacité du matériau diélectrique dans le système et C_g est la capacité du gaz inter-électrodes. Pendant la phase active de la décharge (CE et FB), les filaments générés court-circuitent l'espace gazeux entre les barrières diélectriques (Figure III.9). Ainsi, la capacité totale du système est équivalente à celle du diélectrique. Elle est donnée par la relation :

$$C_{tot_DBD} = \frac{1}{\tan \alpha_d} = C_d \quad (III.3)$$

Elle est plus élevée et demeure inchangée pendant toute la durée du processus, d'où la forte pente constante.

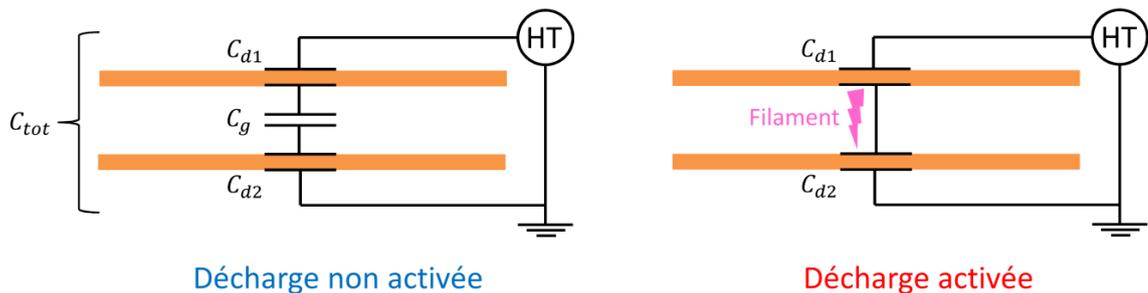


Figure III.9. Représentation de la capacité résultante en fonction de l'état de la décharge [83]

III.2.3.2. Effet de la tension appliquée

La figure III.10 illustre les courbes de courant pour deux tensions appliquées (8 kV et 12 kV) en gardant la valeur de la fréquence fixée à 100 Hz. Nous remarquons que les impulsions de courant ont le même ordre de grandeur (quelques centaines de milliampères), par contre la densité et le nombre des impulsions de courant deviennent plus élevées lorsque nous augmentons la tension.

La figure III.11 montre l'effet de l'amplitude de la tension appliquée sur la quantité de charges accumulées ainsi que la caractérisation Q-V correspondante. Nous voyons que la charge passe de 240 nC pour 8 kV à 450 nC pour 12 kV, donc l'application d'une tension plus élevée permet l'injection d'une quantité de charge plus grande dans l'espace inter électrodes. Pour le cycle Q-V (Figure III.11.b), l'aire délimitée par la courbe représente l'énergie fournie au système. Elle augmente avec la tension appliquée dans la configuration étudiée. Malgré que l'aire du cycle croît avec la tension, la forme des courbes Q-V reste inchangée en variant

la tension (sous forme de parallélogramme) ce qui indique que le régime de décharge est toujours filamentaire.

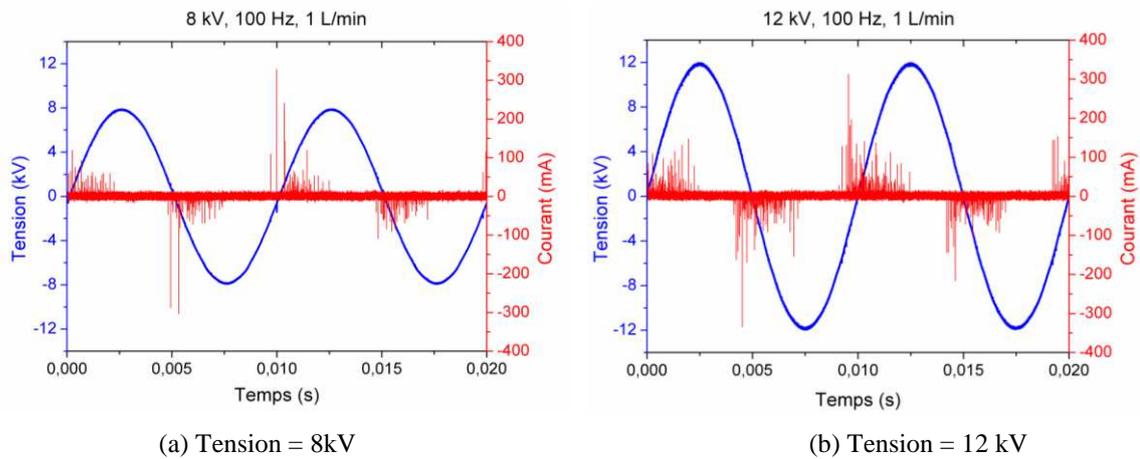


Figure III.10. Effet de la tension sur la forme d'onde du courant. Conditions expérimentales : Fréquence = 100 Hz, débit = 1 L/min

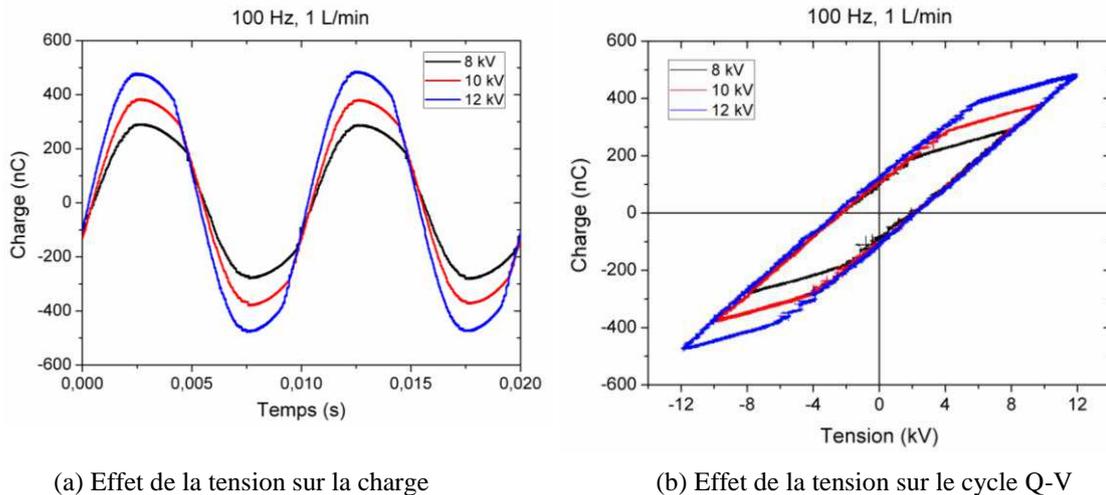


Figure III.11. Influence de l'amplitude de la tension appliquée sur la charge et la caractéristique Q-V. Conditions expérimentales : Fréquence = 100 Hz, débit = 1 L/min

III.2.3.3. Effet de la fréquence

L'effet de la fréquence peut être aussi bien analysé à partir de la forme d'onde du courant que de la caractéristique charge-tension. L'analyse des formes d'ondes des courants illustrés sur la figure III.12 montre que la fréquence a un effet remarquable sur la décharge. Ces résultats ont été obtenus pour une tension fixe de 10 kV et différentes fréquences. Visuellement, l'élévation de la fréquence a pour conséquence un courant plus important en termes d'amplitude et de nombre des impulsions. Cela est traduit par la présence d'un nombre plus grand des streamers dans le gap lorsqu'on applique une fréquence plus élevée. Ce point va être discuté en détails dans la section de la morphologie de la décharge.

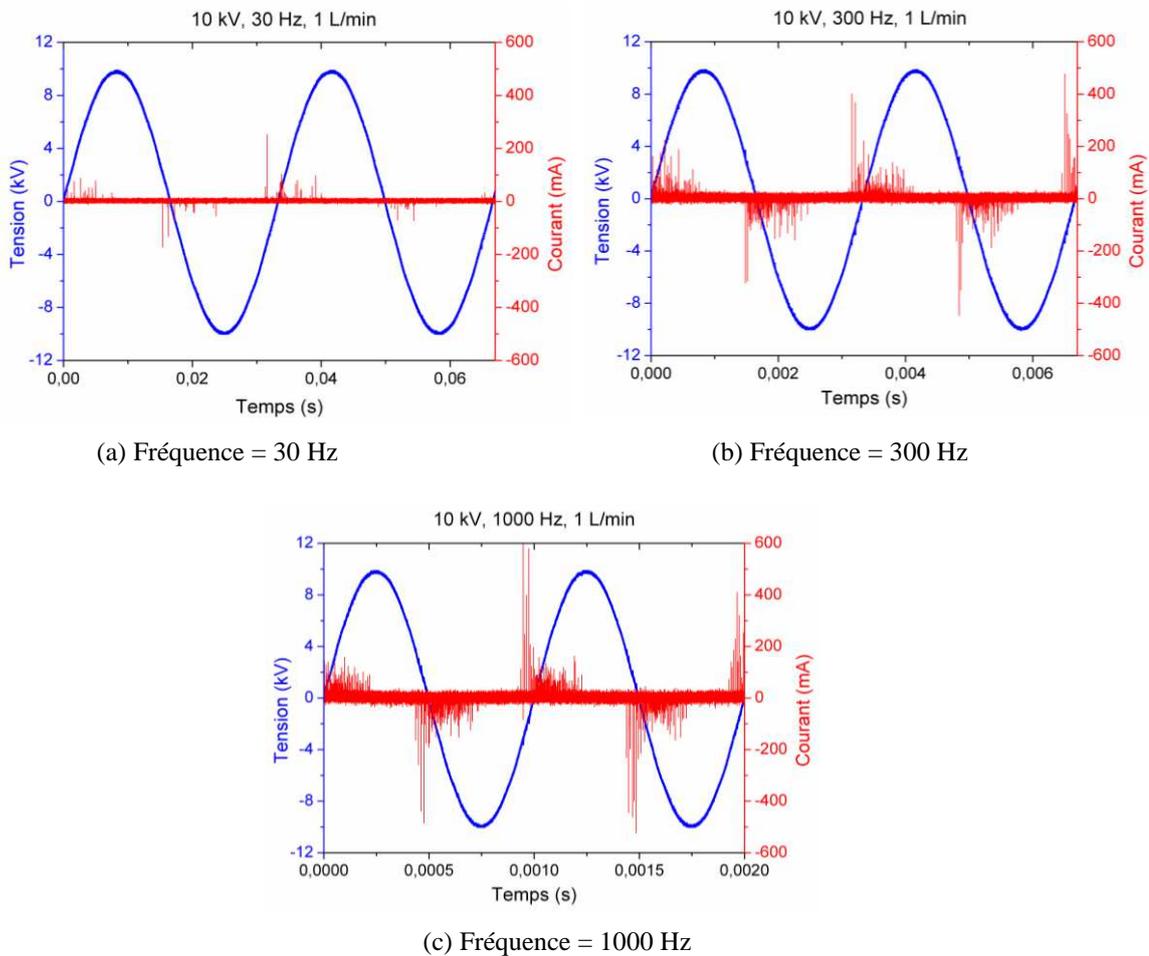


Figure III.12. Influence de la fréquence sur la forme d'onde du courant. Conditions expérimentales : Tension= 10 kV, débit = 1 L/min

Afin de bien comprendre l'effet de la fréquence sur la décharge, nous avons analysé les cycles Q-V pour différentes valeurs de fréquences. Il en ressort que l'influence de la fréquence sur la charge est différente selon la gamme de fréquence. Les résultats sont représentés sur la figure III.13.

Pour des fréquences allant de 1 à 10 Hz (Figure III.13.a), l'aire du cycle augmente également avec l'élévation de la fréquence; cependant à partir d'une valeur critique de la fréquence, sa croissance devient très faible. Cela signifie qu'il y a une légère augmentation de l'énergie transférée au système lorsqu'on augmente la fréquence. Pour les très faibles fréquences, la vitesse de transition de la tension est très faible ce qui facilite l'évacuation d'une partie des charges par l'écoulement. Ceci devient possible lorsque les forces dues à l'écoulement sont plus importantes que les forces électriques. Ce phénomène peut opérer de façon plus ou moins intense pendant la période d'activité de la décharge. En plus, nous avons remarqué que plus la fréquence est élevée plus la décharge est stable.

Pour des fréquences allant de 100 à 1000 Hz (Figure III.13.b), les trois cycles équivalents aux différentes fréquences appliquées ont la forme d'un parallélogramme et ils sont presque concentriques c.à.d. l'aire du cycle reste inchangée. Cela signifie que dans cette configuration, l'énergie par cycle est la même quelle que soit la fréquence. De cette façon, la puissance moyenne est parfaitement linéaire avec la fréquence à partir de la valeur de 10 Hz.

Nous discuterons ce point plus en détail dans la prochaine section dédiée à l'étude de la puissance moyenne consommée.

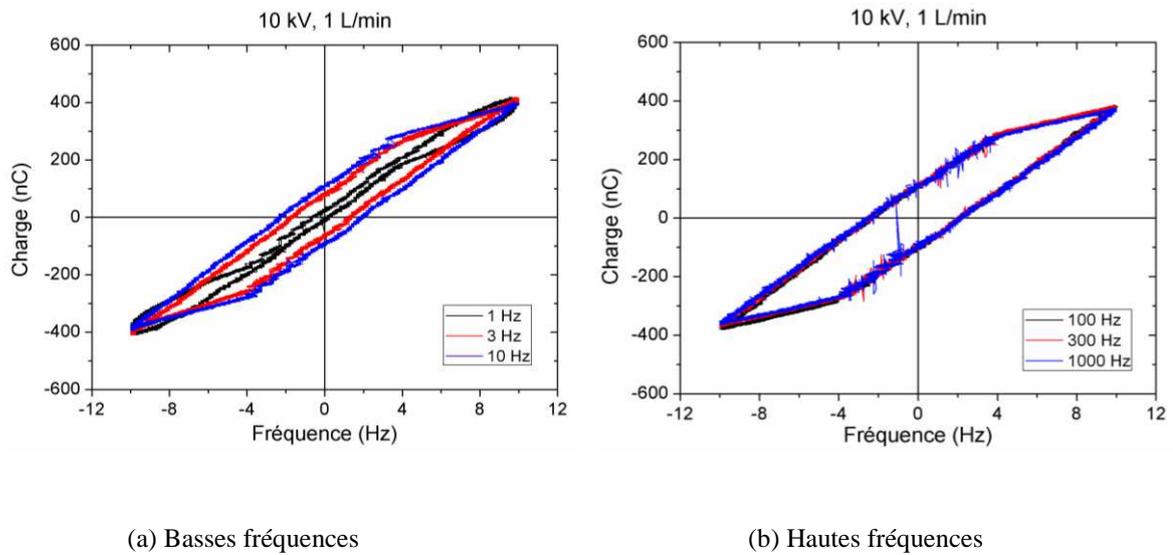


Figure III.13. Influence de la fréquence sur la caractéristique $Q-V$ de la décharge. Conditions expérimentales : Tension = 10 kV, débit = 1 L/min

III.2.3.4. Puissance moyenne consommée

La figure III.14 illustre la variation de la puissance moyenne consommée en fonction de la tension appliquée et la fréquence. Comme nous l'avons déjà mentionné, la puissance moyenne consommée est obtenu à partir du cycle $Q-V$ en utilisant la relation donnée par l'équation III.1. La courbe de la puissance moyenne consommée en fonction de la tension (Figure III.14.a) montre que la puissance augmente avec la tension dans la configuration plan-plan. Nous avons vu dans les courbes de la charge que la charge injecté et accumulée sur les barrières diélectriques croit en augmentant l'amplitude de la tension appliquée. Nous avons vu aussi que l'augmentation de la tension appliquée provoque l'augmentation de l'amplitude et de la densité des impulsions de courant, et permet le transfert d'une quantité d'énergie plus élevée dans l'espace grâce à un plus grand nombre de micro-décharges. Par conséquent, la puissance moyenne consommée augmente.

Les courbes relevées sur la figure III.14.b indiquent que la puissance électrique augmente également au fur et à mesure de l'élévation de la fréquence. Pour des raisons d'illustration, les courbes sont représentées en échelle logarithmique sur les deux axes des coordonnées. Les résultats indiquent que la consommation d'énergie est une fonction quasi-linéaire de la fréquence. Cela signifie que l'énergie injectée par cycle est pratiquement la même. Avec l'augmentation de la fréquence, le nombre de cycles augmente entraînant l'augmentation de la consommation de puissance.

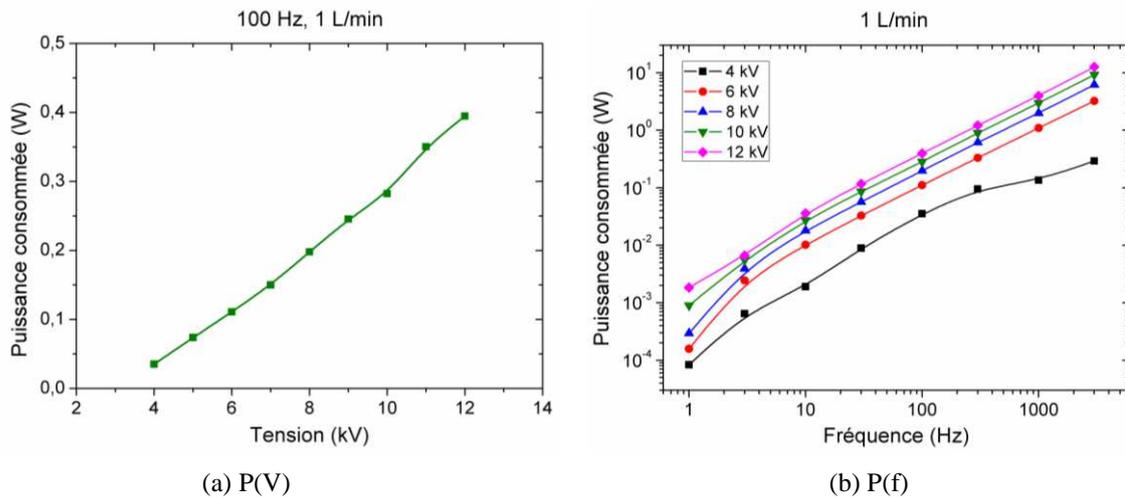


Figure III.14. Variation de la puissance moyenne consommée en fonction de la tension et la fréquence. Conditions expérimentales : débit = 1 L/min

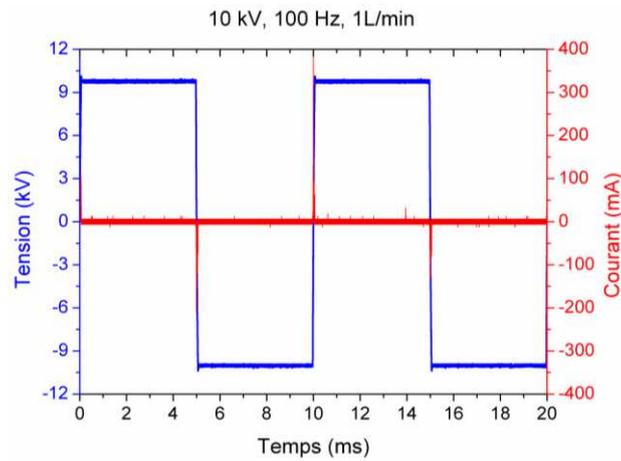
III.2.3.5. Effet de la forme d'onde

A. Tension et courant

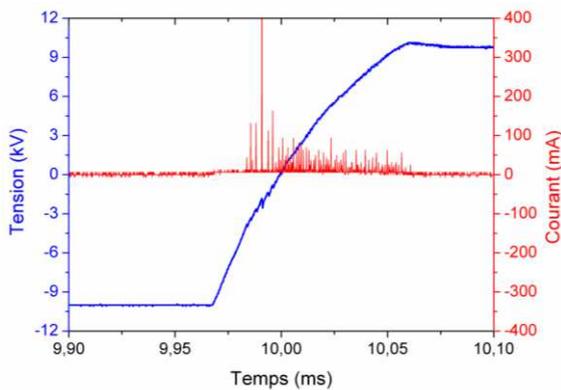
La forme d'onde typique de courant mesuré pour la DBD sous tension alternative carrée est illustrée sur la figure III.15. Ces données ont été enregistrées pour une tension de 10 kV et une fréquence de 100 Hz. Le temps de montée de la tension alternative carrée donnée par l'alimentation est d'environ $30 \mu\text{s}$ (le temps nécessaire pour que la tension passe de 10% à 90% de son amplitude maximale). Comme pour le cas de tension sinusoïdale, la décharge est toujours filamentaire. Ceci est observé à travers la forme d'onde de courant qui est caractérisée par la présence de nombreuses impulsions d'amplitude de quelques centaines de milliampères et une durée de quelques nanosecondes. Ces impulsions apparaissent seulement dans les périodes de la montée et la descente de la tension appliquée (Figures III.15.b et III.15.c, respectivement). Ces impulsions de courant sont causées par plusieurs micro-décharges qui traversent l'espace à différents endroits des surfaces des barrières diélectriques.

B. Charge et cycle Q-V

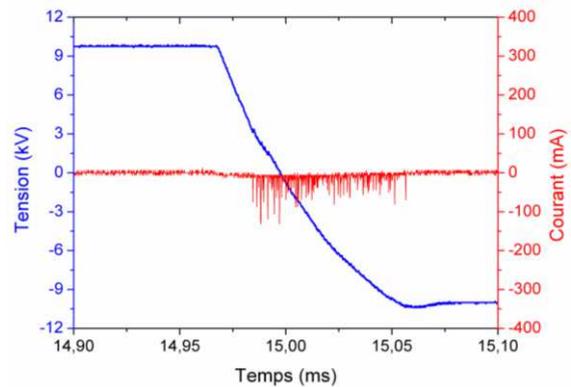
La figure III.16 montre l'évolution de la tension appliquée et la charge transférée en fonction du temps. Comme c'était le cas avec une tension sinusoïdale, l'évolution temporelle de la charge est périodique et présente un déphasage en retard par rapport à la tension (Figure III.16.b). Généralement, la courbe de la charge suit la courbe carrée de tension. Elle commence à augmenter légèrement lorsque la tension augmente et à partir d'un certain moment elle augmente un peu plus rapidement à cause de l'activation de la décharge. Lorsque la tension diminue la charge diminue aussi. Pendant la période où la tension est constante, malgré l'absence de la décharge, la charge augmente légèrement. Ceci peut être expliqué par l'accumulation des charges d'espace grâce au champ électrique élevé.



(a) Courant et tension appliquée

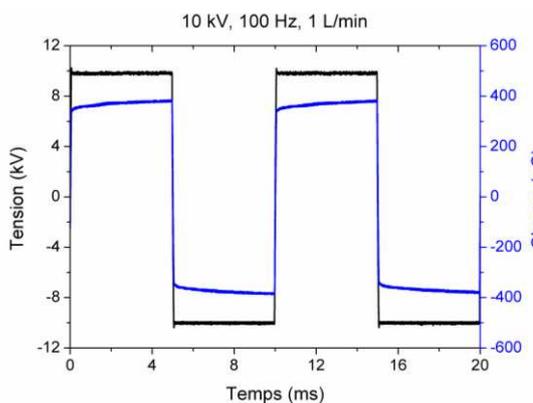


(b) Période de la montée de la tension

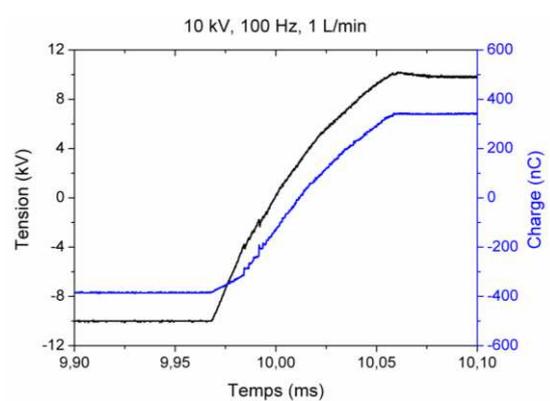


(c) Période de la descente de la tension

Figure III.15. Evolution temporelle de la forme d'onde du courant et de la tension carrée. Conditions expérimentales : Tension= 10 kV, Fréquence= 100 Hz, débit = 1 L/min



(a) Charge et tension appliquée



(b) Période de montée de la tension et la charge

Figure III.16. Evolution de la charge en fonction du temps pour la tension carrée. Conditions expérimentales : Tension =10 kV, Fréquence = 100 Hz, débit = 1 L/min

Ces résultats sont confirmés sur la figure III.17 qui représente le cycle Q-V de la décharge. Le cycle a une forme proche d'un parallélogramme à cause de la nature filamentaire de la décharge. Il a une surface un peu plus grande par rapport à celle qu'on a trouvée avec une tension sinusoïdale. Cela signifie que l'énergie moyenne transférée par cycle est plus élevée avec la tension alternative carrée, malgré que la quantité de charge maximale est

pratiquement la même. En fait, avec la tension carrée, dans chaque alternance la charge reste dans sa valeur maximale pour une durée plus élevée. Cela signifie que malgré le temps de décharge très court avec la tension carrée, la quantité de charges transférées dans chaque alternance est plus élevée.

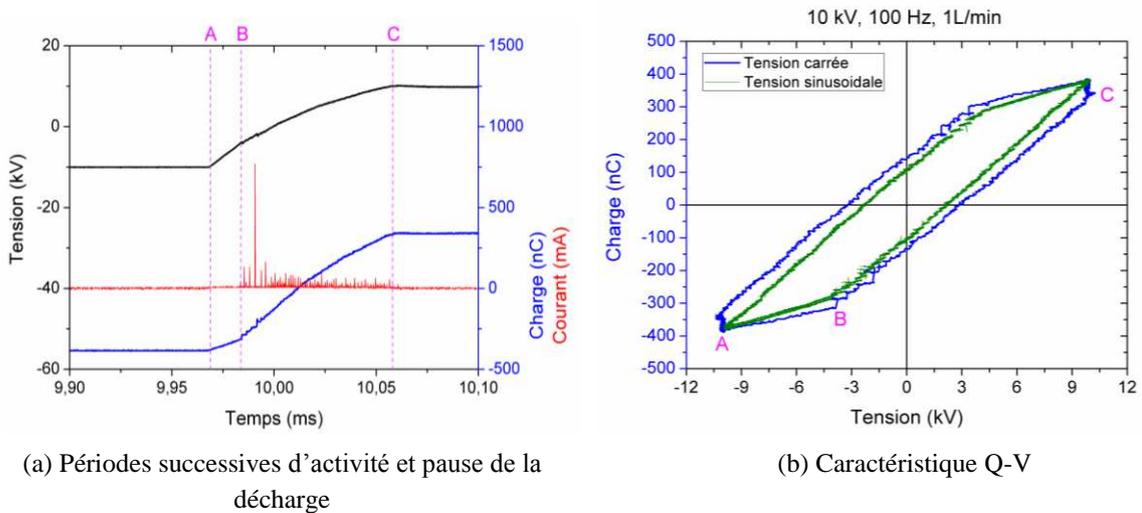


Figure III.17. Caractéristique charge-tension de la DBD pour une tension carrée. Conditions expérimentales : Tension=10 kV, Fréquence= 100 Hz, débit = 1 L/min

III.3. Etude des caractéristiques électriques de la DBD plan-plan sous excitation pulsée nanoseconde (NP DBD)

Dans cette section, nous effectuons une étude expérimentale des caractéristiques électriques de la DBD sous excitation pulsée nanoseconde. Premièrement, nous présentons l'installation expérimentale et les techniques de mesure utilisées. Ensuite, nous présentons les résultats obtenus. Nous analysons notamment l'influence des paramètres électriques, comme la tension, la fréquence et la largeur d'impulsion, sur les formes d'ondes du courant et sur la puissance moyenne consommée.

III.3.1. Système d'alimentation et de mesures électriques

Le système expérimental pour la caractérisation électrique est schématisé sur la figure III.18. Il est composé d'un système d'alimentation Haute Tension (HT) pulsée nanoseconde, un générateur de fonction, des dispositifs de mesures et de visualisation des grandeurs électriques ainsi que la cellule DBD plan-plan étudiée.

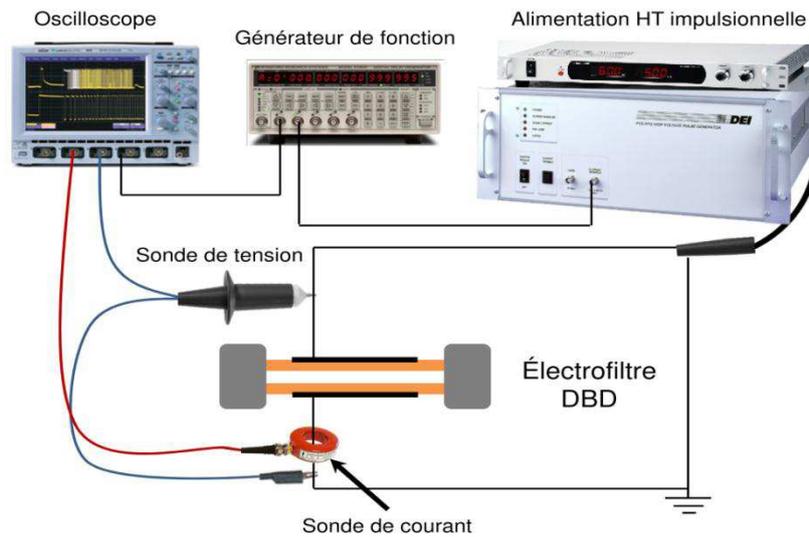


Figure III.18. Système d'alimentation HT pulsée nanoseconde et mesures électriques

III.3.1.1. Alimentation HT pulsée

Le système d'alimentation HT pulsée nanoseconde est composé d'un pulseur HT, d'une alimentation HT continue (DC) et d'un générateur d'impulsions, comme schématisé sur la figure III.19. Le pulseur HT fonctionne comme un hacheur (convertisseur DC/DC) avec une tension d'entrée réglable fournie par l'alimentation HT continue. Le générateur d'impulsions commande les paramètres du signal de sortie : la fréquence, la largeur d'impulsion, le rapport cyclique et la polarité. L'amplitude de la tension de sortie est égale à celle fournie par l'alimentation continue.

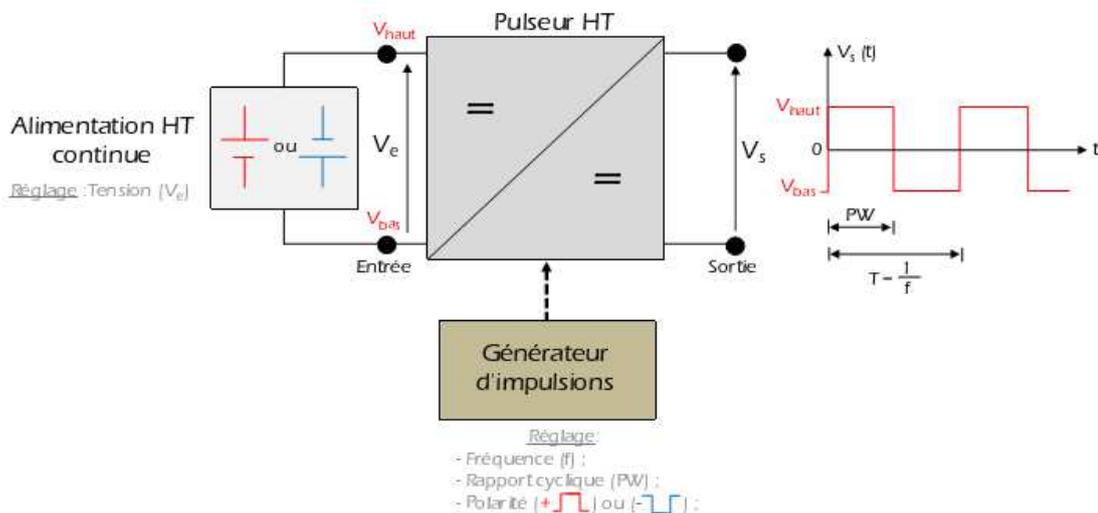


Figure III.19. Alimentation HT pulsée nanoseconde

A. Pulseur HT

Le pulseur HT utilisé est de la marque DEI (modèle PVX - 4110) est représenté sur la figure III.20. Il permet de générer en sortie une tension maximale de ± 10 kV, un courant continu de 0,1 A et un courant instantané maximal de 30 A. Sa fréquence varie du mono coup jusqu'à 10 kHz et les temps de montée (10 à 90 % de l'amplitude) et de descente (90 à 10 % de l'amplitude) des signaux sont inférieurs à 50 ns. La puissance moyenne en sortie du

pulseur n'est pas indiquée par le constructeur mais il semblerait qu'elle soit limitée à environ 20 W. L'énergie par pulse n'est pas non plus mentionnée.

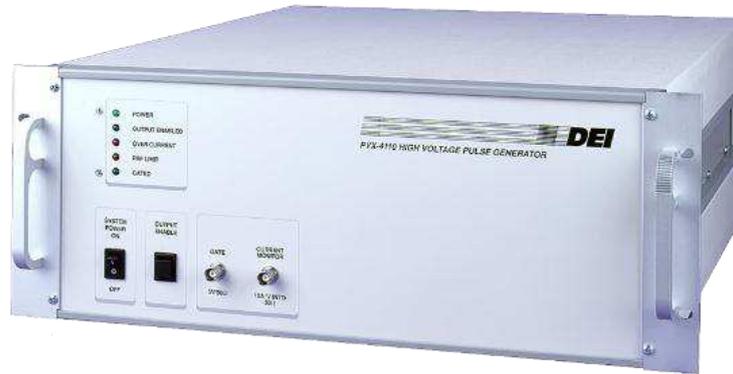


Figure III.20. Le pulseur HT de la marque DEI

B. Alimentation HT continue

L'alimentation HT continue utilisée avec le pulseur de la marque Matsusada (série AU-10*30) est capable de fournir une tension continue de ± 10 kV, un courant maximal de ± 30 mA avec une puissance maximale de 300 W. Elle est dotée d'une protection contre les surcharges, les courts-circuits et les arcs.

III.3.1.2. Générateur d'impulsions

Les signaux de commande du pulseur HT sont délivrés par un générateur d'impulsions de la marque Stanford Research Systems (modèle DG645). Ce générateur très polyvalent (avec plusieurs modes de déclenchement) est capable de déclencher des impulsions précisément définies (résolution de 5 ps, temps de montée < 100 ps et temps de descente < 3 ns), répétitives en continue, en un seul coup (single shot), ou en plusieurs coups à l'aide d'une fonction « Burst » qui permet de déclencher plusieurs pulses. Il a 4 sorties indépendantes, permettant ainsi de générer 4 signaux pulsés distincts simultanément avec une fréquence maximale de 10 MHz.

III.3.1.3. Moyens de mesure

Pour la mesure du courant, nous avons utilisé une sonde de courant spécifique. Elle consiste en un transformateur de courant rapide de la marque Bergoz (modèle CT-D1.0), qui a une fréquence de coupure basse à -3 dB de 200 Hz, une fréquence de coupure haute à -3 dB de 500 MHz, un temps de montée de 0,7 ns et une conversion courant tension de 0,5 A/1V avec une entrée d'impédance 50 Ω . Ce transformateur permet de mesurer des impulsions unipolaires ou bipolaires simples ou répétitives, ou des signaux alternatifs, avec une bonne précision $\leq 0,5$ %. Pour la mesure de la tension, nous avons utilisé la même sonde que pour la mesure de la tension alternative, c'est une sonde différentielle haute tension de la marque Armexel (modèle HVDP40/02) avec une bande passante de 100 MHz. Les signaux mesurés sont ensuite visualisés et enregistrés avec un oscilloscope numérique à bande passante élevée Lecroy (série WaveSurfer 424).

III.3.2. Techniques de mesures électriques

III.3.2.1. Synchronisation des mesures électriques

La synchronisation des mesures électriques sous excitation impulsionnelle de type nanoseconde est une étape cruciale avant toute caractérisation des grandeurs électriques de la décharge. En effet, un faible décalage temporel entre les signaux de la tension et du courant pourrait induire d'importantes erreurs sur le calcul de la puissance électrique et l'énergie moyenne. Ces décalages sont essentiellement induits par les longueurs des connectiques de l'électrofiltre DBD et des câbles coaxiaux utilisés pour la mesure des signaux de courant et de tension.

Pour synchroniser les mesures, nous avons déterminé les longueurs des câbles coaxiaux à utiliser dans le cas d'une charge purement résistive de $1 \text{ k}\Omega$ (non inductive) à la place de l'électrofiltre plasma avec exactement les mêmes longueurs de connectiques. En calculant la vitesse de propagation de l'onde électrique dans les câbles, il est possible de synchroniser les signaux électriques en ajustant la longueur d'un des deux câbles coaxiaux, par exemple celui utilisé pour la mesure du courant.

La résistance est alimentée avec une impulsion de tension HT positive de 2 kV , une fréquence de 1000 Hz et une largeur d'impulsion de 300 ns . La longueur du câble coaxial de la sonde de tension est fixe, alors que celle du courant est ajustable (2 et 3 m pour cette expérience). La figure III.21.a illustre les signaux de tension et de courant mesurés. Les résultats montrent que le courant est en retard sur la tension avec un câble de 3 m ($\Delta t_{3m} = 3 \text{ ns}$) tandis qu'il est en avance sur la tension avec un câble de 2 m ($\Delta t_{2m} = 2,26 \text{ ns}$). Il est alors évident que la longueur du câble coaxial pour que la tension et le courant soient synchronisés est comprise entre 2 et 3 m .

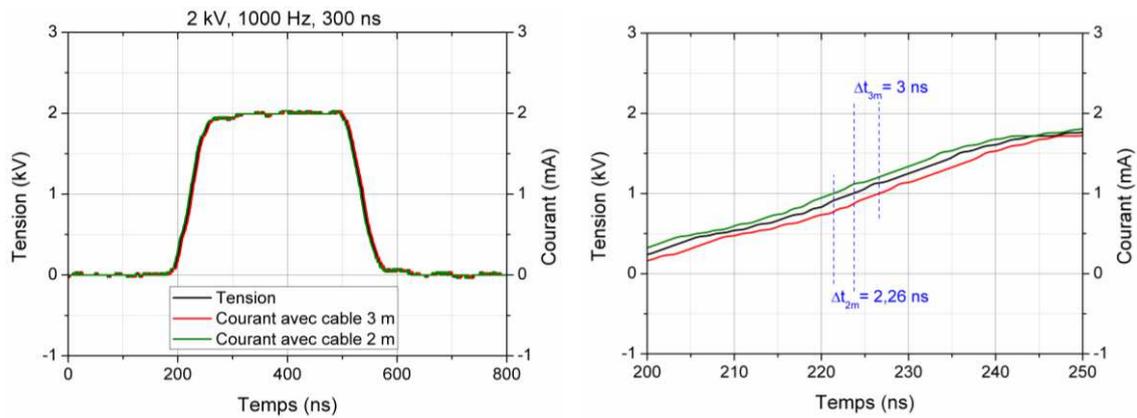
La somme des temps de retard Δt_{3m} et d'avance Δt_{2m} nous donne le temps de propagation du signal Δt_{1m} dans 1 m de câble. Par conséquent, la vitesse de propagation du signal dans le câble coaxial est :

$$v(t) = \frac{1m}{\Delta t_{2m} + \Delta t_{3m}} \approx 1,9 \cdot 10^8 \text{ m/s} \quad (\text{III.4})$$

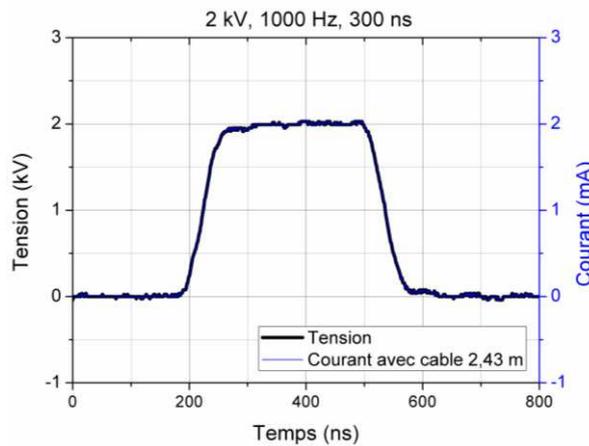
Cette vitesse est proche de celle donnée par le fabricant $1,98 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ (voir Annexe 2). Ainsi, la longueur du câble coaxial de mesure de courant qu'il faut utiliser pour être synchronisé est :

$$L = 2m + (\Delta t_{2m} \times v(t)) = 2,43 \text{ m} \quad (\text{III.5})$$

La figure III.21.b illustre les formes d'ondes de la tension appliquée et du courant obtenues avec la nouvelle longueur de câble. Les résultats montrent que les deux signaux sont bien synchronisés.



(a) Avant la synchronisation



(b) Après la synchronisation

Figure III.21. Courbes de la tension et du courant avec une résistance non-inductive de $1 \text{ k}\Omega$. Conditions expérimentales : Tension = 2 kV , fréquence = 1000 Hz , largeur d'impulsion = 300 ns .

III.3.2.2. Acquisition des formes d'ondes de tension et de courant

L'acquisition des formes d'ondes, de tension et de courant, est réalisée directement avec l'oscilloscope sur une seule période avec un nombre total de points maximum de 1.000.000 points. Il est important de noter aussi que nous avons travaillé dans toute cette étude en mode « *Burst* » du générateur d'impulsions, en déclenchant 100 impulsions (100 périodes). Les signaux enregistrés sont donc ceux issus de la toute dernière impulsion (la 100^{ème} période).

III.3.2.3. Calcul de la puissance et de l'énergie électrique

La puissance est calculée en faisant le produit instantané de la tension et du courant mesurés. Le signal obtenu est alors visualisé et enregistré en même temps que la tension et le courant. L'énergie instantanée est calculée en post traitement en intégrant la puissance instantanée. Seule la valeur de l'énergie moyenne est obtenue directement avec l'oscilloscope grâce à une fonction qui permet de calculer l'aire sous la courbe de la puissance instantanée. Nous faisons alors ce calcul à chaque fois pour 100 périodes, ce qui nous donne une valeur de l'énergie moyenne sur 100 périodes.

III.3.2.4. Reproductibilité des mesures électriques

Nous avons effectué des essais préalables, avant de commencer les campagnes de manipulation, en vérifiant la reproductibilité des mesures électriques et les conséquences sur la valeur de l'énergie pour les différents matériaux utilisés. Les résultats montrent que ces mesures sont reproductibles pour des expériences réalisées dans les mêmes conditions atmosphériques. Pour le montrer, les écart-types seront indiqués sur toutes les courbes d'énergie. Par contre, il peut y avoir des différences lorsque les essais ne sont pas effectués dans les mêmes conditions, d'humidité par exemple. Cependant, dans le cas où le polyimide est utilisé pour former la barrière diélectrique et sous excitation impulsionnelle positive, nous avons observé une réduction de l'écart-type des mesures avec le vieillissement du diélectrique. Nous avons alors intégré dans notre protocole de manipulation le vieillissement du polyimide avant toute mesure électrique. Le protocole adopté consiste donc à le vieillir en l'alimentant sans arrêt pendant 15 minutes avec une impulsion de tension positive de 10 kV, une fréquence de 1 kHz et une largeur d'impulsion de 250 ns.

III.3.3. Caractérisation de la DBD pulsée nanoseconde

III.3.3.1. Formes d'ondes électriques typiques

A. Tension et courant

Dans le cadre de cette étude, l'électrofiltre est alimenté avec une impulsion de tension de 10 kV en amplitude et 1000 Hz en fréquence avec des temps de montée et descente de 50 ns et une largeur d'impulsion de 300 ns. Les formes d'ondes typiques de la tension appliquée et de courant sont illustrées sur la figure III.22. Contrairement à la DBD sous excitation alternative, la forme d'onde de courant est caractérisée par la présence de deux pics (environ 18 A et -13 A en amplitude et 50 ns de durée) pendant les périodes de la montée et de la descente de la tension appliquée. Ce courant mesuré représente la somme des deux courants : le courant capacitif proportionnel à la dérivée de la tension appliquée, et le courant de décharge. De tels résultats ont été déjà observés dans les travaux expérimentaux antérieurs avec des autres configurations géométriques de la DBD [122] [123] [124].

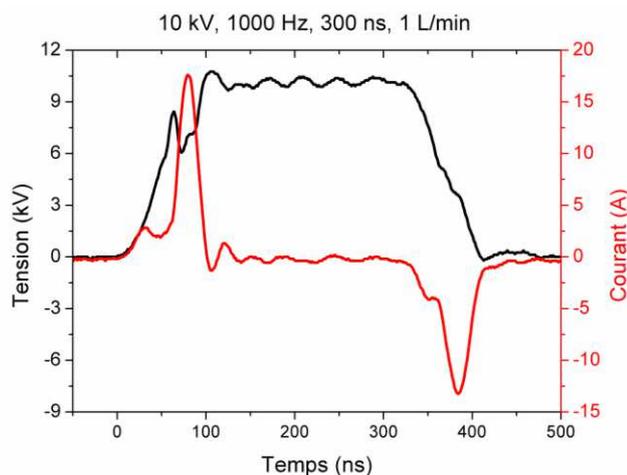


Figure III.22. Formes d'ondes typiques de la tension et du courant total. Conditions expérimentales : Tension=10 kV, fréquence= 1000 Hz, largeur d'impulsion= 300 ns, débit = 1 L/min

On peut voir que le développement de la décharge passe par trois transitions (Figure III.22):

- Pendant le temps de montée de la tension (période A), le champ électrique dans l'espace inter-électrodes croît avec l'augmentation de la tension et quand il devient suffisamment intense (vers 6 kV), les avalanches électroniques commencent à se produire dans le gaz. Dans ce cas, le courant augmente rapidement à cause de l'injection et l'accumulation des charges et le premier pic apparaît.
- Durant la période où la tension appliquée est constante (période B), les charges électriques injectées dans l'espace de gaz (avec la même polarité que l'électrode active) suivent les lignes de champ électrique et commencent à s'accumuler sur la barrière diélectrique. L'accumulation des charges crée un potentiel électrique dans le sens opposé, ce qui diminue l'intensité du champ électrique dans l'espace inter-électrodes provoquant l'extinction de la décharge, par conséquent le courant diminue.
- Lorsque la tension appliquée commence à diminuer durant la période de descente (période C), le champ électrique dans l'espace inter-électrodes augmente de nouveau à cause du potentiel créé par des charges accumulées sur la surface diélectrique. Par conséquent, une nouvelle décharge se propage dans l'espace et le deuxième pic de courant apparaît.

La forme des deux pics de courant est à peu près similaire, mais nous pouvons remarquer que le pic au moment de la montée de la tension est plus grand que le pic au moment de la descente. Ceci peut être expliqué par les pertes de charges causées notamment par l'écoulement d'air. Pendant la phase d'activité de la décharge (premier pic de courant), nous remarquons qu'il y a une chute de la tension appliquée. Cela est dû au fait que la puissance délivrée par l'alimentation pulsée est limitée.

Le pic de courant dans le cas de la NP DBD est plus élevé en termes d'amplitude et de durée que les filaments observés dans la décharge AC DBD. En fait, même le comportement de la décharge filamentaire est complètement différent. En AC DBD, les filaments apparaissent et disparaissent dans des endroits différents à des moments différents contrairement à la NP DBD où les filaments apparaissent en même temps. Ce point sera discuté plus en détails dans les sections suivantes.

B. Charge transférée et courbe de charge-tension

Dans le cas de la NP DBD, la charge transférée est obtenue par l'intégration temporelle du courant mesuré. Les courbes d'évolution de la charge transférée et la tension appliquée en fonction du temps sont représentées sur la figure III.23.a. Le comportement est un peu similaire à ce qu'on a obtenu avec une tension alternative carrée. Les courbes révèlent que la quantité de charges augmente avec l'augmentation de la tension et diminue avec sa diminution. La caractéristique Q-V de la décharge est illustrée sur la figure III.23.b. Il est clair que le cycle Q-V est différent dans ce cas. On peut distinguer deux phases dans la période de montée de la tension :

La phase (AB) où la décharge est encore inactive : durant cette phase, le champ commence à augmenter et la charge commence à s'élever progressivement, elle passe de 0 à

100 nC. Cette élévation de la charge est due particulièrement au phénomène de polarisation des matériaux diélectriques.

La phase (BC) où la décharge est activée : dans cette phase, une grande quantité de charges est injectée dans l'espace. Par conséquent, la charge augmente rapidement de 100 à plus de 550 nC à cause de la quantité de charges d'espace et le champ électrique élevés.

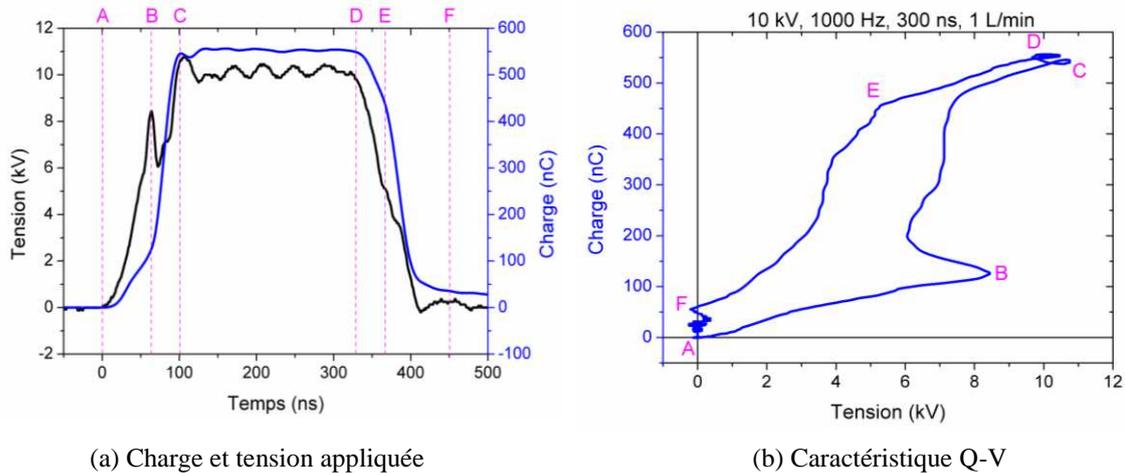


Figure III.23. Evolution temporelle de la charge et caractéristique $Q-V$ de la NP DBD. Conditions expérimentales : Tension=10 kV, fréquence= 1000 Hz, largeur d'impulsion= 300 ns, débit = 1 L/min

L'accumulation des charges engendre l'extinction de la décharge pendant la période où la tension est constante (CD). La charge reste stable aussi dans cette période. Durant la période de descente de la tension, il y a aussi deux régimes comme la période de montée. Un régime équivalent à l'absence de la décharge (DE), il est caractérisé par une diminution faible de la charge transférée. Le deuxième régime est équivalent à la période où la décharge est activée (EF). Dans cette période, la charge diminue rapidement avec la diminution de la tension. Comme nous l'avons déjà mentionné, la décharge durant cette période est activée à cause du potentiel élevé créé par les charges accumulées sur les barrières diélectriques. Lorsque la charge diminue, elle n'atteint pas le zéro à cause des pertes de charges causées notamment par l'écoulement.

C. Puissance et énergie

Les formes d'ondes typiques de la puissance totale et de l'énergie électrique instantanées sont présentées sur la figure III.24. Ces courbes ont été prises pour une seule impulsion. L'énergie par impulsion a été obtenue par l'intégration de la puissance instantanée en fonction du temps. Comme pour le courant mesuré, le signal de la puissance électrique présente globalement deux pics associés à chaque transition rapide de la tension (montée et descente). Le pic positif résulte du transfert de puissance de la source vers l'électrofiltre DBD et *vice-versa* pour le pic négatif. Ceci explique pourquoi l'énergie augmente rapidement pendant le premier pic et tombe durant le second pic. Cependant, l'énergie mise en jeu pendant l'impulsion de courant positive est beaucoup plus élevée que celle durant l'impulsion de courant négatif, ceci a été observé expérimentalement aussi dans [124] avec la DBD surfacique. La différence entre les aires des deux pics de puissance est donc proportionnelle à

la puissance moyenne dissipée par la DBD durant une période complète de la tension. Cette grandeur est aussi traduite par la valeur finale vers laquelle l'énergie (intégrale de la puissance instantanée) tend à la fin de l'impulsion de tension.

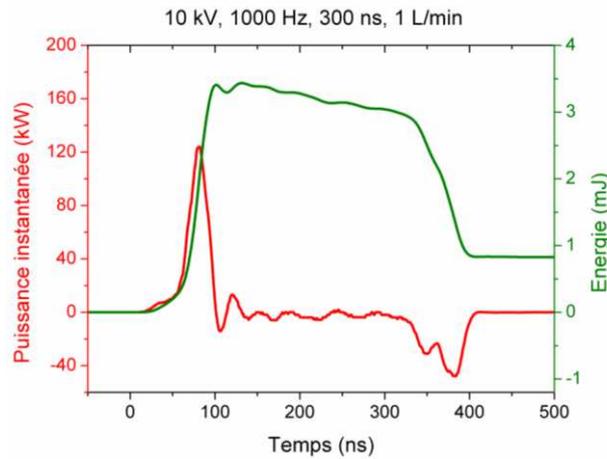


Figure III.24. Formes d'ondes typiques de l'énergie et la puissance instantanées pour la NP DBD. Conditions expérimentales : Tension=10 kV, fréquence= 1000 Hz, largeur d'impulsion= 300 ns, débit = 1 L/min

III.3.3.2. Effet de la tension appliquée

La figure III.25 illustre les courbes de courant pour différentes tensions appliquées (7 kV et 10 kV) en gardant la valeur de la fréquence fixée à 1000 Hz ainsi que les cycles Q-V correspondants. Nous remarquons qu'il y a toujours deux pics de courant quelle que soit la tension, mais l'amplitude des pics croît avec l'augmentation de la tension. On peut voir ça sur les courbes Q-V (Figure III.25.b) où la charge transférée passe de 350 nC pour 7 kV à 550 nC pour 10 kV. La forme du cycle Q-V ne change pas avec la tension mais son aire croît, ce qui se traduit par le transfert d'une plus grande quantité d'énergie.

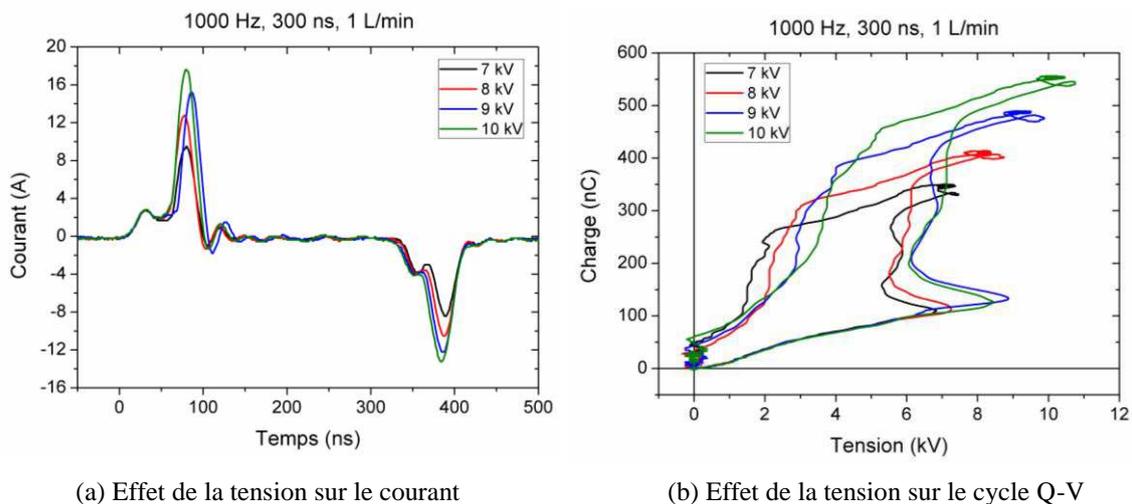
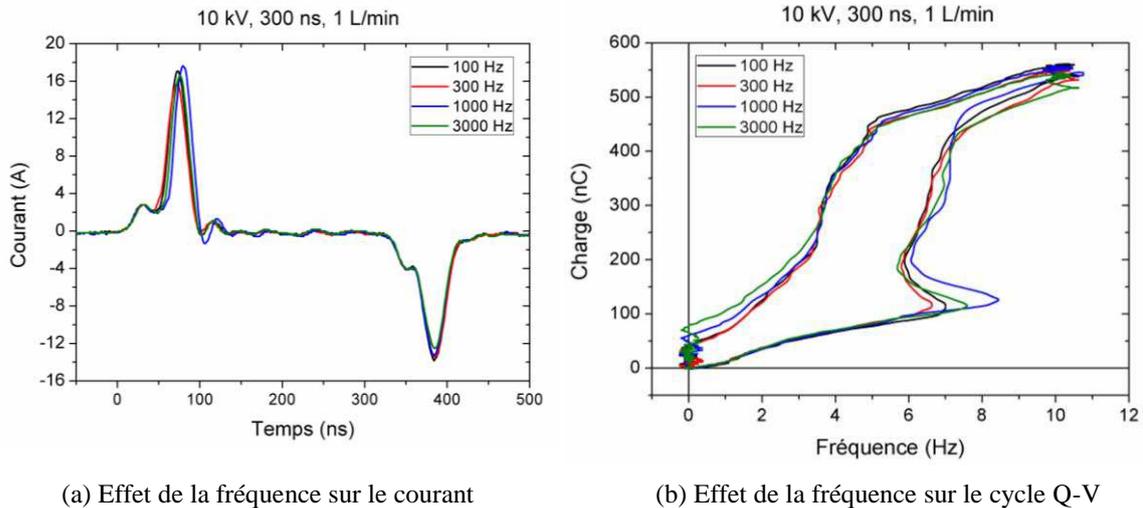


Figure III.25. Effet de l'amplitude de la tension appliquée sur le courant et la caractéristique Q-V de la décharge. Conditions expérimentales : Fréquence= 1000 Hz, largeur d'impulsion= 300 ns, débit = 1 L/min

III.3.3.3. Effet de la fréquence

Les formes d'ondes du courant, pour trois valeurs croissantes de la fréquence avec une impulsion de tension de 10 kV, sont illustrées sur la figure III.26.a. Ces formes d'ondes sont quasiment superposées et présentent quelques différences minimales au niveau de l'amplitude des pics de courant. Les caractéristiques charge-tension associées aux différentes fréquences sont représentées sur la figure III.26.b.



(a) Effet de la fréquence sur le courant

(b) Effet de la fréquence sur le cycle Q-V

Figure III.26. Effet de l'amplitude de la fréquence sur le courant et la caractéristique Q-V. Conditions expérimentales : Tension = 10 kV, largeur d'impulsion = 300 ns, débit = 1 L/min

Les cycles de charge-tension sont presque superposés, ce qui signifie que l'énergie transférée par pulse reste inchangée. En réalité, elle diminue légèrement lorsque nous augmentons la fréquence. Nous constatons cela sur la figure III.27 qui représente la variation de l'énergie moyenne par pulse en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la tension appliquée. La diminution de l'énergie à haute fréquence est la conséquence de la saturation de la puissance disponible en sortie du pulseur HT. Par contre, l'énergie transférée augmente avec la tension. En effet, l'augmentation du niveau du champ électrique appliqué se traduit par une intensification de la décharge électrique.

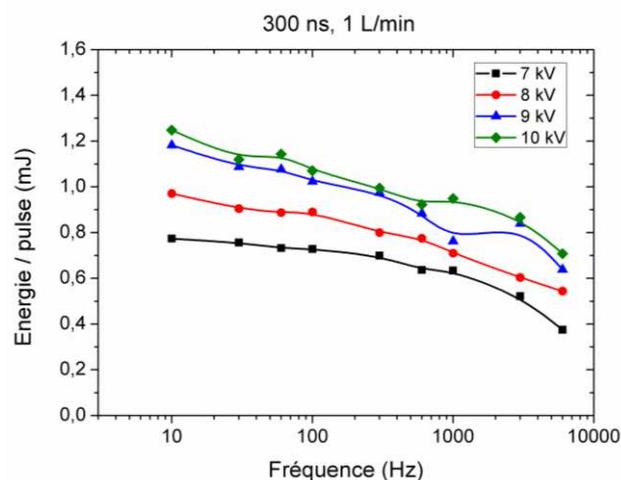


Figure III.27. La variation de l'énergie moyenne transférée par pulse en fonction de la fréquence et la tension. Conditions expérimentales : Largeur d'impulsion = 300 ns, débit = 1 L/min

III.3.3.4. Effet de la largeur d'impulsion

La figure III.28 représente la variation des cycles Q-V ainsi que l'énergie moyenne par pulse en fonction de la largeur d'impulsion de la tension. Les résultats ont été enregistrés pour une fréquence de 1000 Hz et une tension de 10 kV. Nous observons que les cycles Q-V ont les mêmes formes et leurs surfaces sont presque identiques. La figure III.28.b montre que l'énergie moyenne transférée par pulse est stable pour des largeurs d'impulsion supérieures à 400 ns.

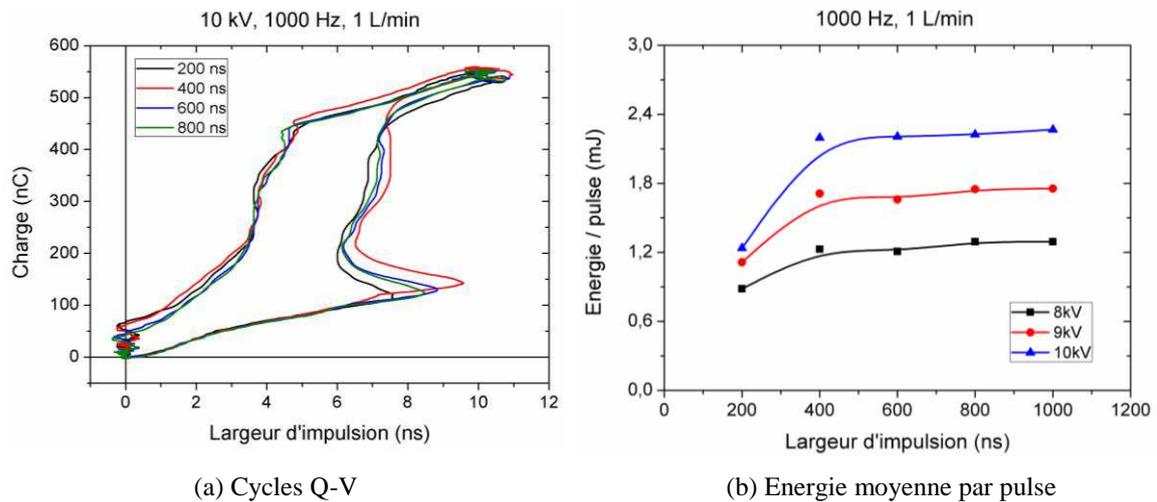


Figure III.28. Effet de la largeur d'impulsion sur la caractéristique Q-V de la décharge et l'énergie moyenne par pulse. Conditions expérimentales : Tension= 10 kV, fréquence= 1000 Hz, débit = 1 L/min

III.3.3.5. Puissance moyenne consommée

La figure III.29 illustre la variation de la puissance moyenne consommée en fonction de la tension appliquée et la fréquence. Comme pour le cas de la DBD sous excitation alternative, la puissance moyenne consommée est obtenue à partir du cycle Q-V en utilisant la relation donnée par l'équation III.1. La largeur d'impulsion du signal de tension appliquée est fixée à 300 ns. La courbe de la puissance électrique consommée en fonction de la tension (Figure III.29.a) montre que la puissance augmente avec la tension dans la configuration plan-plan. Nous avons vu sur les courbes de la charge que la charge injecté et accumulée sur les barrières diélectriques croît en augmentant l'amplitude de la tension appliquée. Nous avons vu aussi que l'augmentation de la tension appliquée provoque l'augmentation de l'amplitude et de la densité des impulsions de courant, et permet le transfert d'une quantité d'énergie plus élevée dans le gap grâce à un plus grand nombre de micro-décharges. Par conséquent, la puissance moyenne consommée augmente.

Les courbes relevées sur la figure III.29.b indiquent que la puissance électrique augmente également au fur et à mesure de l'élévation de la fréquence. Pour des raisons d'illustration, les courbes sont représentées en échelle logarithmique sur les deux axes des coordonnées. Les résultats indiquent que la consommation d'énergie est une fonction quasi-linéaire de la fréquence. Cela signifie que l'énergie injectée par cycle est quasi-identique.

Avec l'augmentation de la fréquence, le nombre de cycles augmente entraînant l'augmentation de la consommation de puissance.

La comparaison de la puissance moyenne consommée par la DBD pour les différentes formes d'ondes des tensions alternatives (sinusoïdale et carrée) et pulsée est représentée sur la figure III.30. Les résultats ont été enregistrés pour une tension de 10 kV crête à crête pour les trois formes d'ondes. Nous observons que la puissance moyenne consommée est un peu plus élevée pour les cas de la tension alternative carrée et la tension pulsée nanoseconde. Pour le cas de la tension alternative carrée, la puissance est un peu élevée par rapport à la tension sinusoïdale à cause de la quantité élevée des charges libérées durant chaque alternance ce qui augmente l'énergie transférée par cycle. Ceci confirme ce qu'on a vu sur la courbe Q-V où la charge reste au niveau de sa valeur maximale durant un temps plus élevé avant qu'elle décroît. Pour le cas de la NP DBD, nous avons vu que le courant est caractérisé par la présence de deux pics avec une amplitude et une durée beaucoup plus élevée ce qui explique la croissance de la puissance.

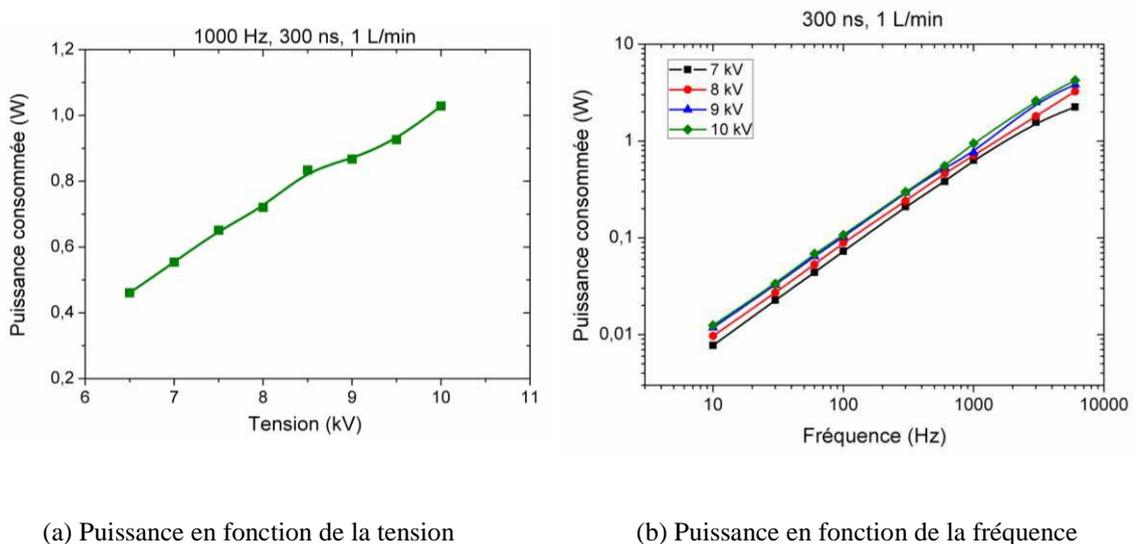


Figure III.29. Evolution de la puissance moyenne consommée en fonction de la tension appliquée et de la fréquence. Conditions expérimentales : Largeur d'impulsion = 300 ns, débit = 1 L/min

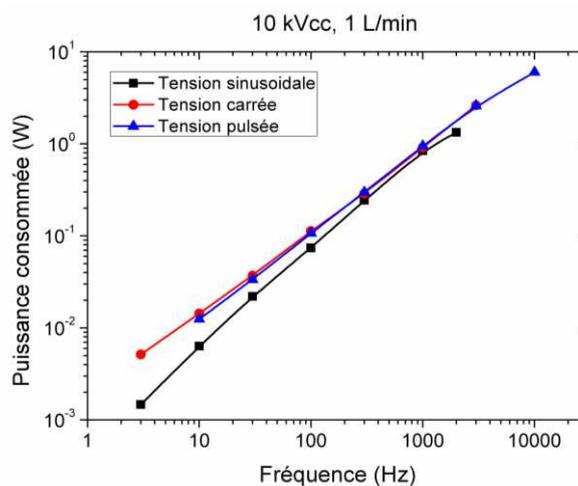


Figure III.30. Effet de la forme d'onde de la tension appliquée sur la puissance moyenne consommée. Conditions expérimentales : Tension = 10 kVcc, débit = 1 L/min

III.4. Etude de la morphologie de la décharge

Cette partie est consacrée à l'analyse de la morphologie de la DBD alimentée par les deux formes de tension : alternative et pulsée. L'objectif est de comprendre et d'identifier la différence entre les deux décharges et l'effet des paramètres électriques tels que la tension et la fréquence sur leur régime.

III.4.1. Dispositifs et caractérisation

Les photographies de la décharge ont été prises du côté haut de la cellule DBD en utilisant une caméra numérique (Canon EOS 300D DIGITAL) avec une résolution de 3072×2048 pixels et un temps d'exposition de 10 s. Le montage expérimental qui sert à la visualisation de la décharge est représenté schématiquement sur la figure III.31. Dans un premier temps, afin de garder la même barrière diélectrique en polyimide sur les deux cotés ; nous avons remplacé l'électrode supérieure qui était une électrode rectangulaire en cuivre, par un autre système d'électrode conductrice transparente. Le système se compose d'une couche d'Indium Tin Oxide (ITO) de 370 nm d'épaisseur, déposée sur une lame de verre de 1 mm. La couche ITO a une résistance de 8-12 Ohm et une transmission de la lumière visible d'environ 80%, ce qui est plus que suffisant pour voir et capturer la décharge.

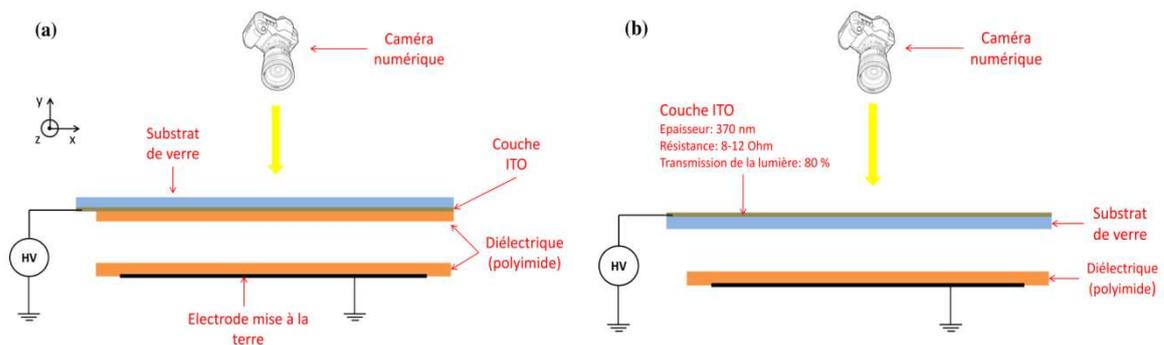


Figure III.31. Systèmes de visualisation de la décharge

Les figures III.32.a et III.32.b montrent les images des AC DBD et NP DBD, respectivement. Pour la AC DBD, nous observons l'apparition des points lumineux répartis de manière aléatoire sur la zone de décharge. Cette morphologie est due au régime filamentaire de la décharge. Chaque point représente un filament ou une micro-décharge qui apparaît dans le gaz lorsque le champ électrique dépasse la valeur critique. Ces micro-décharges indépendantes apparaissent durant des brefs moments à des endroits différents et des moments différents avant qu'elles s'éteignent. La NP DBD (Figure III.32.b) se comporte comme une décharge homogène. Nous observons une surface lumineuse uniforme dans toute la zone de décharge. La couleur orange est due aux barrières diélectriques en polyimide qui ne sont pas complètement transparentes.

Afin d'évaluer l'homogénéité de la DBD sous excitation pulsée nanoseconde et obtenir des images plus claires, la couche diélectrique en polyimide supérieure est remplacée par une couche de verre transparente (épaisseur = 1 mm) comme nous pouvons le voir dans le montage illustré sur la figure III.31.b. Les résultats sont présentés sur la figure III.32.c pour la AC DBD et sur la figure III.32.d pour la NP DBD. Dans ces images on peut voir la couleur

réelle de la décharge. Dans le cas de la NA DBD, nous avons remarqué la présence d'un très grand nombre de points lumineux qui indiquent l'emplacement des filaments. Contrairement au cas de la AC DBD, ces filaments sont répartis uniformément dans toute la zone de décharge et apparaissent tous en même temps. Ceci explique pourquoi le courant de décharge de la NP DBD est caractérisé par la présence de deux pics seulement avec des amplitudes élevées (environ 15 A) plutôt qu'un grand nombre d'impulsions d'amplitudes faibles comme le cas de la AC DBD. Nous constatons également que l'intensité lumineuse de la NP DBD est supérieure à celle de la AC DBD.

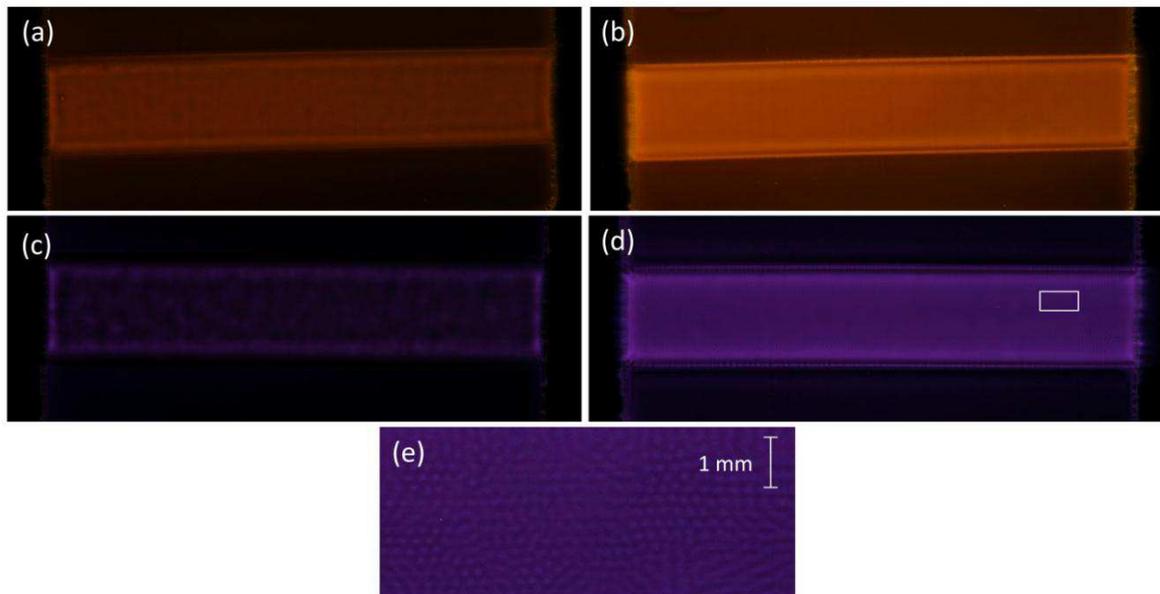


Figure III.32. Morphologie de la décharge pour (a)(c) AC DBD et (b)(d)(e) NP DBD. Conditions expérimentales : Tension= 10 kVcc, fréquence= 1000 Hz, débit = 1 L/min

III.4.2. Effet de la tension et la fréquence sur la morphologie de la décharge

Dans cette partie, nous analysons l'effet de la tension appliquée et la fréquence sur l'intensité lumineuse et la morphologie de la DBD sous excitation alternative sinusoïdale et pulsée nanoseconde. Les images ont été prises à travers le système illustré sur la figure III.31.b avec un temps d'exposition de 30 s pour la AC DBD et 10 s pour la NP DBD.

III.4.2.1. Effet de la tension appliquée

Dans cette étude, nous avons maintenu la fréquence fixée à 1000 Hz et le débit à 1 L/min. Les tensions varient de 10 à 16 kVcc pour la AC DBD et de 8 à 10 kVcc pour la NP DBD. Les images de la morphologie de la décharge sont présentées sur la figure III.33. Pour la DBD sous tension alternative, nous observons que l'intensité lumineuse de la décharge augmente avec la tension appliquée. Ceci est dû à l'amélioration de l'énergie transférée dans la décharge. Il est clair aussi que les filaments deviennent plus intenses en termes de nombre et de densité en augmentant la tension. Ces résultats sont en parfait accord avec les courbes de courant présentées sur la figure III.10. Les points lumineux deviennent plus denses lorsque la tension est élevée. Pour la décharge sous tension pulsée, le changement dans la morphologie

de la décharge n'est pas remarquable. Ceci est peut-être dû au fait que les valeurs de la tension appliquée sont proches.

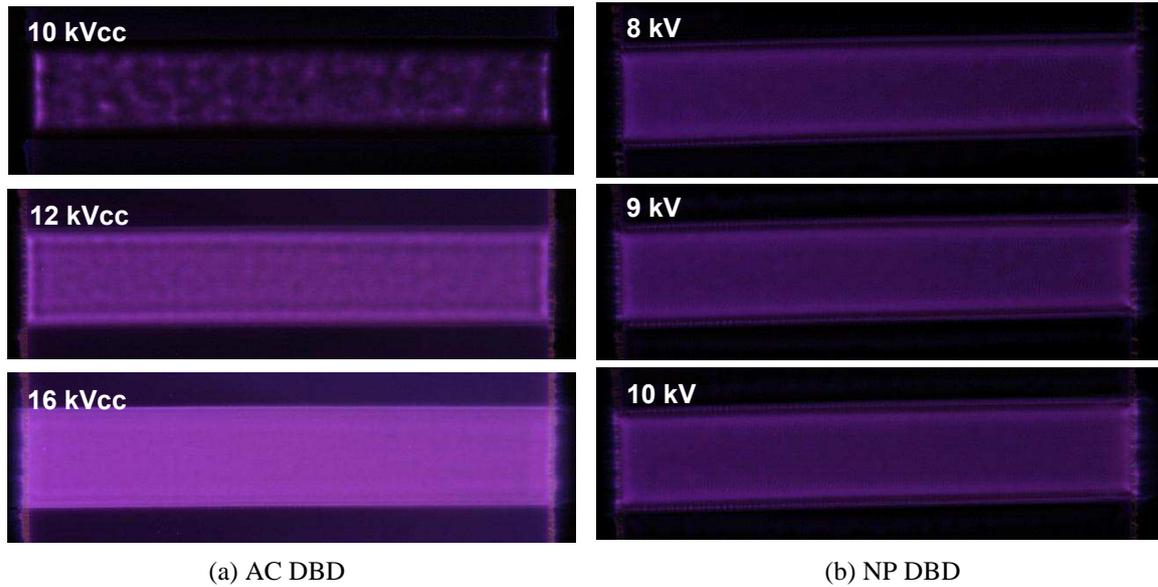


Figure III.33. Effet de la tension appliquée sur la morphologie de la décharge. Conditions expérimentales : Fréquence = 1000 Hz, débit = 1 L/min

III.4.2.2. Effet de la fréquence

La figure III.34 représente les images obtenues indiquant l'effet de la fréquence sur la morphologie de la décharge. Nous avons pris trois valeurs de la fréquence pour les deux décharges : 300, 1000 et 3000 Hz. Dans les deux cas, l'intensité lumineuse augmente d'une façon remarquable.

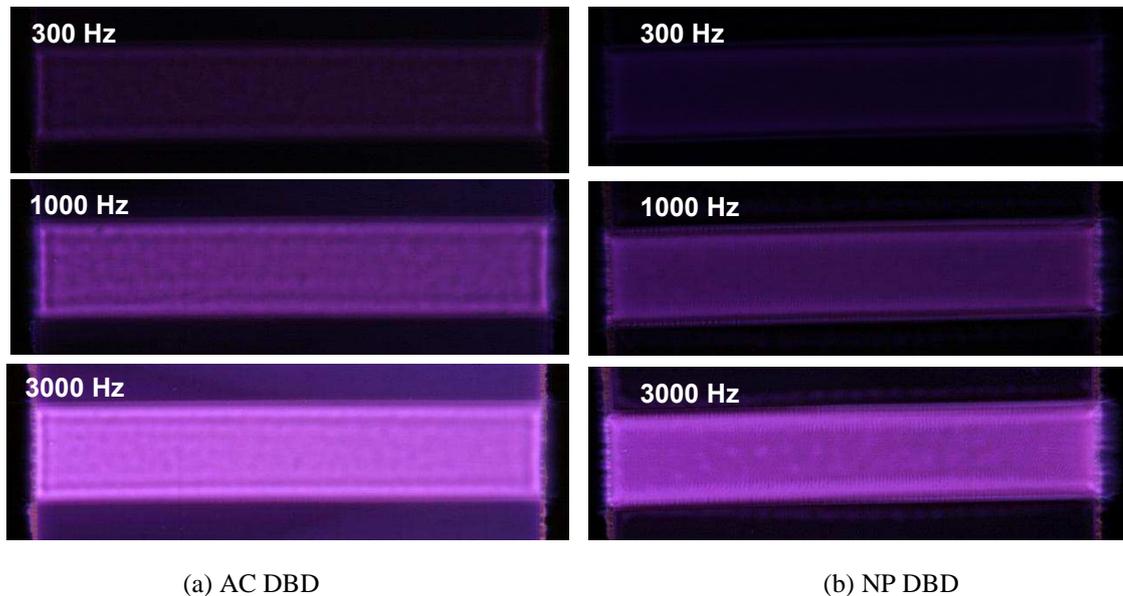


Figure III.34. Effet de la tension appliquée sur la morphologie de la décharge. Conditions expérimentales : Tension AC = 12 kVcc, tension NP = 10 kVcc, débit = 1 L/min

Pour la AC DBD, nous remarquons toujours les points lumineux distribués aléatoirement dans la zone de la décharge. Pour la NP DBD, la décharge est filamenteuse

aussi. Comme nous l'avons vu sur la figure III.32, elle se caractérise par un très grand nombre des micro-décharges qui apparaissent en même temps et d'une façon uniforme (filaments auto-organisés). Ces filaments sont moins visibles sur les images par rapport aux filaments de la AC DBD.

III.5. Conclusion du chapitre III

L'objectif des travaux expérimentaux menés dans ce chapitre est de comprendre le comportement de la décharge à barrière diélectrique dans l'air avec la configuration plan-plan et de mettre en évidence ces caractéristiques électriques sous deux types d'excitation : tension alternative et la tension pulsée nanoseconde. Cette étude est basée sur l'analyse des signaux de courant et de la charge transférée, des caractéristiques Q-V et enfin la puissance moyenne consommée. Pour compléter cette caractérisation, nous avons ensuite étudié la morphologie de la DBD en faisant un diagnostic à l'aide d'une caméra numérique.

Les résultats montrent que la DBD opère en mode filamentaire. Sous excitation alternative le courant est caractérisé par la présence de nombreuses impulsions qui traduit l'apparition des filaments qui court-circuitent l'espace inter-électrodes. L'augmentation de la tension et la fréquence engendre un accroissement de l'amplitude et du nombre des impulsions. Le cycle Q-V a une forme d'un parallélogramme, il nous permet de calculer l'énergie moyenne transférée dans la décharge par cycle. Sous excitation pulsée nanoseconde, le courant présente deux pics pendant les périodes de la montée et de la descente de la tension appliquée. Ces deux pics sont beaucoup plus importants en termes d'amplitude et de durée par rapport aux impulsions obtenus dans le cas de la tension alternative. L'amplitude de ces pics augmente avec la tension appliquée et reste presque constante en fonction de la fréquence. Quel que soit la forme d'onde de la tension appliquée, la consommation de la puissance augmente avec l'augmentation de la tension appliquée et la fréquence à cause de l'intensification de la décharge. Elle varie quasi-linéairement en fonction de la fréquence. Nous avons vu aussi que pour les mêmes valeurs de la tension et la fréquence, la consommation de la puissance sous excitation alternative carrée ou pulsée nanoseconde est plus importante que celle obtenue sous excitation alternative sinusoïdale.

Les images de la morphologie de la décharge montrent que l'intensité lumineuse de la NP DBD est plus élevée que celle de la AC DBD, ce qui explique l'amplitude élevée des pics de courant et une consommation électrique légèrement plus importante. Dans le cas de la NP DBD, les filaments sont plus denses et ils ont la caractéristique d'être auto-organisés.

Chapitre IV

**Etude granulométrique de
l'électrofiltre DBD plan-plan sous
tensions alternative et pulsée
nanoseconde**

Chapitre IV.

Etude granulométrique de l'électrofiltre DBD plan-plan sous tensions alternative et pulsée nanoseconde

Dans le cadre de ce chapitre, nous allons procéder à l'évaluation des performances de l'électrofiltre de référence précédemment caractérisé électriquement. Cette évaluation consistera à déterminer son efficacité de collecte dans des conditions expérimentales diverses. Il s'agira par exemple de relever et d'analyser l'efficacité de collecte en fonction de la tension, de la fréquence et du débit. Ensuite, nous évaluons la performance de l'électrofiltre sous différentes excitations alternatives et pulsée, ainsi que l'efficacité de collecte d'un électrofiltre DBD à deux étages (étage de charge et étage de collecte).

Ce chapitre sera organisé en quatre grandes parties qui sont : la présentation des moyens expérimentaux utilisés et les techniques de mesures, la présentation et l'analyse des résultats obtenus avec tension alternative, la présentation et l'analyse des résultats obtenus avec tension pulsée nanoseconde, et finalement l'étude de l'électrofiltre à deux étages.

IV.1. Moyens expérimentaux et techniques de mesures

IV.1.1. L'installation expérimentale et les outils de caractérisation

La figure IV.1 illustre l'ensemble du dispositif expérimental utilisé dans le cadre de cette étude. Il est constitué d'un électrofiltre, d'un système d'alimentation électrique, d'un système de génération des particules et d'un système de comptage des particules.

Ce dispositif expérimental est composé d'un circuit pneumatique qui permet l'écoulement d'un volume de particules générées. De manière globale, de l'air propre et sec provenant du réseau d'air comprimé est introduit dans le système de génération des particules pour former un mélange gazeux qui sera par la suite injecté dans l'électrofiltre. Une partie du gaz est ensuite prélevée à la sortie de ce dernier par le système de comptage des particules pour y être analysé.

Nous allons décrire dans les paragraphes qui vont suivre chaque système constituant l'ensemble du dispositif expérimental, à l'exception du système d'alimentation et de mesures électriques qui est décrit dans le chapitre III.

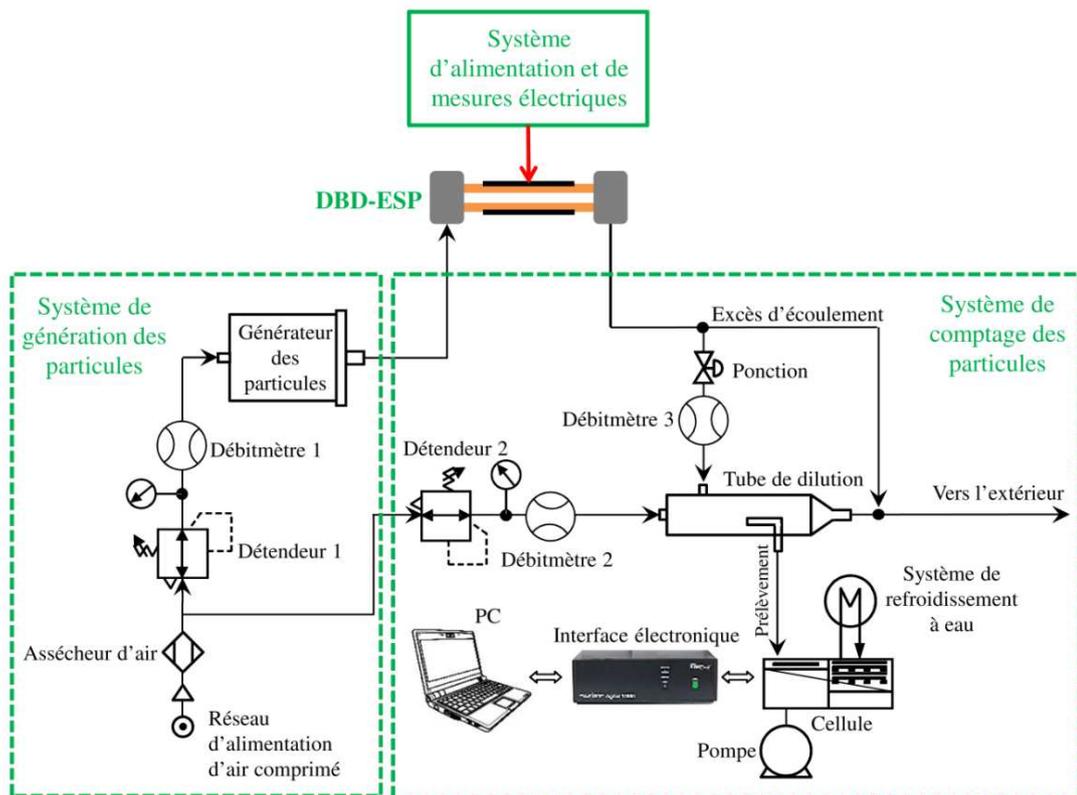


Figure IV.1. Schéma du dispositif expérimental utilisé pour l'étude granulométrique de l'électrofiltre à DBD

IV.1.1.2. Système de génération des particules

Le système de génération des particules produit le gaz pollué à traiter. Il est composé principalement d'une enceinte close (générateur de particules) dans laquelle de la fumée d'encens (Eucalyptus série 12207, Devineau Nature) est produite. L'air constituant l'écoulement principal arrivant dans l'enceinte est préalablement asséché dans un dessiccateur à grains de silice qui garantit un taux d'humidité relative inférieur à 5 %. Le mélange de l'air propre et de la fumée se fait dans l'enceinte avant d'être injecté à l'entrée de l'électrofiltre. Un seul bâton d'encens est toujours brûlé avant chaque série de mesure, afin de maintenir la même concentration de particules et de rester dans la gamme de mesure de notre système de comptage des particules (granulomètre).

La fumée d'encens peut être néfaste sur la santé humaine (nous le verrons dans les prochaines sections). Nous avons donc pris quelques précautions d'usage comme le port de masque, l'expérimentation en circuit étanche avec extraction des fumées vers l'extérieur et l'aération régulière de la salle d'expérimentation.

En ce qui concerne notre choix sur l'utilisation de la fumée d'encens, il se justifie par certains avantages qu'offre cette dernière : absence de problèmes de concentration rencontrés avec les gaz d'échappement diesel par exemple, possibilité de faire les expérimentations dans des salles classiques (non insonorisée, sans double ventilation), simplicité de fonctionnement du générateur de fumée, par exemple.

IV.1.1.3. Système de comptage des particules

Le système de comptage des particules nous permet d'évaluer l'efficacité de collecte d'un électrofiltre. Il est composé principalement d'un granulomètre et d'un dispositif de dilution des gaz. Le granulomètre comporte quatre organes : le module optique, le module électronique, le module de pompage et de refroidissement ainsi que le module de poste traitement des données. Le tableau IV.1 regroupe les principales caractéristiques du granulomètre.

Tableau IV.1. Principales caractéristiques du granulomètre PALAS-Welas 1000

Gamme	Nombre de classes	Concentration maximale	Débit	Source de lumière	Système de refroidissement
0,18 à 40 μm	32	5.10^5 particules. cm^{-3}	5 L. min^{-1}	Lampe Xénon 75 W	Eau

Les principales caractéristiques des organes du dispositif de dilution sont regroupées dans le tableau IV.2.

Tableau IV.2. Principales caractéristiques du dispositif de dilution

Débit de la ponction	Débit de la dilution	Rapport de la dilution	Dimensions du tunnel (Longueur \times Section)
1 L. min^{-1}	40 L. min^{-1}	41	(1020 mm \times 2828 mm ²)

Le granulomètre utilisé dans cette étude est de marque PALAS (modèle Welas 1000) (Figure IV.2) et a une technique de comptage de particules basée sur l'utilisation d'une source de lumière blanche. Un petit volume de mesure défini optiquement est éclairé avec une lumière blanche afin d'analyser la lumière diffusée et de déterminer le nombre et la taille des particules.

Les particules passent individuellement à travers ce volume. Pour chaque particule, une impulsion de lumière diffusée d'une intensité spécifique est produite. L'intensité de l'impulsion de lumière diffusée collectée à 90° est le moyen de déterminer la taille des particules. Le nombre de ces impulsions de lumière diffusée, mesuré par unité de temps permet de calculer la concentration particulaire. L'avantage de ce procédé est la totale indépendance entre le nombre de particules et la taille de celles-ci. L'utilisation de la lumière blanche permet une illumination homogène du volume de mesure contrairement à l'illumination par lumière monochromatique. De même, la mesure de l'intensité de la lumière blanche diffusée à 90° évite toute ambiguïté entre l'amplitude des impulsions de lumière diffusée et le diamètre des particules. Enfin, la courbe d'étalonnage est par conséquent clairement définie, la lumière blanche réduisant les erreurs causées par les particules de forme non sphérique.



Figure IV.2. Spectroscopie d'aérosol optique (PALAS-Welas 1000)

IV.1.2. Techniques de mesure et d'analyse

IV.1.2.1. Protocole de manipulation

Avant toute campagne de mesure, nous procédons d'abord à la calibration du granulomètre avec des particules mono-dispersées de Latex ayant un diamètre équivalent de $0,9 \mu\text{m}$ (PALAS, Cal Dust 1100).

Le protocole de manipulation est effectué suivant le schéma de la figure IV.3. Une fois le générateur de particules en marche et que la concentration des particules générées est stable, nous procédons à l'acquisition des mesures granulométriques lorsque l'électrofiltre est à l'arrêt puis lorsqu'il est en marche. Des mesures électriques (tension, courant et puissance) sont également effectuées pendant que l'électrofiltre est en marche.

Les performances de l'électrofiltre sont ensuite évaluées à partir des mesures granulométriques, en calculant l'efficacité de collecte des particules. Ce calcul d'efficacité nécessite trois mesures de concentration : deux mesures « *électrofiltre à l'arrêt* » (ou mesure amont) et une mesure « *électrofiltre en marche* » (ou mesure aval). Comme nous prenons deux mesures avec l'électrofiltre à l'arrêt, il faut qu'il y ait le plus petit écart entre ces deux mesures pour des raisons de reproductibilité. Ainsi, l'écart maximum toléré est limité à 10 % entre les deux mesures en amont. Par ailleurs, le nombre de particules pour une mesure en amont doit être compris entre 10000 et 20000 particules / mesure. Pour ce faire, il est essentiel d'opérer dans une fenêtre temporelle (phase stable) déterminée par la courbe d'évolution de la concentration des particules durant la combustion de l'encens (Figure IV.6). Le respect de ce protocole en plus de quelques règles simples garantit une bonne reproductibilité des mesures. Parmi ces règles, nous pouvons citer l'utilisation du même type de bâtons d'encens. En ce qui concerne les mesures granulométriques nécessaires au calcul d'une efficacité de collecte, elles durent au total environ 60 s, réparties entre les trois mesures de concentration (Arrêt / Marche / Arrêt), à raison de 10 s par mesure et par intervalle de pause (Figure IV.3). Des mesures complémentaires ont montré que l'augmentation de la durée de la mesure au-delà de 10 s n'avait pas d'incidence majeure sur le résultat final.

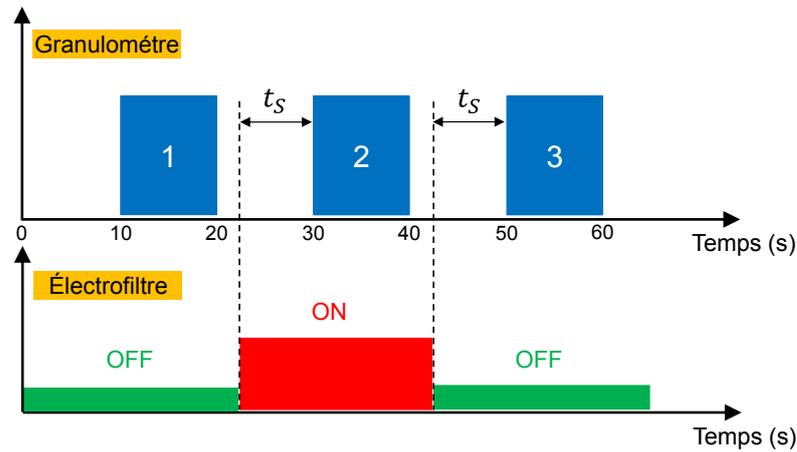


Figure IV.3. Schéma illustratif du protocole de mesure de l'efficacité de collecte (t_s est le temps nécessaire pour la stabilisation de la concentration au niveau du tube de dilution).

Comme nous l'avons déjà mentionné, il est à noter que l'humidité relative dans le circuit pneumatique est maintenue inférieure à 5 %. Toutes les mesures électriques et granulométriques ont donc été effectuées dans ces conditions. En raison du dépôt de particules par précipitation électrostatique, nous procédons au changement de l'électrofiltre après la fin de chaque étude.

IV.1.2.2. Propriété et distribution granulométrique des particules

La composition de la fumée résultant de la combustion de l'encens est très diversifiée. En effet on y retrouve de nombreux polluants qui peuvent être classés en deux catégories : les polluants gazeux et les aérosols. Parmi les polluants gazeux, on compte le monoxyde de carbone (CO), les oxydes d'azote (NO_x), les sulfures d'acide (SO_x) et les composés organiques volatiles (COV). Quant aux aérosols, il s'agit de particules solides et liquides contenant des métaux toxiques [125] [126]. Un exemple de répartition par taille de ces particules d'encens est illustré sur la figure IV.4. Nous citons que la distribution par taille de particules ressemble à une loi log-normale avec un pic autour de 0,3 μm et où le nombre de particules est maximal.

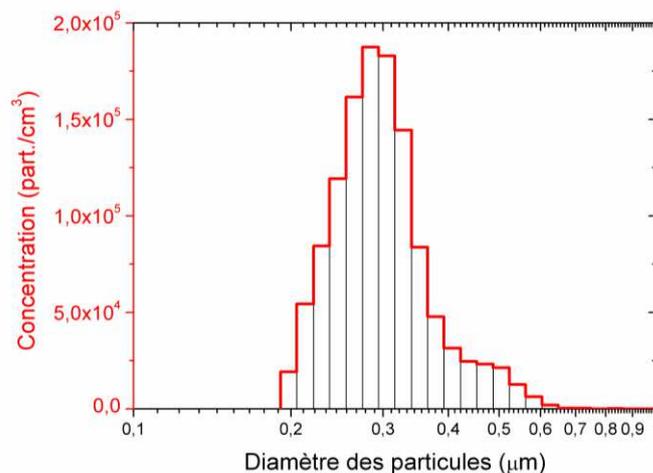


Figure IV.4. Distribution granulométrique des particules d'encens. Conditions expérimentales : Débit = 10 L/min.

Zukeran *et al.* [127] ont par ailleurs montré que la répartition par taille des particules solides après dessèchement de la fumée d'encens atteint un maximum entre 0,2 et 0,3 μm . Nous pouvons dès lors considérer que la grande majorité des particules contenues dans la fumée d'encens peut être assimilée à des particules solides.

La figure IV.5 montre une image typique prise au Microscope Électronique à Balayage (MEB) des particules solides contenues dans la fumée d'encens [127]. L'image prise au MEB ne montre que les particules solides car les particules liquides sont évaporées au cours du processus de préparation de l'échantillon à observer. Les particules observés ont une forme sphérique et y on a certaines qui sont agglomérées.

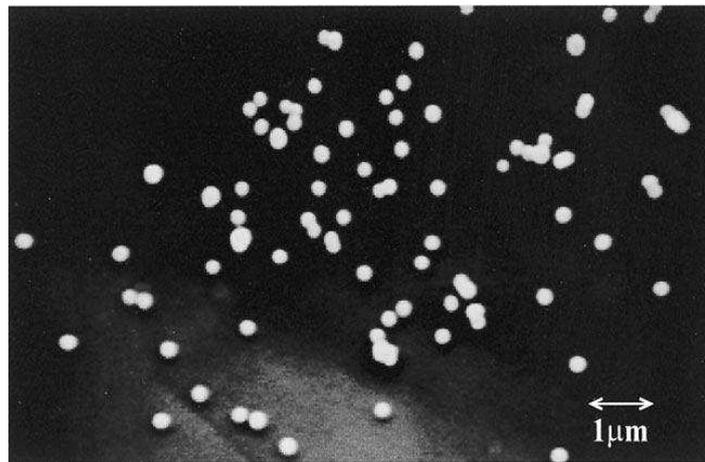


Figure IV.5. Image typique prise au Microscope Électronique à Balayage des particules solides contenues dans la fumée d'encens [127]

Du fait de leur résistivité (environ $7,6 \times 10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$), les particules peuvent s'agglomérer [127]. Lorsque la densité est élevée, le phénomène est encore plus marqué. Ceci induit l'apparition d'un deuxième pic dans la distribution granulométrique, correspondant à une nouvelle population de particules de grosses tailles [101]. Au cours de nos expérimentations, nous avons observé ce phénomène lorsque la concentration de fumée est élevée à cause de l'utilisation de nombreux bâtons d'encens et à un faible débit de l'écoulement principal. À partir de ces observations, nous nous sommes mis dans les conditions expérimentales requises pour que n'apparaisse pas cette population de grosses particules.

IV.1.2.3. Evolution temporelle de la génération des particules

La figure IV.6 montre la courbe d'évolution de la combustion de l'encens. Nous remarquons que la concentration de particules fluctue pendant les premières minutes de la combustion puis se stabilise pendant une durée relativement longue avant de chuter. Les mesures d'efficacité que nous effectuons sont relevées pendant la phase stable de la combustion (phase II). Sa durée varie légèrement d'une expérience à l'autre mais est de toute évidence assez longue pour effectuer une série de mesures sans avoir à ouvrir le générateur de fumée. Nous laissons s'écouler les quatre premières minutes puis effectuons des mesures pendant une durée d'environ 30 minutes.

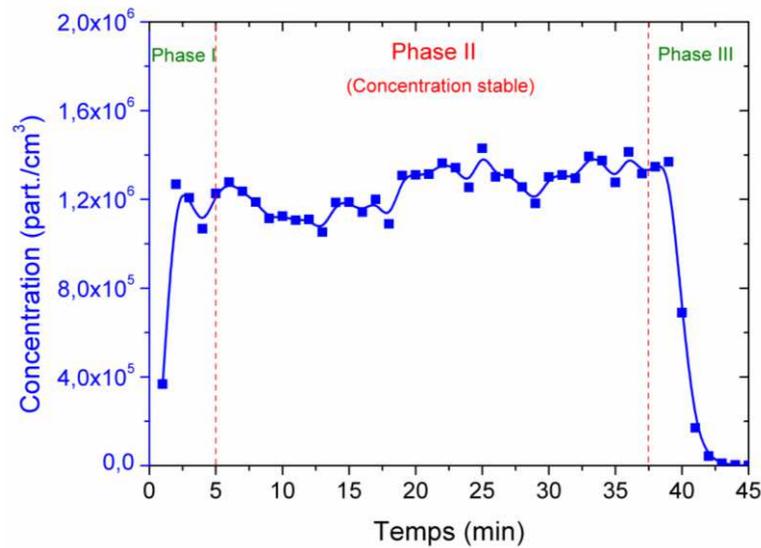


Figure IV.6. Courbe d'évolution de la concentration des particules pendant la combustion de l'encens. Conditions expérimentales : Débit = 10 L/min

IV.1.3. Analyse des performances de l'électrofiltre

IV.1.3.1. Efficacité de collecte et pénétration

Les performances de l'électrofiltre sont évaluées à travers un calcul d'efficacité de collecte des particules à partir des mesures granulométriques suivant le protocole illustré sur la figure IV.3. Les particules utilisées étant de taille submicronique (Figure IV.4), la notion conventionnelle d'efficacité de collecte en termes de masse de particules par unité de volume n'est donc pas adaptée. C'est pourquoi nous la considérons en termes de nombre de particules par unité de volume.

Par ailleurs, elle peut être calculée aussi bien à partir de la concentration par classe de taille de particules qu'à partir de la concentration totale. On parle alors d'efficacité par classe ou d'efficacité globale. L'efficacité de collecte globale η (%) est définie par la formule suivante :

$$\eta(\%) = \frac{C_{\text{arrêt}} - C_{\text{marche}}}{C_{\text{arrêt}}} \quad (\text{IV.1})$$

où C_{marche} et $C_{\text{arrêt}}$ représentent respectivement les concentrations de particules par unité de volume avec et sans décharge.

De la même manière, l'efficacité de collecte fractionnaire η_i (%) d'une classe i de taille des particules peut être exprimée par la formule :

$$\eta_i(\%) = \frac{C_{i,\text{arrêt}} - C_{i,\text{marche}}}{C_{i,\text{arrêt}}} \quad (\text{IV.2})$$

où $C_{i,\text{marche}}$ et $C_{i,\text{arrêt}}$ représentent respectivement les concentrations de particules de classe de taille i par unité de volume avec et sans décharge.

Pour mieux analyser les résultats lorsque l'efficacité de collecte $\eta(\%)$ culmine à des valeurs proches de 100 %, nous l'exprimons avec une autre grandeur appelée pénétration $P_n(\%)$. Cette grandeur permet ainsi de mettre en évidence les petites variations de l'efficacité de collecte en échelle semi-logarithmique. Elle est déterminée suivant la formule :

$$P_n(\%) = 100 - \eta(\%) \quad (\text{IV.3})$$

IV.1.3.2. Approche de l'efficacité par classe

Lorsque nous voyons un intérêt à connaître l'efficacité de collecte pour une certaine population de particules d'un même gaz, il est préférable d'avoir plutôt une approche par classe de cette dernière. La Figure IV.7 illustre un exemple de distribution granulométrique des particules d'encens avec et sans filtration, de même que l'efficacité de collecte associée.

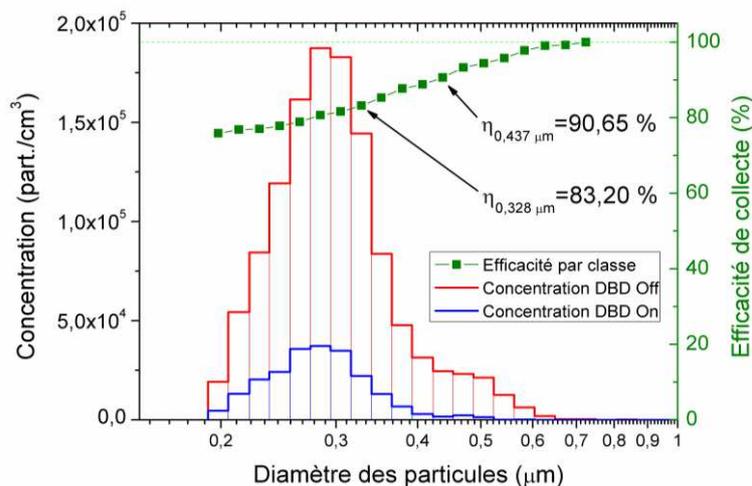


Figure IV.7. Répartitions granulométriques des particules avec l'efficacité de collecte associée à chaque classe. Conditions expérimentales : Tension = 5 kV, fréquence = 1000 Hz, débit = 1 L/min

Nous observons sur cette figure que l'effet de la filtration électrostatique est clairement visible pour chaque classe de taille des particules. En effet, la concentration des particules avec la DBD en marche est considérablement réduite en comparaison au cas où la DBD est à l'arrêt, signe que la filtration est efficace. Nous avons relevé par exemple une efficacité de collecte de 80,66 % pour la classe de particules 0,28 μm (classe ayant le nombre maximal de particules). De plus l'efficacité de collecte diminue légèrement lorsque la taille des particules diminue.

IV.1.3.3. Approche de l'efficacité globale

L'approche globale de l'efficacité de collecte est préférable lorsque nous voulons effectuer une étude paramétrique qui tient juste compte des performances de l'électrofiltre dans son ensemble. L'efficacité de collecte globale est alors plus intéressante car elle rend compte des performances globales de l'électrofiltre et constitue un bon outil d'analyse quantitative des phénomènes ayant lieu au cours du processus de filtration. Le calcul de l'efficacité de collecte globale ne fait pas apparaître l'efficacité pour une taille de particule donnée. Ce mode de calcul convient également lorsqu'une grande majorité des particules à tester est de même taille. C'est le cas de l'encens que nous utilisons, où les particules les plus nombreuses sont approximativement autour de la classe 0,28 μm . Pour cette classe de

particules, nous avons relevé dans le paragraphe précédent une efficacité de collecte de 80,66 %, qui est très proche de l'efficacité de collecte globale correspondant à cette mesure granulométrique de 81,7 %.

IV.2. Analyse des performances de l'électrofiltre sous excitation alternative

L'efficacité de collecte est influencée par plusieurs paramètres tels que l'amplitude de la tension appliquée et sa forme d'onde, la fréquence, le débit, la configuration géométrique, la concentration des particules, la température, entre autres. Une analyse des performances de filtration de l'électrofiltre de référence sous excitation alternative seront étudiés dans cette section.

IV.2.1. Effet de la tension

IV.2.1.1. Efficacité globale

La figure IV.8 illustre l'évolution de l'efficacité de collecte globale et la pénétration, respectivement, en fonction de la tension appliquée. Nous avons appliqué des tensions allant de 4 kV à 10 kV. L'initiation de la décharge commence autour de 4,5 kV ce qui explique l'augmentation brusque de l'efficacité de collecte de presque 0 % à 4 kV à plus de 65 % à 4,5 kV. Sur la figure IV.8.a, nous remarquons que l'efficacité de collecte croît avec la tension, c'est-à-dire que plus élevée est la tension appliquée, plus grande est l'efficacité de collecte, et l'inverse pour la pénétration. Ceci s'explique par l'augmentation de la charge électrique apportée aux particules et l'augmentation de la force électrique qu'elles subissent, lorsque la tension augmente. L'efficacité de collecte peut atteindre des valeurs très élevée, l'électrofiltre collecte 99 % des particules à 8 kV. Sur la figure IV.8.b, nous remarquons que la pénétration des particules pour la fréquence de 100 Hz est plus faible que pour 30 Hz et 1000 Hz, c'est-à-dire que l'efficacité de collecte est plus élevée. Ce point sera discuté dans la section de l'effet de la fréquence sur les performances de l'électrofiltre.

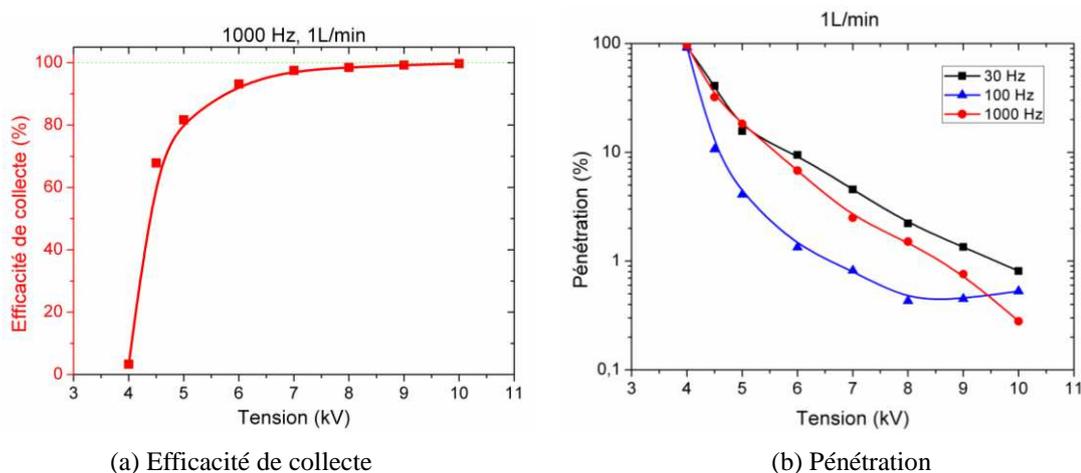
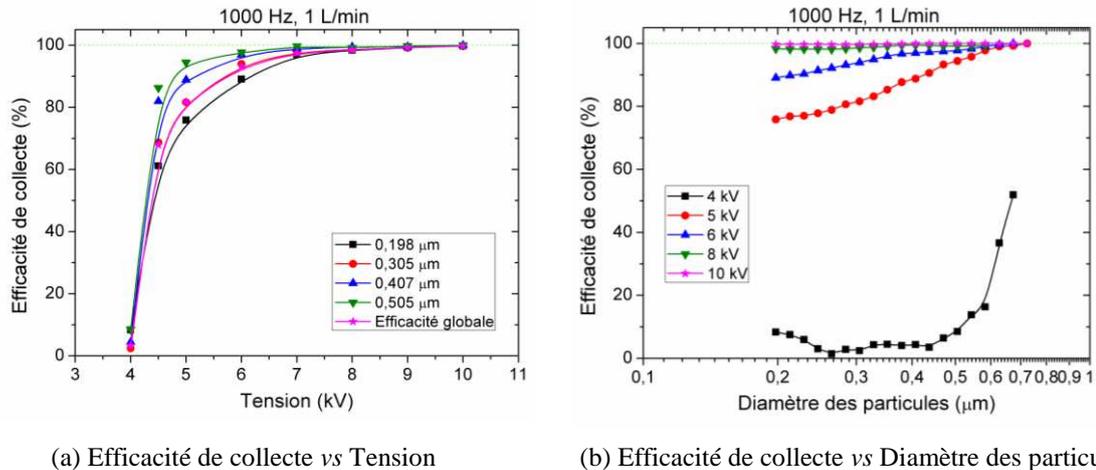


Figure IV.8. Courbes de l'efficacité de collecte globale et de la pénétration en fonction de la tension. Conditions expérimentales : Fréquence = 1000 Hz, débit = 1 L/min

IV.2.1.2. Efficacité fractionnaire (par classe)

La figure IV.9 illustre l'évolution de l'efficacité de collecte en fonction de la tension appliquée pour différentes tailles des particules, ainsi que la variation de l'efficacité de collecte en fonction de la taille des particules pour différentes tensions appliquées. La fréquence est fixée à 1000 Hz et le débit d'air à 1 L/min.



(a) Efficacité de collecte vs Tension

(b) Efficacité de collecte vs Diamètre des particules

Figure IV.9. Courbes d'efficacité de collecte fractionnaire en fonction de la tension. Conditions expérimentales : fréquence = 1000 Hz, débit = 1 L/min

Il est clair que l'efficacité de collecte augmente de la même façon au fur et à mesure de l'élévation de la tension, quelle que soit la taille des particules, elle suit notamment la même allure obtenue pour l'efficacité globale. Elle croît rapidement au début puis elle se stabilise lorsqu'elle atteint 99 %. Il est à noter également que l'efficacité de collecte est plus élevée pour les grosses particules. Ce point est confirmé par les observations faites sur la figure IV.9.b qui montre l'évolution de l'efficacité de collecte en fonction du diamètre des particules. En effet, les particules de grosse taille sont capables d'accueillir plus de charges sur leur surface, ainsi, le mécanisme de charge par champ est plus important dans le cas des grosses particules. Par conséquent, ces dernières acquièrent une plus grande vitesse de migration donc elles sont plus facilement collectées.

IV.2.2. Effet de la fréquence

IV.2.2.1. Efficacité globale

La figure IV.10 présente l'évolution de l'efficacité de collecte globale et de la pénétration en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la tension appliquée. Il en ressort que l'effet de la fréquence sur les performances de l'électrofiltre de référence dépend de la gamme des fréquences utilisées.

En effet, une efficacité de collecte très élevée a été obtenue pour des fréquences entre 60 Hz et 600 Hz. Cependant, l'efficacité diminue pour les faibles et les fortes fréquences. La même allure a été obtenue dans plusieurs travaux de recherche avec un électrofiltre à DBD de type plan-plan [21], fil-cylindre [21], ou encore fil-tube carré [19].

Ces études montrent que la gamme de fréquences où l'efficacité de collecte est supérieure à 90 % est plus étendue dans le cas des configurations fil-cylindre et fil-tube carré

car le régime de décharge dans ces deux configuration est totalement différent. Il faut noter aussi que plus on augmente la tension, plus cette gamme devient plus étendu.

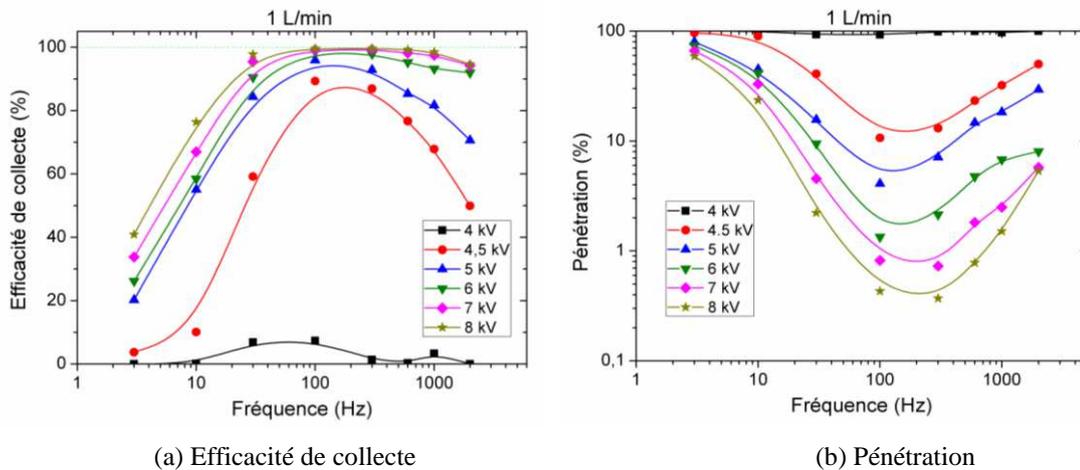


Figure IV.10. Courbes de l'efficacité de collecte globale et de la pénétration en fonction de la fréquence. Conditions expérimentales : débit = 1 L/min

Aux basses fréquences (< 60 Hz), l'efficacité de collecte est faible en raison du fonctionnement intermittent de la décharge. En effet, entre deux demi-périodes successives, la décharge s'interrompt pendant un laps de temps très court mais, de l'ordre du temps de résidence des particules dans l'électrofiltre. Avec un débit de 1 L/min, l'écoulement circule à l'intérieur de l'électrofiltre avec une vitesse de 1.67 m/s, ce qui fait que la particule reste dans l'électrofiltre pendant 30 ms. Par conséquent, pendant le transit rapide dans la zone active, une partie des particules n'est pas du tout ou pas assez chargée. Elles peuvent alors sortir de l'électrofiltre avant d'y être piégées sous l'effet du champ électrique ce qui diminue l'efficacité de collecte globale.

Les phénomènes à l'origine de la chute de l'efficacité de collecte à des fréquences plus élevées (> 600 Hz) sont de toute autre nature. Normalement, la charge des particules est plus élevée dans les hautes fréquences à cause de la nature de charge filamentaire. Nous avons vu dans le chapitre précédent à travers les courbes de courant que l'augmentation de la fréquence augmente le nombre et la densité des micro-décharges dans l'espace inter électrodes, ce qui augmente la densité moyenne de la charge d'espace, et par conséquent, la charge des particules. Pour cette raison, nous pensons que la diminution de l'efficacité de collecte est liée au mouvement oscillatoire des particules plutôt qu'à la charge des particules. En effet, en raison de l'élévation de la fréquence, l'amplitude maximale que peut atteindre le mouvement oscillatoire d'une particule d'une alternance à l'autre diminue.

Dans la configuration Plan-Plan, la décharge est filamentaire. En raison de la grande mobilité des électrons, une importante charge d'espace d'ions positifs se forme dans l'espace gazeux, conférant une charge nette positive aux particules [105]. Le signe de la tension appliquée aux bornes du gaz change à chaque alternance du signal de tension mais le signe de la charge des particules demeure inchangé. Pendant la demi-alternance positive, le champ se dirige de la plaque reliée à la haute tension vers la plaque reliée à la masse tandis qu'au cours de la demi-alternance négative le champ se dirige de la plaque reliée à la masse vers l'autre. Il en résulte un mouvement de va-et-vient de haut en bas qui conduit aux oscillations. Lorsque

la fréquence est élevée, l'amplitude du déplacement de la particule, est moins importante. Elle peut alors se retrouver loin des plaques, ce qui facilite son extraction de l'électrofiltre sans être collectée (Figure IV.11). C'est à notre avis ce phénomène d'oscillation couplé avec l'effet du débit, qui est à l'origine des résultats de rendement obtenus sur la figure IV.10. Nous allons discuter ce point profondément dans le prochain chapitre après la modélisation de la charge et du mouvement des particules. Enfin, en analysant les courbes de la pénétration sur la figure IV.10.b dans la gamme de fréquences allant de 30 à 600 Hz, nous pouvons noter que le rendement de l'électrofiltre est très élevé.

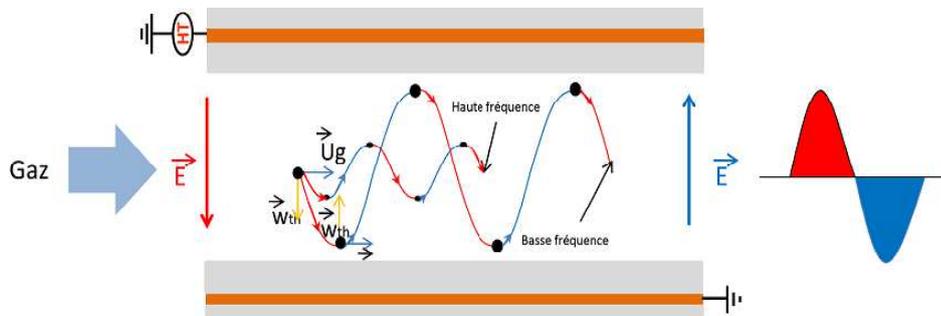


Figure IV.11. Schématisation du mouvement oscillatoire des particules au sein de l'électrofiltre Plan-Plan [83]

IV.2.2.2. Efficacité fractionnaire (par classe)

La figure IV.12 représente la variation de l'efficacité de collecte fractionnaire en fonction de la fréquence pour différentes tailles des particules (Figure IV.12.a) ainsi que la variation de l'efficacité en fonction du diamètre des particules pour différentes fréquence (Figure IV.12.b). La même dynamique de la courbe de l'efficacité est remarquée quelle que soit la taille des particules. Elle diminue pour les faibles et les hautes fréquences. Il faut noter aussi que l'efficacité de collecte des particules ayant un diamètre de $0,305 \mu\text{m}$ est égale à l'efficacité globale à cause de la concentration élevée des particules de cette taille. Comme nous l'avons déjà vu, les grosses particules sont les plus faciles à collecter à cause de la capacité de ces particules de recevoir plus de charges sur leur surface en plus d'un mécanisme de charge par champ assez efficace.

Il ressort de l'ensemble de ces résultats que l'efficacité globale est tout à fait représentative de l'efficacité par classe. Pour cette raison et bien d'autres (performances globales des électrofiltres plus adaptées aux études paramétriques), nous choisissons pour la suite d'exprimer les performances des électrofiltres en efficacité globale.

IV.2.3. Le coût énergétique

Afin d'estimer le coût énergétique des deux électrofiltres, nous avons relevé leurs courbes d'efficacité en fonction de la puissance moyenne consommée à fréquence fixe puis à tension fixe. Les courbes de la figure IV.13.a obtenues pour différentes valeurs de fréquences montrent que l'efficacité de collecte croît graduellement avec l'augmentation de la puissance moyenne consommée dans l'électrofiltre. L'électrofiltre présente plusieurs points de fonctionnement avec un bon rapport performance/coût énergétique pour les fréquences 30 et 100 Hz. A tension fixe (Figure IV.13.b), nous retrouvons la même tendance de l'efficacité obtenue en fonction de la fréquence. La consommation de la puissance augmente avec la

fréquence. Ainsi, la gamme de puissance où l'efficacité de collecte est élevée devient plus étendue lorsqu'on augmente la tension.

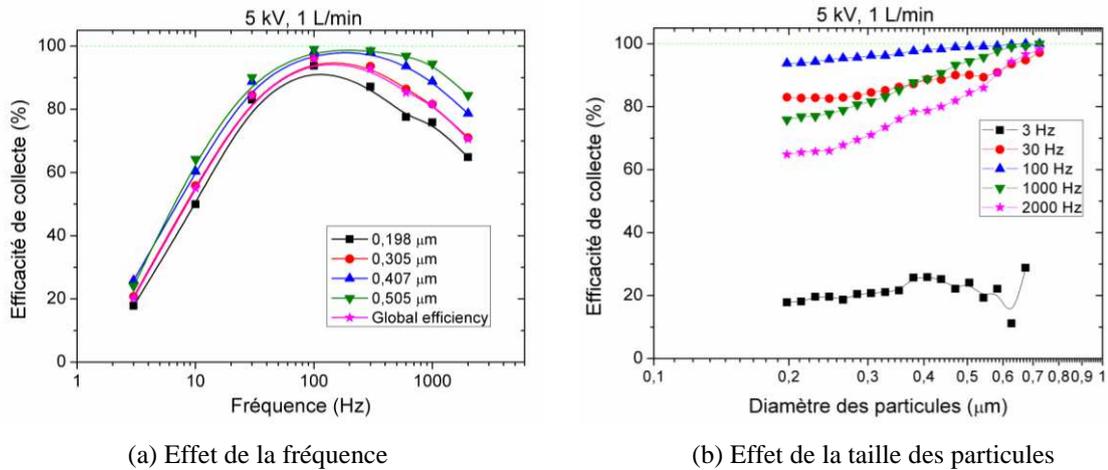


Figure IV.12. Courbes d'efficacité de collecte fractionnaire en fonction de la fréquence. Conditions expérimentales : Tension = 5 kV, débit = 1 L/min

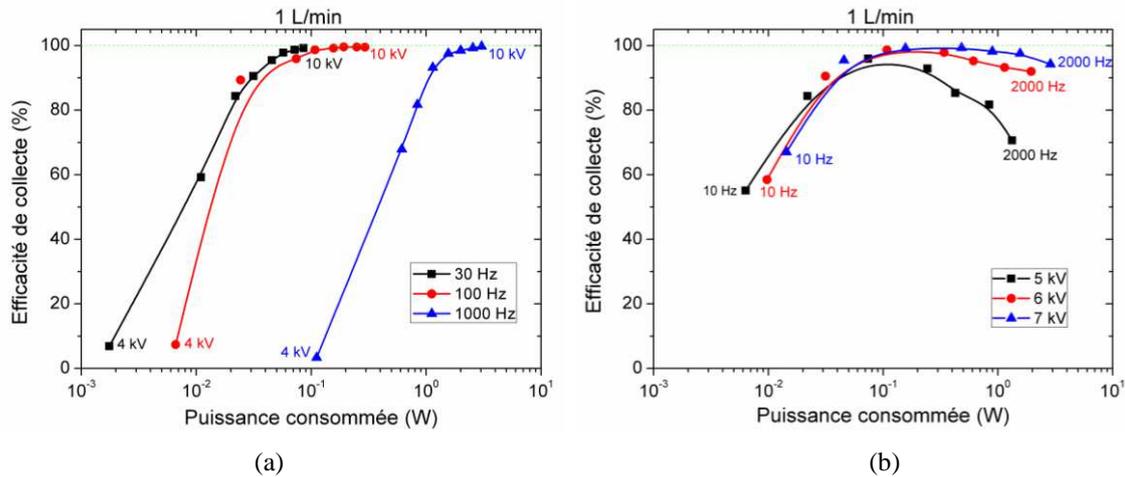


Figure IV.13. Courbes de l'efficacité de collecte globale en fonction de la puissance moyenne consommée avec (a) fréquence constante et tension variable et (b) tension constante et fréquence variable

IV.2.4. Effet du débit

L'effet du débit sur l'efficacité de collecte et la pénétration des particules est représenté par la figure IV.14. Dans les figures IV.14.a et IV.14.b, avec une fréquence fixée à 1000 Hz, nous avons étudié l'évolution de l'efficacité de collecte et la pénétration en fonction de la tension pour trois valeurs différentes du débit. Les valeurs du débit sont : 1 L/min, 3 L/min et 5 L/min, ces valeurs sont équivalentes aux différents temps de transit des particules qui sont : 0,03 s ; 0,09 s et 0,15 s respectivement. Comme on pouvait s'y attendre, l'augmentation du débit (ou la diminution du temps de transit) se traduit par une diminution de l'efficacité de collecte et une augmentation de la pénétration. Ceci est expliqué par le fait que la distance caractéristique à laquelle une particule sera collectée s'allonge. Le même comportement est remarqué pour le cas des figures IV.14.c et IV.14.d où la variation en fonction de la fréquence est étudiée pour les différentes valeurs du débit avec une valeur de la tension fixe. Il faut noter

aussi que la dynamique de la courbe de l'efficacité en fonction de la fréquence est la même quel que soit le temps de transit et l'électrofiltre est toujours moins performant pour les hautes et les faibles fréquences.

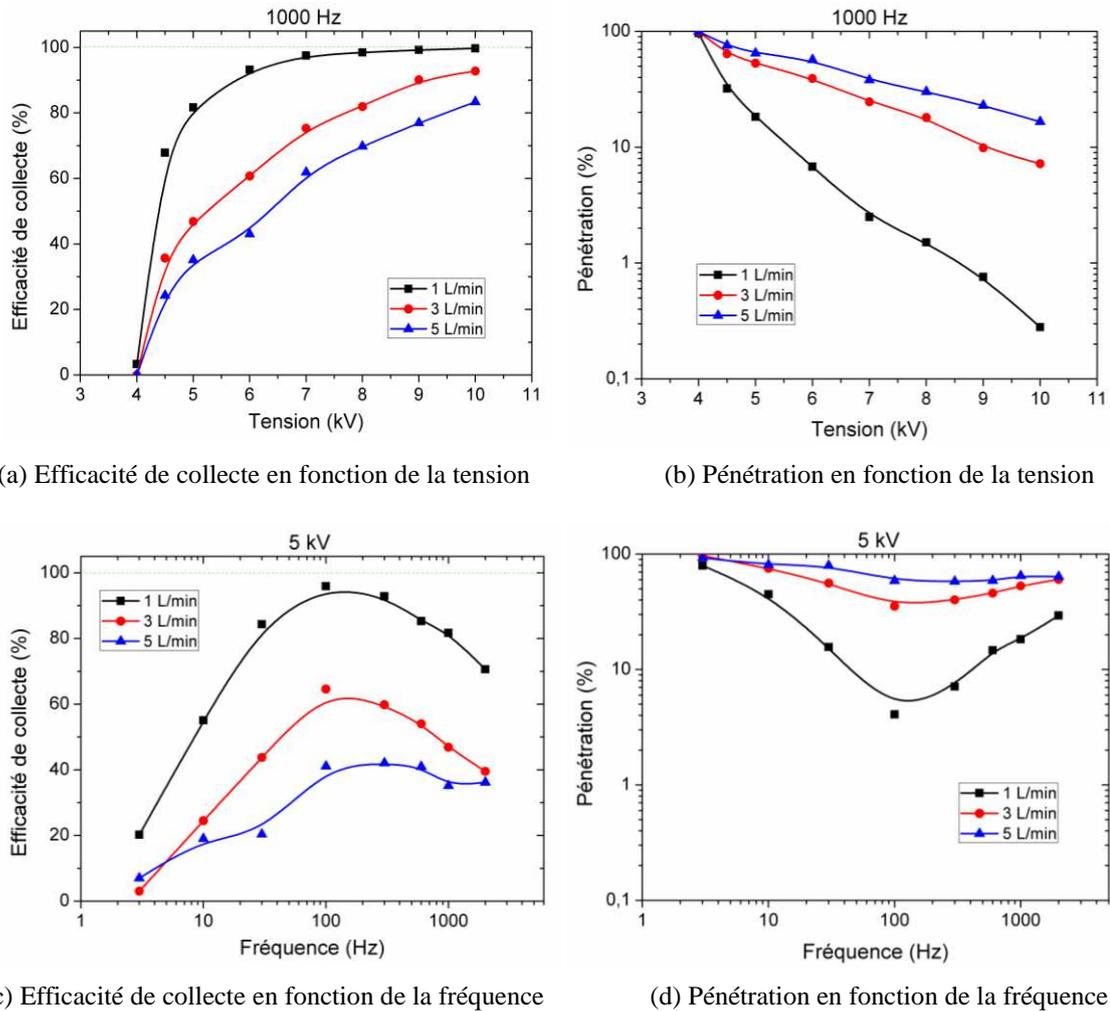


Figure IV.14. Effet du débit sur l'efficacité de collecte et la pénétration

IV.3. Analyse des performances de l'électrofiltre sous excitation pulsée nanoseconde

Dans cette section, nous allons analyser les performances des électrofiltres sous excitation de type pulsée nanoseconde en étudiant l'influence que peuvent avoir les paramètres électriques comme la tension, la fréquence et la largeur d'impulsion (rapport cyclique) sur l'efficacité de collecte. Les expériences ont été effectuées avec des tensions entre 6 et 10 kV et des fréquences entre 10 et 10000 Hz.

IV.3.1. Effet de la tension

IV.3.1.1. Efficacité globale

La figure IV.15 illustre les courbes d'évolution de l'efficacité de collecte globale des particules (Figure IV.15.a) et de la pénétration (Figure IV.15.b) en fonction de la tension appliquée. Ces mesures ont été effectuées avec une fréquence de 1000 Hz, et une largeur

d'impulsion de 300 ns. Cette figure montre que l'efficacité de collecte croît avec la tension, de l'autre côté la pénétration des particules à travers l'électrofiltre diminue. L'efficacité croît rapidement entre 6 et 6,5 kV, lorsque la décharge s'amorce, passant de 4 % à 33 %. Nous avons vu dans le chapitre précédent que l'amplitude du courant et l'énergie transférée dans la décharge augmente avec la tension à cause d'une forte injection de charges dans l'espace. L'intensification de la décharge filamentaire, par l'élévation de la tension impulsionnelle positive de type nanoseconde, est favorable à la précipitation électrostatique des particules submicroniques parce que l'injection d'une grande quantité de charges améliore les mécanismes de charge des particules ce qui facilite leurs collection.

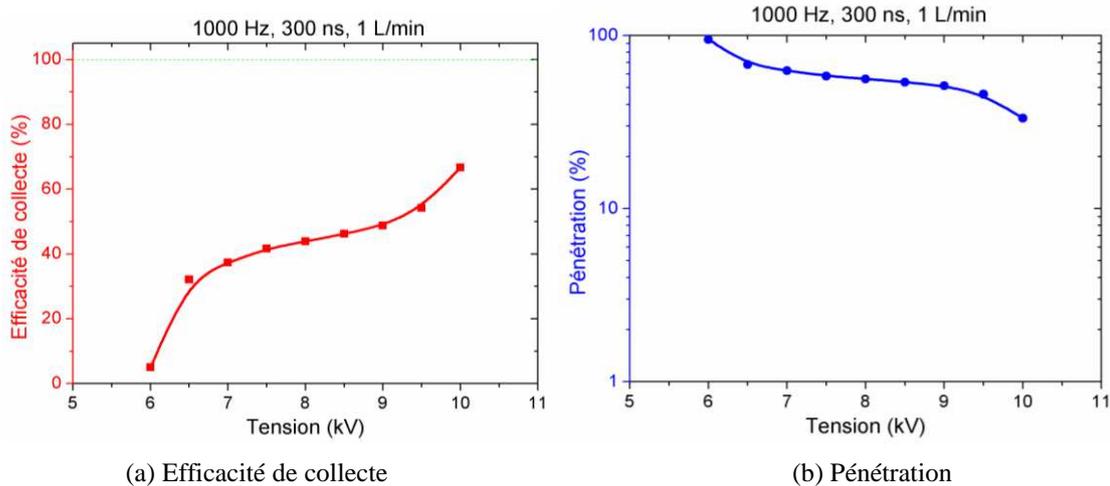


Figure IV.15. Courbes de l'efficacité de collecte globale et de la pénétration en fonction de la tension. Conditions expérimentales : Fréquence= 1000 Hz, largeur d'impulsion= 300 ns, débit= 1 L/min

IV.3.1.2. Efficacité fractionnaire (par classe)

L'évolution de l'efficacité de collecte fractionnaire en fonction de la tension appliquée et de la taille des particules est présentée sur la figure IV.16.

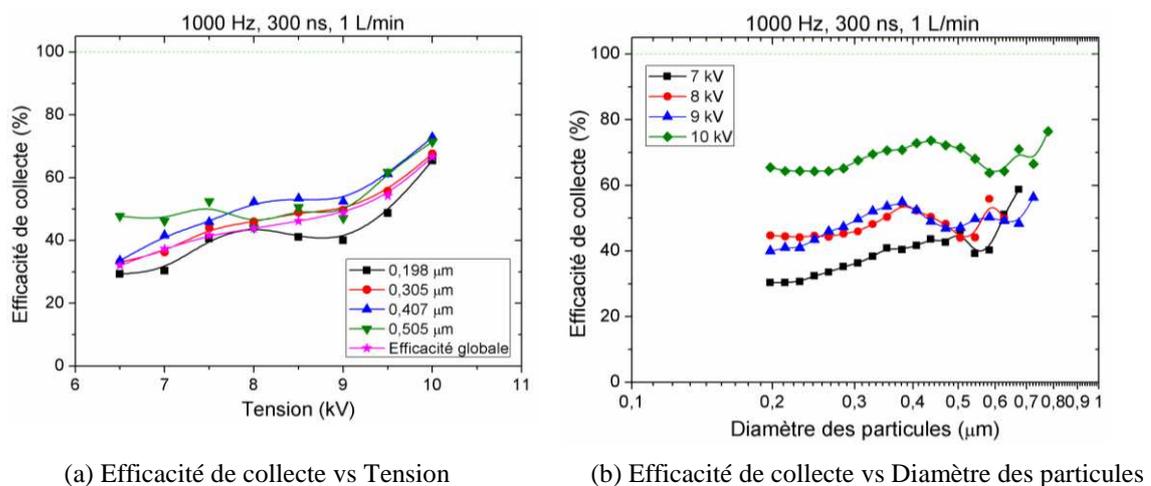


Figure IV.16. Courbes d'efficacité de collecte fractionnaire en fonction de la tension. Conditions expérimentales : Fréquence = 1000 Hz, largeur d'impulsion = 300 ns, débit = 1 L/min

Les conditions expérimentales sont : fréquence = 1000 Hz et largeur d'impulsion = 300 ns. Comme nous l'avons vu avec l'efficacité globale, il y a une augmentation de l'efficacité fractionnaire peu importe la taille des particules. Comme le cas avec la DBD sous excitation alternative, une meilleure efficacité de collecte a été obtenue avec les grosses particules.

IV.3.2. Effet de la fréquence

IV.3.2.1. Efficacité globale

L'évolution de l'efficacité de collecte en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de tension appliquée est illustrée sur la figure IV.17. L'efficacité de collecte augmente graduellement avec la fréquence, quelle que soit la tension appliquée, de l'autre côté la pénétration diminue. Contrairement à l'électrofiltre à DBD sous excitation alternative sinusoïdale, la courbe d'efficacité de collecte ne passe pas par un optimum avec la variation de la fréquence.

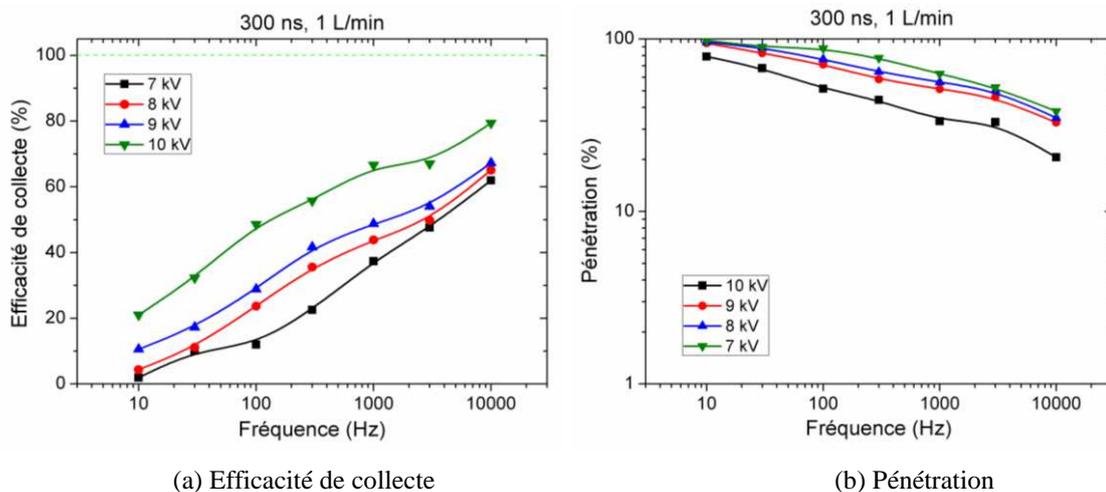


Figure IV.17. Courbes de l'efficacité de collecte globale et de la pénétration en fonction de la fréquence. Conditions expérimentales : Largeur d'impulsion = 300 ns, débit = 1 L/min

Au regard de la performance de l'électrofiltre à faible fréquence, la diminution de l'efficacité de collecte est tout à fait logique car la durée de l'impulsion est très courte et l'injection des charges se fait dans les deux périodes de montée et de descente de la tension pulsée. Donc, il est très difficile que toutes les particules soient chargées et collectées pendant leur présence dans la zone de décharge. La baisse de performance à haute fréquence, imputée à un effet d'oscillation des particules, n'est pas observée dans le cas d'excitation pulsée nanoseconde. Cela peut s'expliquer par le fait que la tension pulsée n'est ni bipolaire ni symétrique. Comme nous avons déjà vu dans le chapitre précédent, le régime de décharge est filamentaire ; lorsque nous augmentons la fréquence, nous augmentons aussi le nombre des périodes dans un temps donné, ceci peut améliorer le processus de charge des particules en injectant une quantité de charge plus élevée. Par conséquent, l'efficacité de collecte devient plus importante.

IV.3.2.2. Efficacité par classe

La figure IV.18 représente la variation de l'efficacité de collecte fractionnaire en fonction de la fonction pour différentes tailles des particules (Figure IV.18.a) ainsi que la variation de l'efficacité en fonction du diamètre de celles-ci pour différentes fréquences (Figure IV.18.b). L'efficacité de collecte augmente avec la fréquence pour la plupart des tailles des particules. Comme nous l'avons déjà mentionnée, les grosses particules sont les plus faciles à collecter à cause de leur capacité de recevoir plus de charges sur leur surface, ce qui améliore les mécanismes de charge et de collecte.

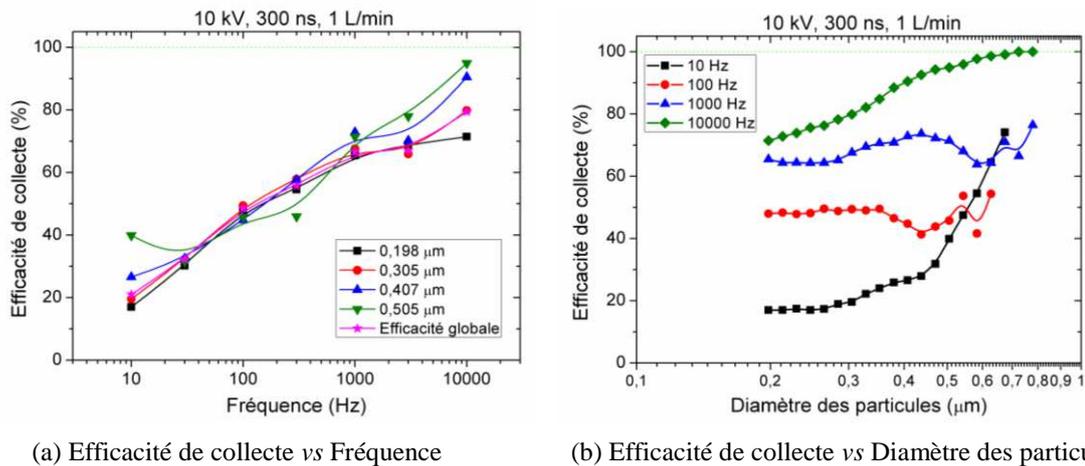


Figure IV.18. Courbes d'efficacité de collecte fractionnaire en fonction de la fréquence. Conditions expérimentales : Tension = 10 kV, largeur d'impulsion = 300 ns, débit = 1 L/min

IV.3.3. Effet de la largeur d'impulsion

La figure IV.19 illustre les courbes d'évolution de l'efficacité de collecte des particules en fonction de la largeur d'impulsion et du rapport cyclique pour différentes valeurs de fréquence. Pour les trois valeurs de fréquences fixées, nous constatons que l'efficacité de collecte est faible pour des largeurs d'impulsions ou des rapports cycliques élevés. Prenons l'exemple de 1000 Hz, nous remarquons qu'il y a une légère augmentation de l'efficacité de collecte avec la largeur d'impulsion jusqu'à 1000 ns. Par contre, l'efficacité de collecte chute lorsqu'on augmente la largeur d'impulsion pour les valeurs > 1000 ns. Le même comportement a été observé pour 100 et 10000 Hz, mais la valeur de largeur d'impulsion ou l'électrofiltre atteint son meilleur rendement est plus élevée (à environ 10000 ns). Ces résultats révèlent que l'augmentation du rapport cyclique n'améliore pas forcément l'efficacité de collecte de l'électrofiltre. En fait, il n'y a pas de décharge pendant le plateau de tension, la décharge est aperçue seulement pendant la montée et la descente de la tension appliquée. Lorsque la largeur d'impulsion devient plus longue, les pertes de charges augmentent et la seconde décharge qui apparaît pendant la descente de la tension devient plus faible. Cela affecte le processus de charge des particules et réduit l'efficacité de la collecte.

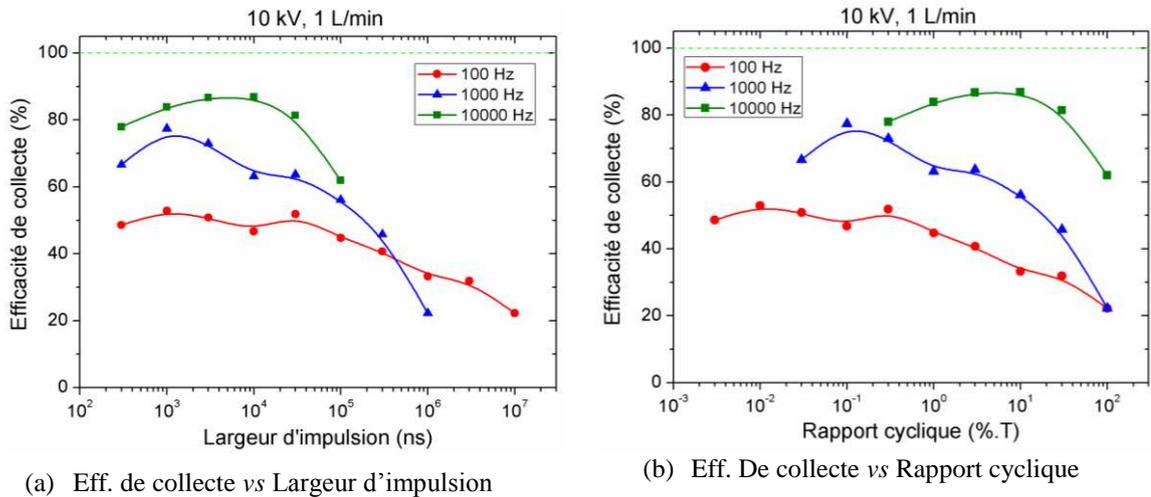


Figure IV.19. Evolution de l'efficacité de collecte en fonction de la largeur d'impulsion et le rapport cyclique. Conditions expérimentales : Tension = 10 kV, débit = 1 L/min

IV.3.4. Le coût énergétique

La figure IV.20 représente la variation de l'efficacité de collecte en fonction de la puissance moyenne consommée en faisant varier la tension dans le premier cas avec une fréquence fixe (1000 Hz), puis la fréquence dans le deuxième cas avec une tension fixe (10 kV). Dans les deux cas, l'efficacité de collecte augmente avec la puissance mais son augmentation est plus rapide avec celle de la tension appliquée. Ce point nous donne une information importante, si on veut améliorer la performance de l'électrofiltre sous excitation impulsionnelle, il est préférable d'augmenter l'amplitude de la tension appliquée plutôt qu'augmenter la fréquence afin de consommer moins d'énergie.

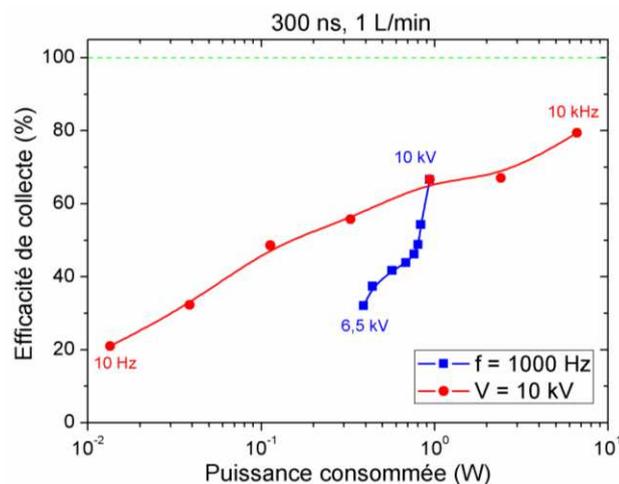


Figure IV.20. Evolution de l'efficacité de collecte en fonction de la puissance moyenne consommée. Conditions expérimentales : Largeur d'impulsion = 300 ns, débit = 1 L/min

IV.4. Etude comparative de l'efficacité de l'électrofiltre sous excitations alternative et pulsée nanoseconde

Cette partie est consacrée à l'analyse de l'influence du mode d'excitation HT sur les performances de l'électrofiltre. Pour ce faire, nous avons comparé les résultats de l'efficacité de collecte sous excitation HT pulsée et AC (alternative sinusoïdale et carrée) dans les mêmes conditions expérimentales. L'objectif est de savoir qui est le signal de tension le plus approprié en terme du rapport efficacité-coût énergétique pour collecter les particules.

La figure IV.21.a présente l'évolution de l'efficacité de collecte en fonction de la puissance moyenne consommée pour des excitations pulsées, alternative sinusoïdale et alternative carrée. Dans cette partie, nous avons fait varier la tension crête à crête appliquée en maintenant la valeur de la fréquence fixée à 1000 Hz. Ces résultats révèlent que l'efficacité de collecte augmente clairement avec la puissance, c'est ce qu'on a vu précédemment. Nous constatons aussi que les tensions alternatives offrent des performances meilleures que la tension pulsée. Ceci peut être expliqué par le fait qu'en tension pulsée, la durée de l'impulsion est très courte par rapport à la période du signal. En tension alternative, le champ électrique est appliqué pendant toute la période. Dans le cas des tensions AC, le signal carré donne une meilleure efficacité mais avec un coup énergétique un peu plus élevé.

La figure IV.21.b représente la variation de l'efficacité de collecte en fonction de la puissance moyenne consommée aussi mais cette fois nous avons varié la fréquence en gardant la tension fixée à 10 kVcc. Il est clair que l'électrofiltre est moins performant avec la tension pulsée. Avec les tensions alternatives, on peut distinguer deux états : pour des fréquences < 100 Hz, l'efficacité de collecte est plus élevée sous tension alternative sinusoïdale et la consommation de puissance est plus faible. Par contre, pour des fréquences > 100 Hz, il est préférable d'utiliser une tension alternative carrée parce que l'efficacité de collecte ne chute pas pour les hautes fréquences comme le cas avec l'excitation sinusoïdale.

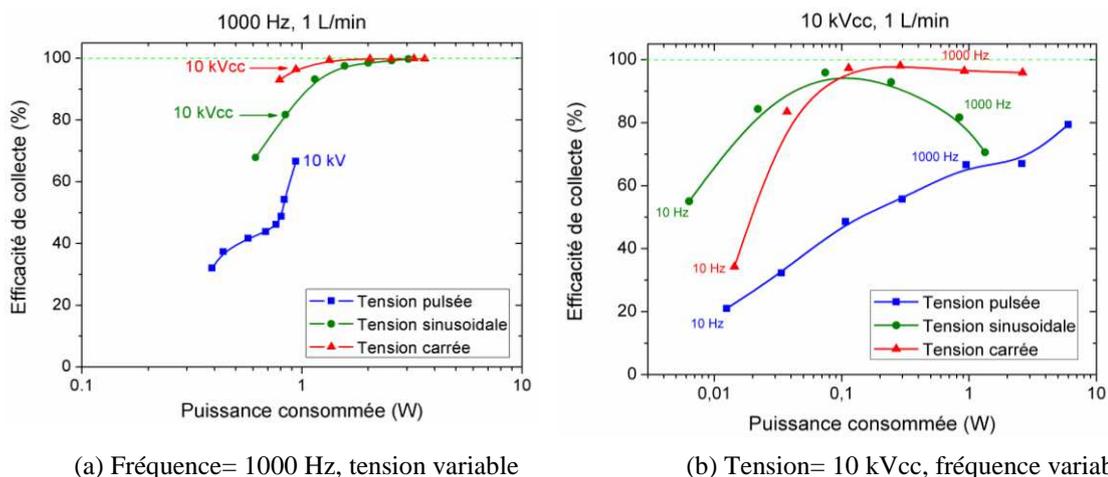


Figure IV.21. Evolution de l'efficacité de collecte en fonction de la puissance moyenne consommée pour les trois types d'excitation avec (a) fréquence constante et tension variable et (b) tension constante et fréquence variable

Les résultats de la comparaison du mode d'excitation HT indiquent que les processus de charge et de dérive des particules submicroniques dans un électrofiltre de type DBD sont dépendants du mode d'excitation de la décharge. Les particules sont chargées par les ions produits dans le gap par la décharge filamentaire et sont entraînées par la force de Coulomb due au champ électrique présent dans l'espace inter-électrodes. Ainsi, comme dans le cas des électrofiltres DBD en configuration plan-plan favorable aux décharges filamenteuses [85], il y a deux scénarios envisageables pour la précipitation électrostatique des particules submicroniques. Les particules sont chargées par les ions positifs qui restent dans l'espace inter-électrodes après la propagation des filaments, puis elles dérivent lentement vers l'électrode de collecte durant le plateau de tension. Sinon, les particules sont collectées au cours de la propagation du filament, probablement en raison de la contribution des électrons dans le processus de charge [85].

Pour les tensions AC carrée et pulsée nanoseconde, la décharge se développe au cours de la transition de la tension appliquée, ce qui produit les ions nécessaires pour les processus de charge des particules. Dans ce cas-là, le temps de montée et de descente de la tension est un paramètre très important car il est lié à la durée d'activation de la décharge. Ce temps est plus élevé dans le cas de la tension AC carrée ce qui signifie que la durée de l'activité de décharge est plus longue. Par conséquent, l'efficacité de collecte est plus élevée dans le cas de la tension AC carrée. En conclusion, on peut dire que les principaux paramètres qui contrôlent l'efficacité de collecte d'un électrofiltre DBD sont la durée d'activité de décharge et la valeur du champ électrique pendant cette période.

IV.5. Etude de l'électrofiltre à DBD en deux étages

IV.5.1. Description de l'électrofiltre de référence

La précipitation électrostatique des particules par DBD s'opère à travers trois processus : charge, dérive puis collecte des particules. Ainsi, pour stimuler ces processus séparément, nous avons réalisé un électrofiltre avec deux étages (Figure IV.22). Le premier étage (appelé étage de charge) sert à charger les particules dès qu'elles pénètrent dans l'électrofiltre en utilisant une décharge à barrière diélectrique sous excitation alternative (AC DBD). Il est formé de deux électrodes de cuivre en parallèle couvertes par une barrière diélectrique comme le cas de l'électrofiltre qu'on a utilisé dans les études précédentes. La longueur de ces électrodes (la zone de charge) est de 5 mm ce qui fait que les particules restent dans la zone de charge pendant 3 ms avec un débit de 1 L/min. Pour produire la DBD, une des deux électrodes est alimentée avec une haute tension alternative et l'autre est mise à la terre.

Le deuxième étage (appelé étage de collecte) permet de collecter les particules qui sont déjà chargées dans le premier étage. Les électrodes de cet étage sont de 45 mm de longueur, donc les particules restent dans la zone de collecte pendant 27 ms. La distance entre les deux étages est fixée à 10 mm, cette distance a été choisie pour éviter la formation des arcs et des décharges de surface entre les électrodes des deux étages. Dans cet étage nous avons appliqué un champ électrique constant de $5,83 \times 10^5$ V/m en alimentant l'une des deux électrodes avec une tension continue de 1 kV. Les particules chargées qui rentrent dans cette zone se dirigent

vers les électrodes de l'étage DC sous l'effet de la force électrique appliquée par le champ électrique sur les particules.

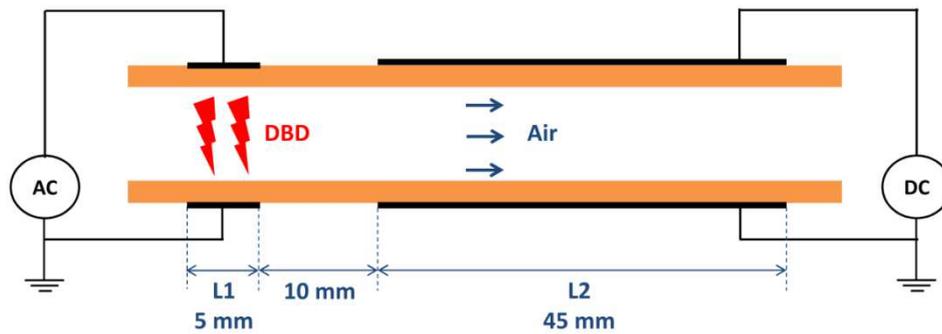


Figure IV.22. Schéma illustratif de l'électrofiltre à DBD en deux étages utilisé

IV.5.2. Caractérisation électrique de l'étage de charge

Les formes d'ondes de la tension appliquée et le courant pour la partie « chargeur » de l'électrofiltre sont représentées sur la figure IV.23.a. La décharge opère en régime filamentaire avec des impulsions de courant de quelques dizaines de milliampères. Afin de souligner l'effet de la taille des électrodes sur le comportement électrique de la DBD, nous avons comparé les caractéristiques électriques de l'étage de charge (électrodes 5 mm) avec celles de l'électrofiltre avec les électrodes de 50 mm. Les résultats des signaux de courant sont illustrés sur la figure IV.23.b avec une tension de 8 kV et une fréquence de 100 Hz.

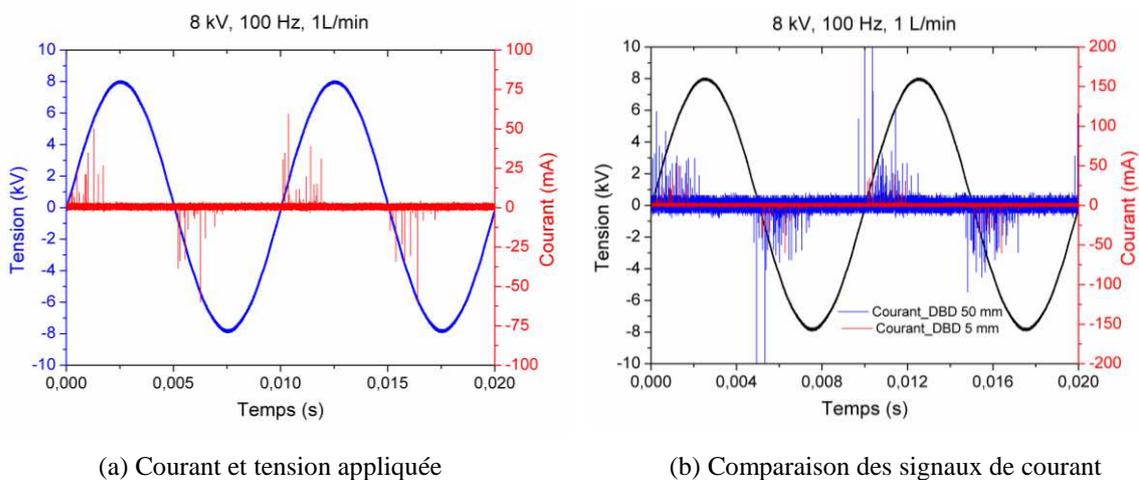


Figure IV.23. Formes d'ondes du courant et de la tension appliquée dans la partie « chargeur » de l'électrofiltre à deux étages. Conditions expérimentales : Tension = 8 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 1 L/min

Il est clair que la densité et l'amplitude des impulsions de courant sont plus faibles dans le cas des électrodes de 5 mm. Plus la taille des électrodes est petite, plus la zone de décharge est restreinte, par conséquent, le nombre des filaments dans l'espace inter-électrodes est plus petit. Nous remarquons ce comportement aussi à travers la courbe de la charge transférée et les cycles Q-V représentées sur la figure IV.24.b. La surface du cycle dans le cas des électrodes de 5 mm qui représente l'énergie moyenne transférée par cycle est beaucoup moins faible que celle obtenue avec les électrodes de 50 mm. Une remarque aussi importante à noter,

la pente de la courbe Q-V lorsque la décharge est éteinte, qui représente la capacité totale du système, devient beaucoup moins importante lorsque on diminue la surface des électrodes.

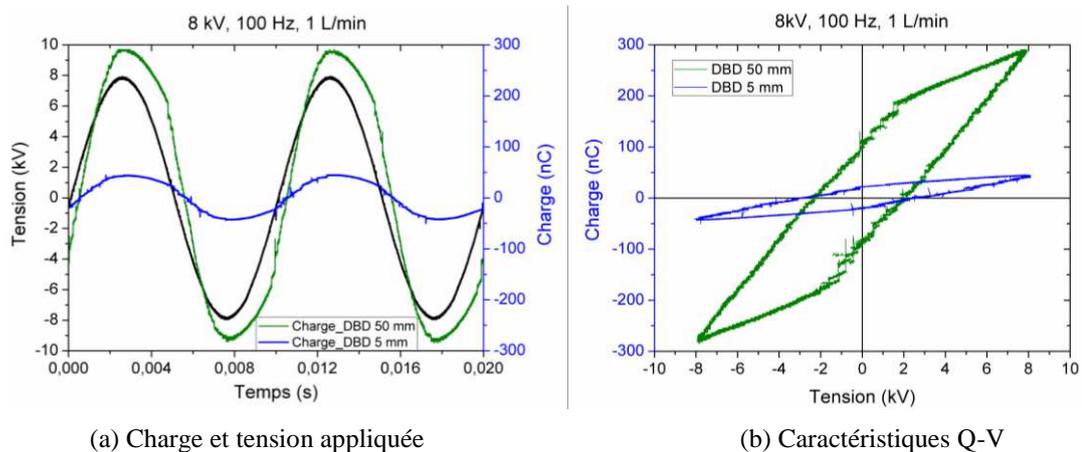


Figure IV.24. Evolution temporelle de la charge et caractéristique Q-V de la partie « chargeur » de l'électrofiltre à deux étages. Conditions expérimentales : Tension = 8 kV, fréquence = 100 Hz, débit = 1 L/min

IV.5.3. Analyse de l'efficacité de collecte

Dans cette partie, nous nous intéressons à l'étude de l'efficacité de collecte de l'électrofiltre à deux étages. Dans un premier temps, nous avons mesuré l'efficacité de collecte de l'étage de charge seulement, en mettant la tension dans l'étage de collecte à 0 kV. Les résultats sont représentés sur la figure IV.25.a. Comme attendu, l'efficacité de collecte augmente avec la tension alternative. Toutefois, la dynamique en fonction de la fréquence est un peu différente. Nous avons vu avec l'électrofiltre de 50 mm que l'efficacité de collecte diminue pour les faibles et les hautes fréquences et atteint sa valeur maximale pour des fréquences entre 60 et 600 Hz. Pour l'électrofiltre de 5 mm, cette tendance est remarquée pour les tensions de 5 et 6 kV avec un décalage de gamme de fréquence optimale. L'efficacité atteint sa valeur maximale pour une fréquence de 3000 Hz. Lorsqu'on augmente la tension (pour 7 et 8 kV), l'efficacité de collecte ne chute pas à hautes fréquences. Nous pensons que l'augmentation de la tension augmente l'amplitude de mouvement oscillatoire des particules ce qui augmente la possibilité de leur collecte. L'influence des différents paramètres sur le mouvement des particules sera discutée en détail dans le prochain chapitre. L'étage de charge de l'électrofiltre seul peut atteindre 70% d'efficacité de collecte.

Dans la deuxième partie de cette étude nous avons alimenté le deuxième étage de l'électrofiltre (étage de collecte) par une tension continue de 1 kV afin de créer un champ électrique dans l'espace inter-électrodes pour piéger les particules chargées. Les courbes de l'efficacité de collecte totale en fonction de la fréquence et la tension de premier étage sont représentées sur la figure IV.25.b. Contrairement au premier cas, plus on augmente la fréquence plus l'électrofiltre devient plus performant. Vu que la valeur du champ électrique dans le deuxième étage ($5,83 \times 10^5$ V/m) est constante et inférieure à la valeur critique d'apparition des décharges, la charge des particules se fait seulement dans le premier étage. Par conséquent, nous pouvons conclure que la charge des particules dans le premier étage

augmente avec l'augmentation de la fréquence. L'efficacité de collecte totale de l'électrofiltre peut atteindre 98%.

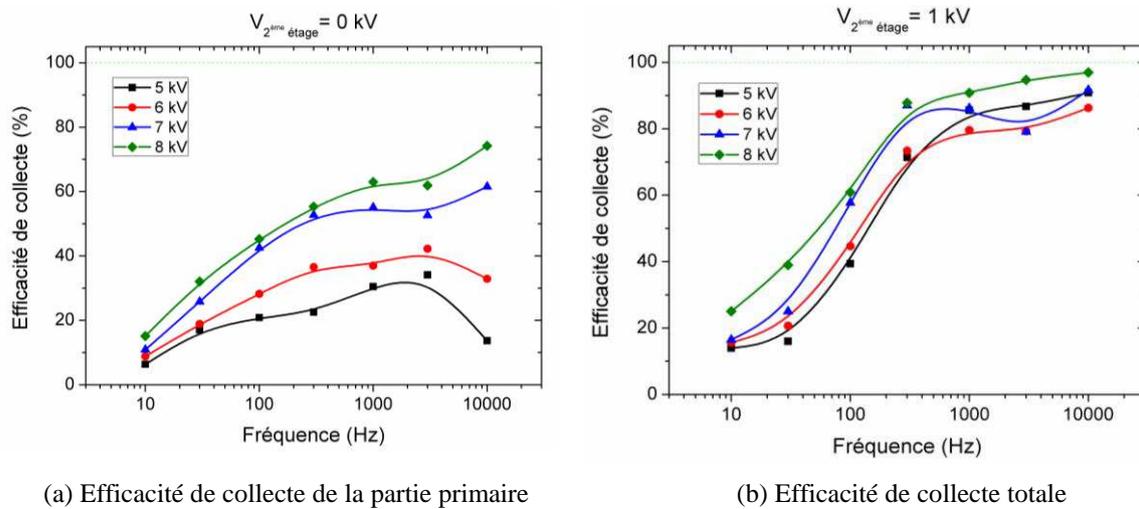


Figure IV.25. Evolution de l'efficacité de collecte de l'électrofiltre à deux étages en fonction de la fréquence et la tension appliquée

IV.6. Conclusion du chapitre IV

Dans le cadre de ce chapitre, nous avons étudié la précipitation ou la filtration électrostatique des particules submicroniques en utilisant un électrofiltre DBD plan-plan. La performance de l'électrofiltre a été évaluée en fonction de différentes conditions expérimentales. Nous avons étudié notamment l'influence des paramètres électriques (tension, fréquence, largeur d'impulsion...) et le débit de l'écoulement sur l'efficacité de collecte sous différents types d'excitation (alternative et pulsée). Les particules étudiées ont une gamme de tailles entre 0,18 et 0,7 μm . La concentration et la taille des particules ont été mesurées par un granulomètre optique.

Les résultats obtenus montrent que l'efficacité de collecte augmente au fur et à mesure de l'élévation de la tension appliquée en raison de l'accroissement du champ électrique dont elle s'accompagne ce qui améliore le processus de charge et la force électrique qui dérive les particules. Sous excitation alternative, nous avons trouvé que le comportement de l'électrofiltre dépend de la gamme des fréquences appliquées. En effet, aux fréquences basses, l'efficacité de collecte est faible en raison de l'intermittence de la décharge. Aux fréquences moyennes, elle se stabilise puis diminue aux fréquences élevées à cause des phénomènes d'oscillation des particules. La gamme de fréquences où l'efficacité est à sa valeur maximale augmente avec l'élévation de la tension. Sous excitation pulsée, plus la fréquence augmente, plus la performance de l'électrofiltre augmente. La baisse de l'efficacité à hautes fréquences à cause des oscillations des particules n'est pas observée dans le cas d'excitation pulsée nanoseconde, ce qui signifie que le processus de collecte des particules est différent.

L'analyse de l'efficacité de collecte fractionnaire révèle que la collecte s'effectue pour toutes les tailles de particules, et que les grosses particules sont les mieux collectées. Ceci est expliqué par le fait que les grosses particules sont aptes à accueillir plus de charges sur leur surface, ainsi, le mécanisme de charge par champ est plus performant. Les performances de l'électrofiltre sous excitation alternative et pulsée ont été comparées en efficacité globale. Les

résultats ont montré que l'utilisation de la DBD sous tension alternative est plus appropriée en termes de rapport efficacité-coût énergétique. La meilleure efficacité de collecte est obtenue avec le signal carré, elle peut atteindre 99 %. L'efficacité de collecte dans le cas d'excitation pulsée nanoseconde est relativement faible parce que les durées d'activité de la décharge et d'application de la tension sont très courtes.

Dans la dernière partie du chapitre, nous avons étudié la filtration des particules à travers un électrofiltre avec une configuration à deux étages. Le premier étage est une DBD dédiée à la charge des particules, en revanche, le deuxième étage sert à la collecte des particules en appliquant un champ électrique constant. Cette configuration permet la réduction du coût énergétique par la restriction de la taille des électrodes de la DBD. Les résultats obtenus révèlent qu'avec un champ électrique fixe dans le deuxième étage, l'efficacité de collecte augmente lorsqu'on augmente la fréquence dans le premier étage. Ceci prouve que la charge des particules dans une décharge DBD filamentaire augmente avec la fréquence. C'est ce que nous allons démontrer dans le dernier chapitre.

Chapitre V

**Modèle de charge et de mouvement
des particules dans un électrofiltre
DBD plan-plan**

Chapitre V.

Modèle de charge et de mouvement des particules dans un électrofiltre DBD plan-plan

Après avoir étudié le comportement électrique de la DBD sous différentes conditions expérimentales et l'efficacité de collecte de l'électrofiltre à DBD plan-plan, dans ce dernier chapitre nous étudierons la charge et le mouvement des particules à l'intérieur de l'électrofiltre à travers un modèle théorique. Le but est de comprendre l'influence des paramètres électriques sur la trajectoire des particules, et l'influence de cette dernière sur leur collecte. Dans la première partie, nous présentons une synthèse des forces agissant sur les particules ainsi que les modèles de l'efficacité de collecte dans les électrofiltres conventionnelles. Ensuite, nous décrivons notre modèle pour le mouvement des particules pour l'électrofiltre à DBD plan-plan et l'effet des différents paramètres sur le mouvement des particules.

V.1. Forces agissant sur une particule

Dans un électrofiltre, les particules peuvent être soumises aux forces suivantes : la force de traînée (force moyenne + composantes stochastiques liées au mouvement brownien et à la turbulence), les forces centrifuges et gravitaires (négligées ici), les forces électrostatiques (forces image, force de Coulomb, force de dipôle) et les forces de Van der Waals à l'approche d'un substrat.

Dans la plupart des cas de résolution de la trajectoire des particules, seules les forces de Coulomb [128] [129] et la force de traînée sont prises en compte. En effet, les forces gravitaires peuvent être considérées comme négligeables pour les particules submicroniques, étant donné les échelles de temps observées dans les électrofiltres (au plus quelques secondes de temps de séjour). De plus, les forces à courte portée comme la force de Van der Waals, la force image et la force de dipôle (voir Annexe 3) sont très faibles et influent très peu sur la trajectoire des particules dans l'espace inter-électrodes, qui est infiniment plus grand que l'ordre de grandeur de la portée de ces forces [130].

Dans cette rubrique, nous n'évoquerons que les deux forces mises en jeu, à savoir, la force de Coulomb et la force de traînée.

V.1.1. Force de Coulomb

Une particule chargée est soumise à une force électrostatique dès qu'elle est relativement proche de surfaces chargées ou d'autres particules chargées. En présence d'un

champ électrique \vec{E} , les particules ayant acquis une charge électrique q_p subissent la force de Coulomb \vec{F}_e proportionnelle à la charge, dont l'expression est :

$$\vec{F}_e = q_p \vec{E} \quad (\text{V.1})$$

L'expression (V.1) est l'équation de base de la force électrostatique agissant sur les particules en suspension dans les filtres électrostatiques.

V.1.2. Force de traînée

La force de traînée est donnée par la relation suivante [77] :

$$\vec{F}_d = \frac{1}{2} C_f (Re_p) \cdot S_p \cdot \rho_g \cdot V_{rel} \cdot \vec{V}_{rel} \quad (\text{V.2})$$

Dans la relation (V.2), S_p représente la section droite de la particule (la section de particule interceptée par le fluide), ρ_g est la densité du gaz porteur, \vec{V}_{rel} est la vitesse relative de la particule par rapport au gaz et $C_f(Re_p)$ est le coefficient de traînée.

Le coefficient de traînée dépend du nombre de Reynolds de la particule Re_p , qui représente le rapport entre les forces d'inertie et les effets visqueux [94]:

$$Re_p = \frac{d_p \cdot |\vec{V}_{rel}|}{\nu_g} = \frac{d_p \cdot |\vec{U}_g - \vec{w}|}{\nu_g} \quad (\text{V.3})$$

où ν_g est la viscosité cinématique du gaz (à pression atmosphérique et température ambiante $\nu_g = 1,55 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$), d_p est le diamètre de la particule, \vec{U}_g est la vitesse de l'écoulement et \vec{w} la vitesse de de la particule. Si $Re_p \ll 1$, condition remplie dans le cas des électrofiltres [77] [5], lorsque les particules ont un diamètre inférieur à $20 \mu\text{m}$, le coefficient de traînée a l'expression suivante :

$$C_f = \frac{24}{Re_p} \quad (\text{V.4})$$

Dans cette situation, la force de frottement entre une particule sphérique et le gaz est donnée par la relation de Stokes [77] :

$$\vec{F}_d = 3\pi \cdot \eta_g \cdot d_p \cdot (\vec{U}_g - \vec{w}) \cdot \frac{1}{Cu(d_p, \lambda_g)} \quad (\text{V.5})$$

Dans cette équation, η_g est la viscosité dynamique du gaz. Si la dimension de la particule est comparable au libre parcours moyen λ_g des molécules du gaz, les particules vont se déplacer dans un milieu discontinu. Dans ce cas, l'équation (V.5) doit être corrigée par le facteur de Cunningham [6] :

$$Cu = 1 + 1,257 \frac{2\lambda_g}{d_p} + 0,4 \frac{2\lambda_g}{d_p} \exp\left(-1,1 \frac{d_p}{2\lambda_g}\right) \quad (\text{V.6})$$

Le libre parcours moyen des molécules du gaz λ_g est donné par la relation:

$$\lambda_g = 6,61 \times 10^{-8} \left(\frac{T}{293}\right) \left(\frac{101,3 \times 10^3}{P}\right) \quad (\text{V.7})$$

La figure V.1 montre la variation du facteur de Cunningham en fonction du diamètre des particules dans le cas de l'air à pression atmosphérique et température ambiante ($\lambda_g = 66,1 \text{ nm}$).

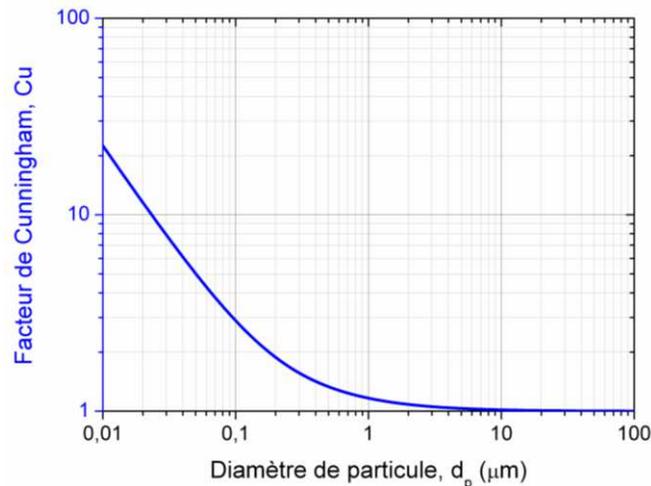


Figure V.1. Variations du facteur de correction de Cunningham en fonction du diamètre des particules ($\lambda_g = 66,1 \text{ nm}$)

Pour des particules allant de 0,18 à 0,7 μm de diamètre (le cas des particules étudiées dans ce travail), la valeur du facteur de Cunningham varie entre 1,989 et 1,238, respectivement.

V.2. Mécanismes de charge des particules

Les divers mécanismes de charge des particules et leur charge de saturation sont des phénomènes largement étudiés et de nombreux auteurs aboutissent à des solutions relativement réalistes pour des particules sphériques. Dans cette section, nous allons présenter les principaux mécanismes de charge des particules en accordant un intérêt particulier au mécanisme de charge par charge d'espace ionique.

La principale cause de mise en mouvement des particules dans les filtres électrostatiques est la force de Coulomb. Cette dernière varie linéairement en fonction de la charge de particule. Par conséquent, une augmentation de la charge des particules est nécessaire afin d'assurer leur migration vers les électrodes collectrices du précipitateur [131]. Cela peut être provoqué par une forte densité de charges d'espace produites par une décharge électrique dans l'espace inter-électrodes. Ce mécanisme de décharge sera décrit par la suite. Le processus de charge des particules dépend alors de plusieurs facteurs dont les plus importants sont la densité de charge ionique, l'intensité du champ électrique local, ainsi que la taille des particules [130] [131] [132]. De nombreuses études [77] [72] [133] ont montré que le procédé de charge peut être principalement attribué aux mécanismes suivants : la charge par champ, la charge par diffusion et la charge mixte.

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

V.2.1. Charge par champ

Comme son nom l'indique, dans ce mécanisme de charge les ions sont apportés à la surface de la particule grâce à la force électrostatique causée par un champ électrique

extérieur [131] [132]. Cette force est équilibrée par la force de répulsion créée par la charge répartie à la surface de la particule. En effet, une particule présente dans un gaz provoque une distorsion locale du champ électrique, les lignes de champ aboutissent à la surface de celle-ci. Cette distorsion du champ dépend de la nature de la particule : lorsque la particule est conductrice, la distorsion du champ est maximale [131] [132].

Pour une particule isolante (non conductrice), la distorsion du champ dépend de sa permittivité. Ainsi, l'intensité du champ électrique augmente à la surface de la particule. Dans ce cas, les ions présents dans le gaz et se déplaçant le long des lignes de champ, peuvent atteindre la surface de la particule [131] [132]. Chaque ion qui atteint la surface de la particule modifie la distribution locale du champ électrique. Cependant, tant que le champ électrique créé par la charge de la particule est inférieur au champ maximum qui existe à la surface de la particule lorsqu'elle n'est pas chargée, les ions continuent à atteindre la surface de celle-ci [131] [132]. Lorsque la charge acquise est suffisante, les lignes de champ contournent la particule ; on dit que la particule a acquis « la charge de saturation par champ » notée q_{ps} (Figure V.2).

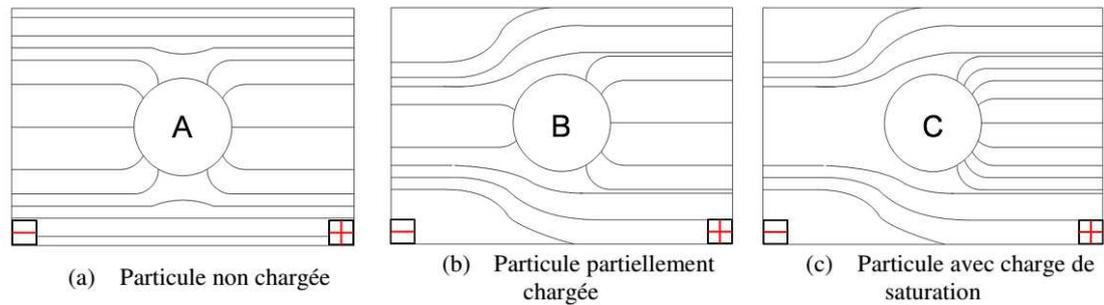


Figure V.2. Lignes de champ en direction de la surface d'une particule isolante soumise à un champ électrique uniforme [72]

Rohmann a développé une première théorie concernant la charge par champ en 1923 [134], complétée par Pauthenier en 1932 [135] [136]. Ces auteurs montrent que les ions arrivent à la surface d'une particule tant que la charge de celle-ci n'est pas suffisante pour les repousser. Pauthenier a montré qu'en raison du phénomène de répulsion électrostatique, seule une partie réduite de la surface des particules est atteinte par les ions.

Continuant dans le même sens, d'autres auteurs ont apporté leurs contributions [137] [138] [139]. La charge d'une particule sphérique est donnée par l'équation de la charge par champ de Pauthenier [135] :

$$q_p(t) = q_p^s \frac{t}{t+\tau} \quad (\text{V.8})$$

avec :

$$q_p^s = \pi \cdot \epsilon_0 \cdot \frac{3\epsilon_r}{\epsilon_r+2} \cdot d_p^2 \cdot E \quad (\text{V.9})$$

et,

$$\tau = 4 \cdot \frac{\epsilon_0}{\rho_i \mu_i} = 4 \cdot \frac{\epsilon_0}{e \cdot n_i \mu_i} = 4 \cdot \frac{\epsilon_0 \cdot E}{J} \quad (\text{V.10})$$

Où q_p^s est la charge de saturation (C), t le temps de charge (s), τ la constante de temps de charge par champ (s), ϵ_0 la permittivité du vide ($\approx 8,85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$), ϵ_r la permittivité

relative de la matière constituant la particule, d_p le diamètre de la particule (m), E le champ électrique (V/m), J la densité de courant (A/m^2), ρ_i la densité de charges (C/m^3), μ_i la mobilité ionique ($m^2/V.s$), e la charge électronique ($\approx 1,6 \times 10^{-19} C$) et n_i la concentration des ions dans l'espace (m^{-3}). Pour une particule conductrice $\varepsilon_r \rightarrow \infty$, l'équation (V.9) devient :

$$q_p^S = 3\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot d_p^2 \cdot E \quad (V.11)$$

Pour les grosses particules ($d_p \geq 1 \mu m$), c'est le mécanisme de charge par champ qui est dominant. Pour les petites particules ($d_p \leq 0,1 \mu m$), la diffusion thermique devient dominante et la charge par diffusion devient importante [136] [140] [141] [142].

V.2.2. Charge par diffusion

Dans un nuage d'ions et en absence de champ électrique, les particules sont chargées grâce au mouvement brownien entre les ions et les particules : ce mécanisme est appelé mécanisme de charge par diffusion et ne requière pas un champ électrique externe [132]. Ce mécanisme met en jeu la probabilité de collision entre les particules et les ions animés d'un mouvement aléatoire d'agitation thermique [131]. Dans ces conditions, tous les éléments de surface d'une particule ont la même probabilité de choc avec les ions et la particule peut accumuler une certaine charge électrique [131] [132]. Ce mécanisme de charge par diffusion a une importance plus grande pour les particules très fines, d'un diamètre inférieur à $0,1 \mu m$ [5] [77] [77]. Dans la charge par diffusion, la quantité de charge accumulée dépend de la taille des particules, de la densité des ions, de la vitesse moyenne d'agitation thermique des ions, de la constante diélectrique de la particule, de la température absolue du gaz, et du temps de présence des particules au sein du champ. Dans la littérature, plusieurs modèles de mécanisme de charge par diffusion ont été développés [143] [144] [145]. L'expression de la charge par diffusion $q_p(t)$ d'une particule donnée par White [145] est:

$$q_p(t) = q^* \ln \left(1 + \frac{t}{\tau^*} \right) \quad (V.12)$$

avec,

$$q^* = 2\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot d_p \cdot \frac{k_B \cdot T}{e} \quad (V.13)$$

et,

$$\tau^* = \frac{8 \cdot \varepsilon_0 \cdot k_B \cdot T}{d_p \cdot C_i \cdot n_i \cdot e^2} = 8\varepsilon_0 \sqrt{\frac{m_i \cdot k_B \cdot T}{3}} \cdot \frac{\mu_i E}{d_p \cdot J \cdot e} \quad (V.14)$$

où q^* est la constante de charge (C), τ^* la constante de temps de charge par diffusion (s), k_B la constante de Boltzmann ($\approx 1,38 \times 10^{-23} J/K$), T la température (K), e la charge électronique ($\approx 1,6 \times 10^{-19} C$), C_i la vitesse thermique de l'ion (m/s), n_i la concentration des ions dans l'espace (m^{-3}), m_i la masse d'un ion (kg) et μ_i la mobilité d'un ion ($m^2/V.s$).

Sur la figure V.3, nous observons que les particules de taille inférieure à $0,1 \mu m$ ont acquis statistiquement moins d'une charge élémentaire par champ et que le mécanisme par diffusion est également inefficace pour les particules plus petites que $0,03 \mu m$.

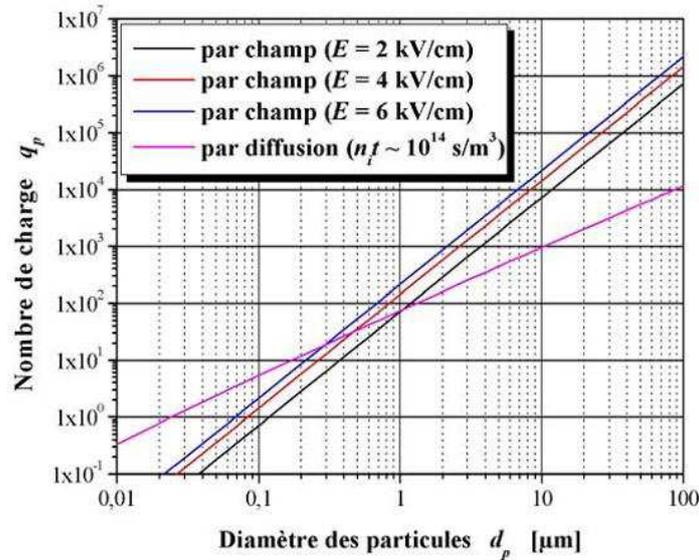


Figure V.3. Estimation du nombre de charges élémentaires des particules pour les mécanismes de charge par champ et par diffusion dans l'air atmosphérique ($T = 293 \text{ K}$, $\varepsilon_p = 4,5$ et $n_i \cdot t \approx 10^{14} \text{ s/m}^3$) [131]

V.2.3. La charge mixte

Les deux mécanismes précédents opèrent simultanément pour les particules dont la taille est comprise entre 0,1 et 1 μm [142]. La charge totale acquise par une particule à l'issue du processus n'est cependant pas la somme des charges apportées par chacun des deux mécanismes. Plusieurs travaux ont été réalisés sur la charge mixte, en particulier par Lawless et Altman [93] [146] [147] qui ont modifié des modèles préexistants et ont abouti à des relations assez simples qui prennent en compte les interactions des deux mécanismes de charge. Smith et McDonald [148] ont développé aussi une formule qui combine les deux mécanismes de charge. Dans cette partie, nous allons focaliser sur la théorie de charge donnée par Cochet [78] car c'est celle qu'on va utiliser dans notre modèle.

Lorsque le libre parcours moyen des ions devient du même ordre de grandeur que celui des particules, il est possible de faire l'hypothèse que tous les ions entraînés à l'intérieur du tube de force dont l'enveloppe passe à une distance égale au libre parcours moyen des ions et dont le centre est celui de la particule sont captés [130]. Cochet propose donc une relation combinée permettant de calculer la charge limite d'une particule par effet de champ et par diffusion vers sa surface. La charge de saturation d'une particule de diamètre d_p est donnée par la relation :

$$q_p^S = \left[\left(1 + \frac{2\lambda_g}{d_p} \right)^2 + \left(\frac{2}{1 + \frac{2\lambda_g}{d_p}} \right) \cdot \left(\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} \right) \right] \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot d_p^2 E \quad (\text{V.15})$$

où ε_0 est la permittivité du vide et ε_r est la permittivité relative des particules.

Cette relation est la plus utilisée actuellement, car elle couvre la charge limite des particules dans un très grand domaine de taille et de conditions opératoires [130]. La figure V.4 montre les variations de la charge limite en fonction du diamètre des particules en considérant deux valeurs de l'intensité du champ électrique E .

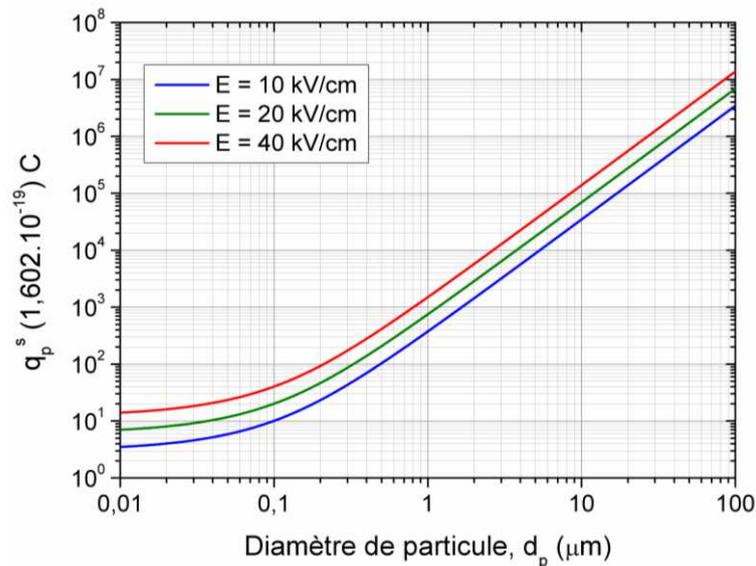


Figure V.4. Variations de la charge des particules prédite par la relation de Cochet en fonction du diamètre des particules ($T = 293 \text{ K}$, $\lambda_g = 66,1 \text{ nm}$, $\epsilon_r = 4$)

V.2.4. Autre modèles de charge

Dans la littérature, d'autres modèles de charge des particules ont été élaborés. Ils sont basés sur le nombre de Knudsen, généralement noté K_n , qui est un nombre adimensionnel permettant de déterminer le régime d'écoulement en termes de continuité du milieu et non en termes de turbulence d'un fluide. On le définit comme étant le rapport du libre parcours moyen λ et du rayon de la particule r_p [149]:

$$K_n = \frac{\lambda}{r_p} \quad (\text{V.16})$$

En fonction du nombre de Knudsen K_n , on distingue trois régimes d'écoulement : Régime de molécule libre ($K_n \gg 10$), régime de transition ($0,1 \leq K_n \leq 10$) et régime continu ($K_n \leq 0,1$). Nous avons détaillé les divers modèles des processus de charge par diffusion et par champ pour chaque régime dans le cas d'une particule sphérique dans l'Annexe 4.

Il en ressort que pour les grosses particules plongées dans un fort champ électrique, la charge par effet de champ est prépondérante, alors que pour les petites particules plongées dans un champ faible la charge par diffusion est majoritaire [150]. Les deux mécanismes de charge interviennent ensemble pour fournir aux particules, une charge globale dont l'importance relative est principalement déterminée par leurs dimensions et l'intensité du champ électrique.

Les particules présentes à l'intérieur d'un électrofiltre, une fois chargées par ces différents mécanismes, subissent la force de Coulomb lorsqu'elles sont soumises à un champ électrique. Cette force électrostatique est responsable de leur mouvement vers les électrodes collectrices. C'est ce processus appelé « la migration » que nous étudierons à présent.

V.3. Vitesse de migration des particules chargées

Soit une particule solide sphérique de diamètre d_p , de charge électrique q_p et de vitesse \vec{w} se trouvant dans un écoulement de gaz laminaire de vitesse \vec{U}_g , soumise à un champ électrique supposé uniforme et constant \vec{E} (Figure V.5). Son mouvement à l'intérieur du précipitateur est régi par la relation fondamentale de la dynamique :

$$m_p \frac{d\vec{w}}{dt} = \vec{F}_e + \vec{F}_f \quad (\text{V.17})$$

où m_p représente la masse de la particule, \vec{F}_e et \vec{F}_f respectivement la force électrique et la force de traînée (voir la section précédente).

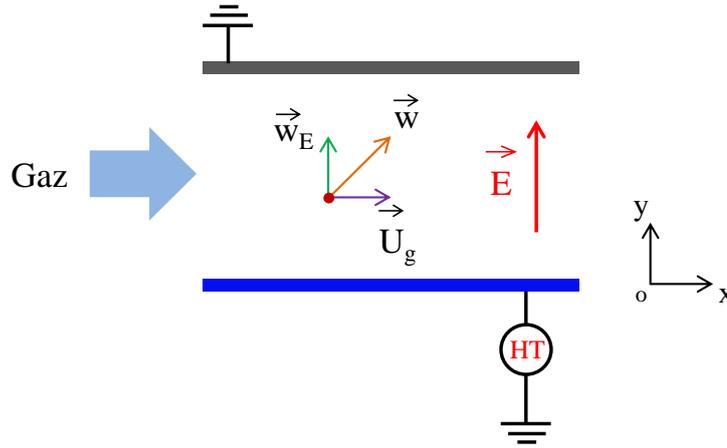


Figure V.5. Schéma explicatif du mouvement d'une particule chargée entre deux plaques parallèles

En remplaçant dans la relation (V.16) l'expression de chaque force, la migration de la particule vers l'électrode de collecte suivant l'axe (Oy) est caractérisée par la solution de l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dw_E}{dt} + \frac{3\pi\eta_g d_p}{m_p C u} \cdot w_E = \frac{q_p}{m_p} \cdot E \quad (\text{V.18})$$

où w_E est la composante de la vitesse d'une particule dans la direction normale aux plaques, qu'on appelle « vitesse effective de migration ». Si on considère qu'au moment initial $t = 0$, la vitesse w_E de la particule est nulle, la solution de l'équation (V.17) donne l'évolution suivante au cours du temps :

$$w_E(t) = w_{th} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \right] \quad (\text{V.19})$$

Dans cette équation, w_{th} est appelée vitesse théorique de migration [77] [151] [5]. Elle représente la valeur stationnaire de la vitesse des particules dans la direction du champ électrique (perpendiculaire aux plaques collectrices). La vitesse théorique de migration caractérise le processus de migration des particules à l'intérieur de l'électrofiltre. Elle est donnée par la relation :

$$w_{th} = \frac{q_p \cdot E}{3\pi \eta_g \cdot d_p} \cdot C u \quad (\text{V.20})$$

τ_p est le temps de relaxation de la particule considérée, qui dépend de la masse volumique des particules ρ_p , ainsi que de la viscosité dynamique du gaz porteur η_g . Il est donné par la relation :

$$\tau_p = \frac{m_p}{3\pi\eta_g d_p} \cdot Cu = \frac{\rho_p d_p^2}{18\eta_g} \cdot Cu \quad (\text{V.21})$$

Le temps τ_p caractérise le comportement transitoire de la particule jusqu'au moment où elle se déplace à la vitesse théorique constante w_{th} . Nous remarquons que le temps de relaxation est indépendant des conditions électriques à l'intérieur du filtre électrostatique. La figure V.6 montre les variations de τ_p en fonction du diamètre des particules. Il faut noter que pour les particules fines ($d_p \leq 1 \mu\text{m}$), ce temps est très faible ($\tau_p \leq 10 \mu\text{s}$).

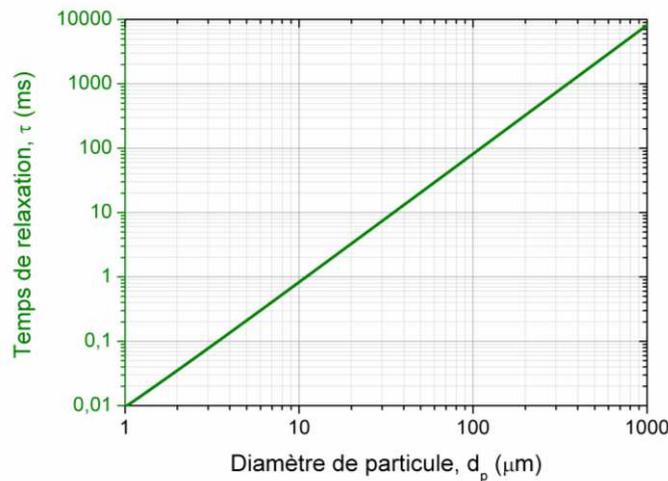


Figure V.6. Variations du temps de relaxation en fonction du diamètre des particules ($T = 293 \text{ K}$, $\eta_g = 1,83 \times 10^{-5} \text{ kg/m.s}$, $\rho_g = 2700 \text{ kg/m}^3$)

Une étude de la trajectoire des particules nécessite la connaissance de la charge électrique des particules en fonction de leur taille. Dans les précipitateurs électrostatiques industriels, on utilise souvent la décharge couronne négative pour générer la charge d'espace nécessaire afin de charger les particules. La charge des particules a lieu dans la zone située entre la région de plasma active et la surface de l'électrode de collecte reliée à la masse. Cette zone comprend une charge d'espace haute ayant des ions positifs, des ions négatifs, ainsi que des électrons libres qui se déplacent vers l'électrode de masse en suivant les lignes du champ électrique [77]. Les particules se chargent dans cette zone à travers les deux mécanismes de charge : la charge par champ et la charge par diffusion.

Pour les particules dont la gamme de taille est située entre 0,1 et 1 μm (le cas de notre étude), les deux mécanismes de charge sont importants. Par conséquent, le choix de la théorie de charge est un point critique dans la modélisation. Il semble plus raisonnable d'utiliser une théorie de charge décrivant les deux processus de charge en même temps pour toutes les gammes de taille des particules. Pour cela, nous utilisons l'équation (V.15) donnée par Cochet [78] pour décrire les deux mécanismes de charge, ceci permet un calcul simple et donne des résultats proches des données expérimentaux des précipitateurs électrostatiques sous les conditions réelles comme a été déjà rapporté par Hewitt *et al.* [152], notamment dans la gamme de taille critique comme le montre la figure V.7.

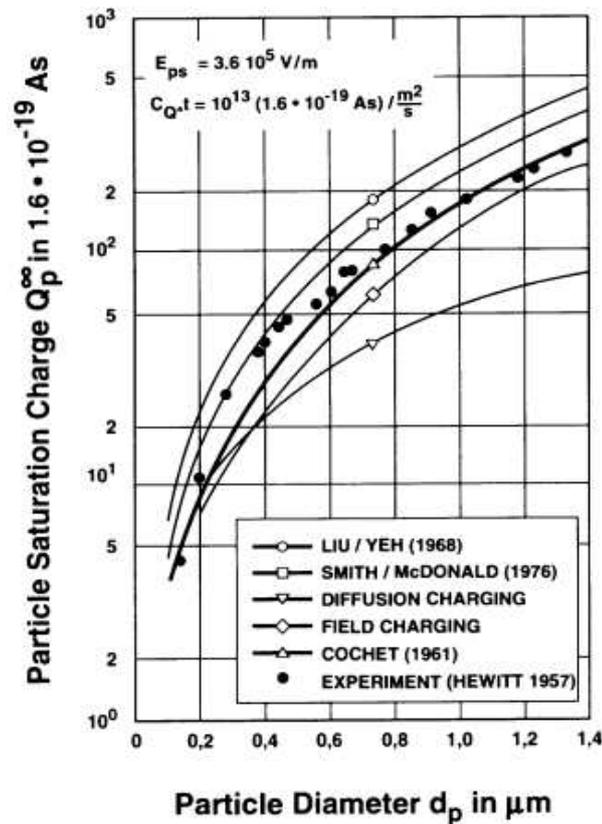


Figure V.7. Variations de la charge de saturation en fonction du diamètre de particules [77]

En utilisant les résultats de la figure V.4 sur la charge électrique des particules, nous pouvons évaluer les valeurs de la vitesse théorique w_{th} . La variation de la vitesse w_{th} en fonction du diamètre des particules est représentée sur la Figure V.8. La vitesse théorique passe par une valeur minimale pour $d_p \approx 0,25 \mu m$.

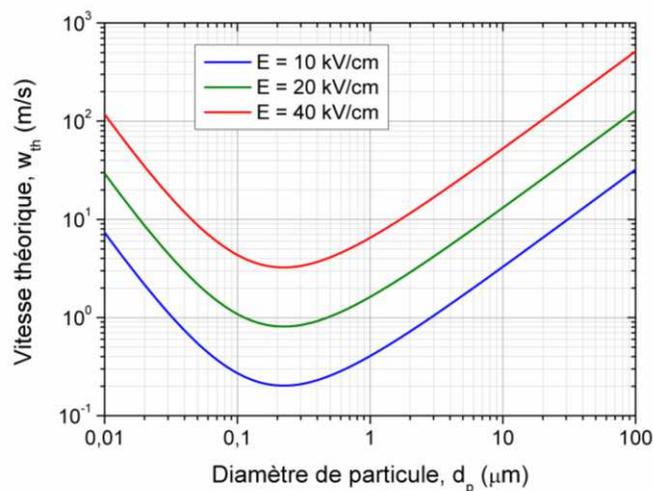


Figure V.8. Variations de la vitesse de migration théorique w_{th} en fonction de la taille des particules ($T = 293 K$, $\eta_g = 1,83 \times 10^{-5} kg/m.s$, $\lambda_g = 66,1 nm$, $\epsilon_r = 4$)

Une faible vitesse de migration diminue le transport des particules vers les plaques collectrices et par conséquent l'efficacité de collecte. Ainsi donc, la vitesse de migration des particules étant à son plus bas niveau pour les tailles de particules comprises entre 0,1 et 1 μm , il en est de même en ce qui concerne l'efficacité de collecte.

V.4. Efficacité de collecte des particules

V.4.1. Modèle laminaire

C'est le modèle analytique le plus simple du fonctionnement d'un électrofiltre. Il considère un écoulement laminaire du gaz avec un profil de vitesse de Poiseuille, entre deux plaques parallèles portées à des potentiels électriques différents. Nous admettons que les particules en suspension dans le gaz ont toutes la même charge électrique. Elles se déplacent dans la direction axiale avec la vitesse moyenne de l'écoulement et subissent l'action du champ électrique uniforme. Les trajectoires sont donc des lignes droites déterminées par les vitesses U_g et w_{th} (Figure V.9) [77] [5].

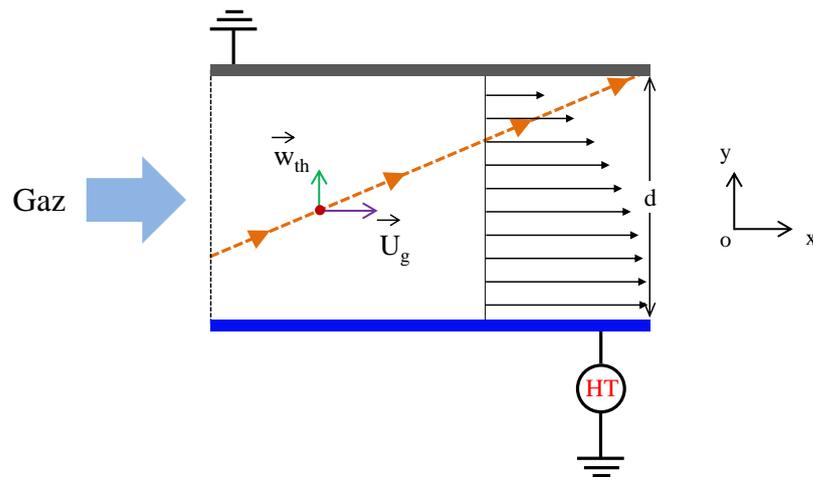


Figure V.9. Illustration schématique du modèle laminaire

Une particule chargée qui entre dans la zone du champ, à une distance d de la plaque collectrice, sera collectée au bout d'un temps $t = \frac{d}{w_{th}}$. Pendant ce temps, la particule se déplaçant dans la direction d'écoulement du gaz aura parcouru une distance :

$$L_D = \bar{U}_g \cdot \frac{d}{w_{th}} \quad (\text{V.22})$$

où \bar{U}_g est la vitesse moyenne du gaz. Donc toutes les particules de même taille, identiquement chargées, seront collectées à une distance égale ou inférieure à L_D . L'efficacité fractionnaire η_f de collection peut être alors calculée par la relation suivante :

$$\eta_f(d_p) = \min \left[\frac{w_{th}(d_p, E, q_p) \cdot L}{\bar{U}_g \cdot d}, 1 \right] \quad (\text{V.23})$$

Ce schéma est très éloigné de la réalité. Tout d'abord, les conditions électriques réelles peuvent être très différentes de ce schéma de particules chargées instantanément se déplaçant dans une zone de champ électrique uniforme. Cependant, l'hypothèse la plus forte est celle d'un écoulement laminaire du gaz. Malgré tout, dans le cas de certains précipitateurs à double étage, ce modèle peut constituer le point de départ de l'étude sur la collection des particules.

V.4.2. Modèle de Deutsch

Dans les précipitateurs électrostatiques industriels, l'écoulement du gaz est toujours turbulent. Le mouvement des particules est essentiellement déterminé par la présence

simultanée des tourbillons et des forces électriques qui s'exercent sur elles. Ainsi, les trajectoires des particules sont très compliquées et ne peuvent pas, en général, être déterminées par des expressions analytiques. Deutsch [153], suite à une analyse théorique, a établi une dépendance entre l'efficacité de collecte et les dimensions du précipitateur. Dans son modèle, il distingue deux zones dans le filtre électrostatique :

- Le cœur du précipitateur, où la concentration des particules est considérée comme uniforme dans la section transversale. La vitesse moyenne d'écoulement est supposée constante.
- Les couches limites d'épaisseur δ situées au voisinage des plaques collectrices, où l'écoulement du gaz est considéré comme uniforme (Figure V.10).

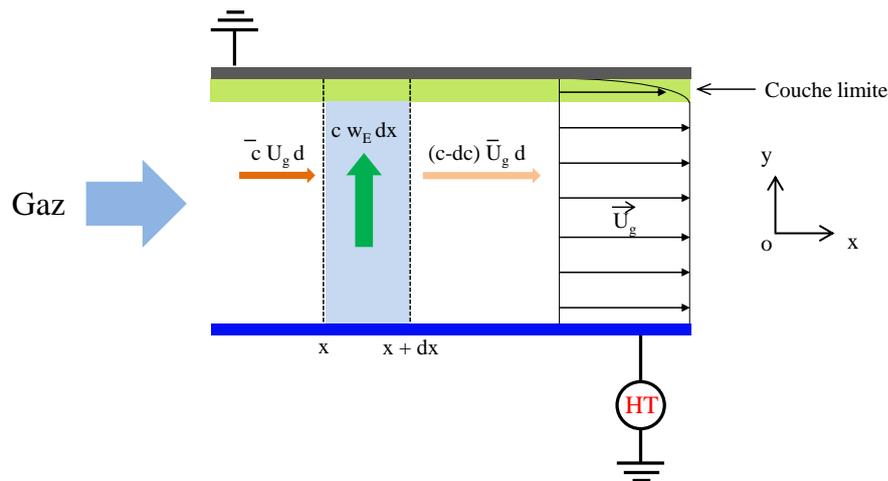


Figure V.10. Modèle de Deutsch : schéma des couches laminaires et bilan massique de particules sur une longueur dx

Considérer une concentration de particules comme uniforme dans toute la section transversale du filtre revient à supposer qu'il existe un mélange parfait de suspension gaz-particules. Ceci revient en fait à considérer une turbulence infinie dans le cœur du précipitateur. Une particule ne peut être collectée que si elle se trouve dans la couche laminaire située près de chaque paroi, là où les forces de Coulomb dominent les forces visqueuses. Dans cette zone, le champ électrique est supposé uniforme et la vitesse des particules dans la direction perpendiculaire aux plaques est supposée constante et de valeur calculée en utilisant l'équation (V.19).

Considérons deux sections transversales situées à une distance dx l'une de l'autre, dans la direction d'écoulement du gaz (Figure V.10). Dans le volume $(dx \cdot h \cdot d)$, où h représente la hauteur des plaques, on distingue :

- $c \cdot \overline{U}_g \cdot h \cdot d$: le flux des particules qui entrent par la section située à l'abscisse x .
- $(c - dc) \cdot \overline{U}_g \cdot h \cdot d$: le flux des particules non collectées sortant par la section située à l'abscisse $x + dx$.
- $c \cdot w_E \cdot h \cdot d \cdot dx$: le flux de particules captées sur la longueur dx .

Par un bilan massique, on trouve :

$$c \cdot \overline{U}_g \cdot h \cdot d = (c - dc) \cdot \overline{U}_g \cdot h \cdot d + c \cdot w_E \cdot h \cdot d \cdot dx \quad (\text{V.24})$$

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

$$c_s(d_p) = c_e(d_p) \cdot \exp \left[-\frac{w_E(d_p) \cdot L}{d \cdot \bar{U}_g} \right] \quad (\text{V.25})$$

Ce qui conduit à la formule de Deutsch-Anderson [151]:

$$\eta_g(d_p) = 1 - \exp \left(-\frac{w_E(d_p) \cdot L}{d \cdot \bar{U}_g} \right) = 1 - \exp \left(-\frac{w_E(d_p) \cdot S}{D_g} \right) \quad (\text{V.26})$$

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

Le modèle de Deutsch ignore tous les phénomènes qui peuvent diminuer le rendement de collecte, comme le réentraînement des particules collectées par le flux gazeux et l'influence de la charge d'espace des particules sur la décharge, entre autres.

V.4.3. Autres modèles

L'efficacité globale de filtration peut être calculée à partir de l'équation de diffusion des particules :

$$D_{p,y} \frac{\partial^2 c_p}{\partial y^2} + D_{p,x} \frac{\partial^2 c_p}{\partial x^2} + v_e \frac{\partial c_p}{\partial y} - v_m \frac{\partial c_p}{\partial x} = 0 \quad (\text{V.27})$$

Où x est dans le sens de l'écoulement, sens longitudinal, y perpendiculaire à la paroi de l'électrofiltre, sens transversal, $D_{p,i}$ coefficient de dispersion dans la direction considérée et C_p est la concentration des particules (m^{-3}).

Les différents modèles d'efficacités théoriques sont des solutions analytiques plus ou moins simplifiées de l'équation de diffusion des particules [130]. Par exemple, la figure V.11 présente l'effet du coefficient de diffusion turbulente D_t sur l'efficacité fractionnaire pour un précipitateur électrostatique. Ainsi, la théorie de Deutsch correspond à $D_t = \infty$ tandis que le cas laminaire correspond à $D_t = 0$. Lorsque $0 < D_t < \infty$, cela correspond au modèle de Leonard, Mitchner et Self [154].

À l'inverse de Deutsch, où la répartition des particules est considérée uniforme dans chaque section transversale, ce qui est contestable, le modèle de Leonard *et al.* consiste à résoudre dans la géométrie donnée l'équation de conservation pour les particules de concentration C_p [5]. Il propose une relation permettant de prédire l'efficacité de collecte à partir des vitesses de migration et du coefficient de diffusion turbulente. En pratique, quand la valeur D_t est finie, pour l'efficacité fractionnaire on a : $(\eta_f)_{Leonard} > (\eta_f)_{Deutsch}$.

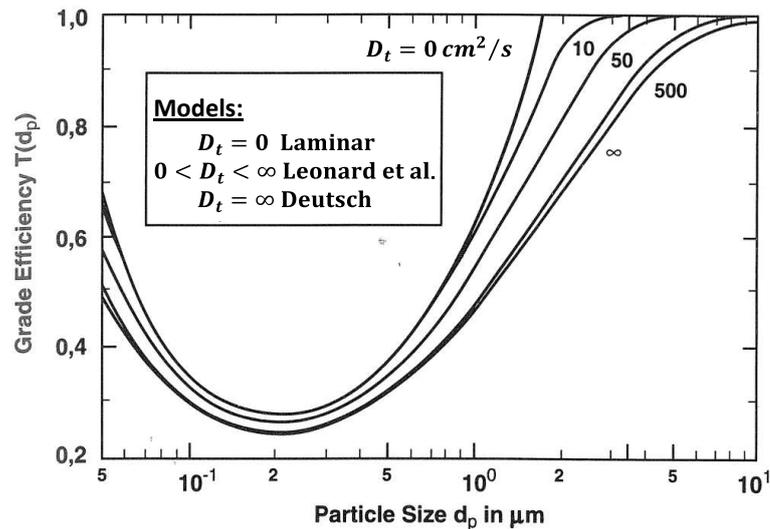


Figure V.11. Effets du coefficient de diffusivité turbulente (D_t) sur l'efficacité fractionnaire pour un précipitateur électrostatique [77]

Compte tenu des différences entre le modèle Laminaire et le modèle de Deutsch qui ne correspondent ni l'un ni l'autre à la réalité, compte tenu de la complexité des équations, les modèles de diffusivité finie ne sont pas recommandés pour la modélisation de cas pratiques (la simulation de l'efficacité de collecte à partir d'une équation analytique du type I.30 contient des contradictions lorsque le caractère local du champ électrique est considéré). Pour les numériciens, certains de ces modèles constituent de bons outils de prédiction de l'efficacité de collecte. Cependant dans la pratique, de nombreux phénomènes peuvent considérablement la détériorer à savoir la résistivité apparente des particules traitées [4] [155], le phénomène de réentraînement [156] [157], le phénomène de « *back corona* » [158] [159], et l'extinction de la décharge par la charge d'espace [6] [160].

V.5. Modèle de charge et mouvement des particules pour un électrofiltre DBD plan-plan

Dans les sections précédentes, nous avons présenté les différentes équations mathématiques qui décrivent les mécanismes de charge des particules ainsi que les équations de mouvement des particules sous l'influence des différentes forces dans les précipitateurs électrostatiques classiques. Nous avons détaillé aussi les différents modèles de l'efficacité de collecte qui existent dans la littérature. Le cas des électrofiltres DBD est plus compliqué. Cette complexité est due au champ électrique dans l'espace inter-électrodes qui est alternatif d'un côté et à la charge bipolaire de la DBD de l'autre côté. Dans cette section, nous décrivons un nouveau modèle pour le mouvement des particules dans un électrofiltre à DBD plan-plan sous tension alternative. Ce modèle est basé sur les équations classiques du mouvement des particules et la théorie de charge par champ et par diffusion des particules. Nous avons développé aussi un modèle de l'efficacité de collecte à partir des équations de mouvement. Après la description des modèles, les résultats de la modélisation sont présentés et analysés.

V.5.1. Equations de mouvement

Le mouvement d'une particule à l'intérieur du filtre électrostatique est régi par la relation fondamentale de la dynamique :

$$m_p \frac{d\vec{w}}{dt} = \vec{F}_e + \vec{F}_d \quad (\text{V.28})$$

où m_p représente la masse de la particule. \vec{w} la vitesse de la particule. \vec{F}_e et \vec{F}_d sont respectivement la force électrique donnée par la relation (V.1) et la force de traînée donnée par l'équation (V.2).

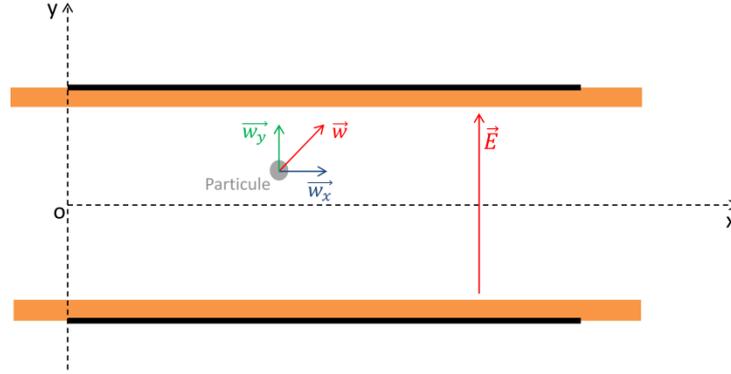


Figure V.12. Illustration d'une particule à l'intérieur de l'électrofiltre DBD plan-plan

En supposant que la vitesse du gaz a une seule composante suivant l'axe (Ox), et que les particules n'ont eu aucune charge initiale avant qu'elles entrent dans le domaine de la décharge (les autres mécanismes de charge telle que la charge par triboélectricité sont négligeables). En remplaçant dans la relation précédente l'expression de chaque force, le mouvement d'une particule dans le plan (Oxy), représenté sur la figure V.12, sous un champ alternatif $E(t) = E_0 \sin(\omega t + \theta)$ est caractérisée par le système d'équations différentielles suivant:

$$\begin{cases} \frac{dw_x}{dt} = \frac{3\pi \cdot \eta_g \cdot d_p}{m_p \cdot Cu} \cdot (U_g - w_x) \\ \frac{dw_y}{dt} = -\frac{3\pi \cdot \eta_g \cdot d_p}{m_p \cdot Cu} \cdot w_y + \frac{q_p}{m_p} \cdot E(t) \end{cases} \quad (\text{V.29})$$

où w_x et w_y sont les deux composantes de la vitesse d'une particule sur les axes (Ox) et (Oy), respectivement. Si on considère qu'au moment initial $t = 0$, la vitesse de la particule vers les barrières diélectriques est nulle ($w_y(0) = 0$), et sa vitesse suivant l'axe (Ox) est égale à la vitesse du gaz ($w_x(0) = U_g$), la solution de système (V.29) donne les deux composantes de la vitesse de la particule suivantes :

$$\begin{cases} w_x(t) = U_g \\ w_y(t) = -w_{th} \cdot \sin(\theta + \varphi) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) + w_{th} \cdot \sin(\omega t + \theta + \varphi) \end{cases} \quad (\text{V.30})$$

avec,

$$w_{th} = \frac{\tau_p \cdot q_p \cdot E_0}{m_p \cdot \sqrt{1 + (\tau_p \omega)^2}} \quad (\text{V.31})$$

$$\tau_p = \frac{m_p \cdot Cu}{3\pi \cdot \eta_g \cdot d_p} = \frac{\rho_p \cdot d_p^2}{18 \cdot \eta_g} \cdot Cu \quad (\text{V.32})$$

$$\varphi = -\tan^{-1}(\tau_p \cdot \omega) \quad (\text{V.33})$$

Après l'intégration du système (V.30) en fonction du temps, nous obtenons les équations décrivant la position de la particule à l'intérieur du filtre électrostatique:

$$\begin{cases} x(t) = U_g \cdot t + x_0 \\ y(t) = \tau_p \cdot w_{th} \cdot \sin(\theta + \varphi) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) - \frac{w_{th}}{\omega} \cdot \cos(\omega t + \theta + \varphi) \\ \quad + \frac{w_{th}}{\omega} \cdot \cos(\theta + \varphi) - \tau_p \cdot w_{th} \cdot \sin(\theta + \varphi) + y_0 \end{cases} \quad (\text{V.34})$$

Dans notre travail, l'effet du vent ionique est négligeable. Zouzou *et al.* [22] ont étudié le flux électro-hydrodynamique à l'intérieur d'un électrofiltre à décharge à barrière diélectrique en configuration axisymétrique fil-plan et plan-plan en utilisant la technique PIV (Particle Image Velocimetry). Ils ont remarqué l'absence du vent ionique entre les électrodes dans la configuration plan-plan parce que le champ électrique est uniforme et la configuration est symétrique.

V.5.2. Charge des particules

Comme déjà mentionné, pour des raisons de simplicité et afin de prendre en considération les deux mécanismes de charge nous avons utilisé l'équation de charge de saturation donnée par Cochet [78]. Dans ce modèle du filtre électrostatique à DBD, en supposant que la particule atteint sa charge limite dès qu'elle entre la zone de charge à cause de la densité des charges d'espace élevé dans la zone plasma de la DBD. Ainsi, la charge de la particule reste constante pendant le temps de transit, mais elle dépend de la fréquence du champ électrique appliqué suivant la relation empirique:

$$q_p(f) = q_p^s \cdot g(f) \quad (\text{V.35})$$

avec,

$$g(f) = A \cdot \ln\left(1 + \frac{f}{B}\right) \quad (\text{V.36})$$

où A et B sont des paramètres liés à la géométrie, la physique de la décharge, l'écoulement...etc. Les résultats expérimentaux de l'efficacité de collecte ont été utilisés pour l'estimation de la valeur des deux paramètres A et B . Le processus commence par une estimation initiale de la charge de particule et l'obtention de l'efficacité de collecte théorique. Après résolution du problème, la valeur théorique de l'efficacité de collecte est comparée avec la valeur expérimentale, puis une nouvelle valeur de la charge de particule est mise à jour. Ce processus est répété jusqu'à ce qu'on obtient une valeur de la charge qui nous donne la bonne valeur de l'efficacité de collecte.

Nous avons effectué cette opération pour différentes valeurs de la fréquence afin d'obtenir la relation entre la charge et la fréquence donnée par l'équation (V.35), et les paramètres A et B correspondants.

V.5.3. Efficacité de collecte

Afin d'établir une règle pour l'efficacité de collecte, nous avons calculé le nombre de Reynolds du canal pour connaître le régime de l'écoulement dans l'électrofiltre. Le nombre de Reynolds du canal est donné par la relation:

$$Re_{canal} = \frac{U_g \cdot D_{h,canal}}{\nu_g} \quad (V.37)$$

où U_g est la vitesse de l'écoulement ($1,67 \text{ m/s}$), ν_g représente la viscosité cinématique du gaz ($1,55 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ dans l'air à pression atmosphérique et température ambiante), $D_{h,canal}$ est le diamètre hydraulique du canal. Pour un canal rectangulaire, il est donné par la relation :

$$D_{h,canal} = \frac{4 \cdot A}{P} \quad (V.38)$$

où A représente l'aire de la section transversale du canal (10 mm^2). P le périmètre mouillé de la section transversale (22 mm). Le nombre de Reynolds du canal correspondant à cette valeur du diamètre hydraulique est $Re_{canal} \approx 200$, ce qui signifie que le régime de l'écoulement est laminaire.

L'équation de l'efficacité de collecte théorique est dérivée de la théorie du modèle laminaire [77] [5]. Dans le modèle laminaire, l'efficacité de collecte est donnée par le rapport entre le temps de séjour des particules dans la zone de précipitation et le temps de dérive (le temps nécessaire pour que les particules arrivent à l'électrode de collecte). Étant donné que ce principe ne serait pas applicable dans notre cas à cause du champ électrique alternatif qui affecte le mouvement des particules, l'efficacité de collecte est exprimée en utilisant un rapport de distance plutôt que du temps.

En effet, les particules ont un mouvement oscillatoire à l'intérieur de l'électrofiltre DBD donnée par le système d'équations (V.34). Une particule peut être collectée lorsqu'elle atteint une des deux barrières diélectriques avant de quitter la zone de précipitation. Les trajectoires des particules ayant le même diamètre d_p sont illustrées pour trois positions d'entrée différentes sur la figure V.13.

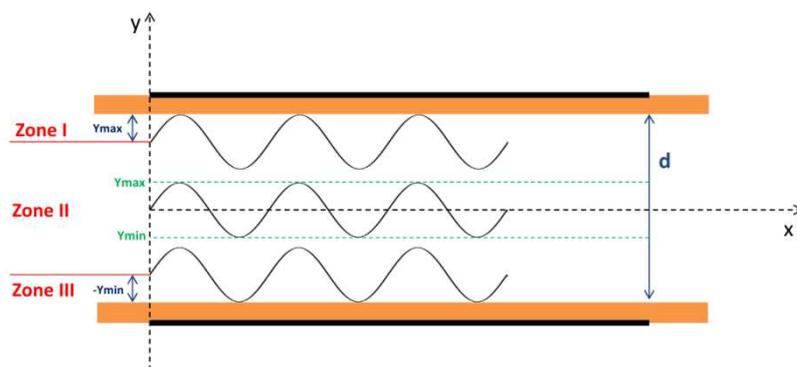


Figure V.13. Illustration du mouvement des particules à l'intérieur de l'électrofiltre

Les particules qui entrent dans l'électrofiltre à travers les zones I et III seront collectées. Les particules qui entrent dans la zone II ne seront pas captées parce qu'elles ne peuvent pas atteindre une des deux barrières de collecte. Donc, le rendement ou l'efficacité de collecte est

donné par le rapport entre le nombre des particules qui pénètrent dans la zone I et III ($N_I + N_{III}$) et le nombre total des particules (N_{Total}):

$$\eta = \frac{N_I + N_{III}}{N_{Total}} \quad (V.39)$$

En supposant que les particules ont une distribution uniforme le long de l'axe (Oy) quand elles entrent dans l'électrofiltre, l'efficacité de collecte peut être donc exprimée par le rapport des distances plutôt que de nombre des particules:

$$\eta = \frac{y_{max} - y_{min}}{d} \quad (V.40)$$

Donc la formule générale serait:

$$\eta = \min \left[\frac{y_{max} - y_{min}}{d}, 1 \right] \quad (V.41)$$

Par ailleurs, le mouvement des particules est influencé aussi par la phase du champ électrique alternatif dans laquelle la particule entre dans la zone de précipitation [161]. Afin d'améliorer la précision de notre modèle, l'efficacité de collecte est considérée comme la moyenne de 960 cas avec différentes phases d'entrée de champ électrique entre 0 et 2π .

V.6. Résultats et discussion

V.6.1. Charge et efficacité de collecte

Dans cette partie, une étude comparative entre les résultats théoriques et expérimentaux de l'efficacité de collecte a été réalisée. Les figures V.14, V.15 et V.16 montrent l'effet de la tension appliquée, la fréquence et la taille des particules, respectivement, sur le rendement de l'électrofiltre. Nous pouvons voir que les résultats théoriques et expérimentaux sont proches, ce qui confirme nos hypothèses sur la charge et les forces agissant sur les particules.

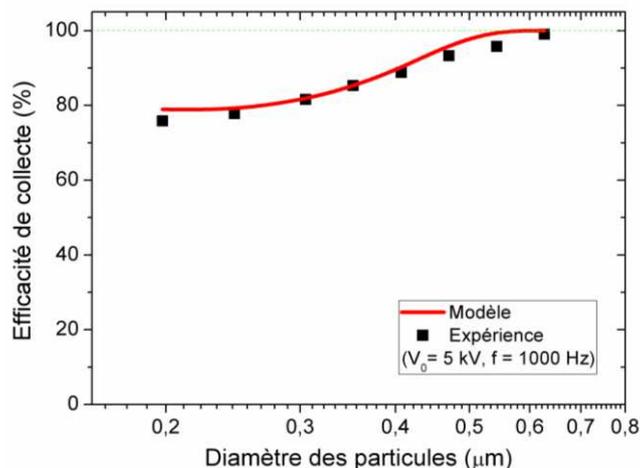


Figure V.14. Efficacité de collecte théorique en fonction de la taille des particules. Conditions: Tension = 5 kV et fréquence = 1000 Hz

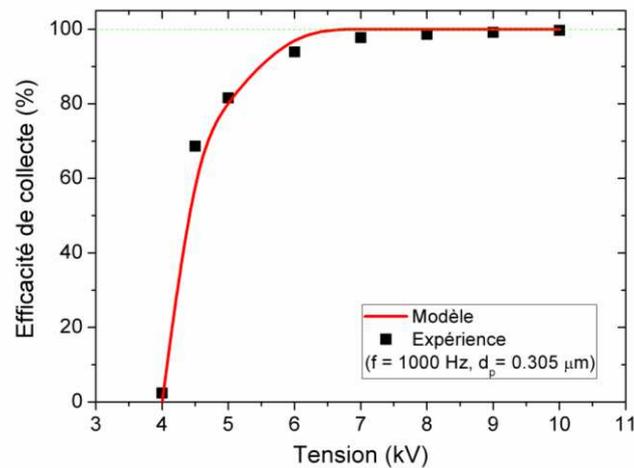


Figure V.15. Efficacité de collecte théorique en fonction de la tension appliquée. Condition: Fréquence = 1000 Hz et diamètre des particules = 0,305 μm

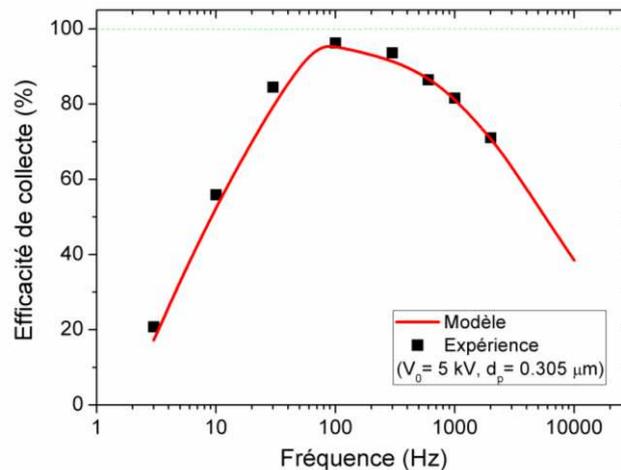


Figure V.16. Efficacité de collecte théorique en fonction de la fréquence. Conditions: Tension = 5 kV et diamètre des particules = 0,305 μm

Pour cette étude, les paramètres de la fonction de charge sont: $A = 4,14027$ et $B = 2423,79438$ Hz. Avec ces valeurs, la fonction $g(f)$ dans l'équation (V.36) pourrait dépasser l'unité pour des valeurs de fréquences supérieures à 700 Hz. Cela signifie que les particules peuvent acquérir une charge supérieure à la charge de saturation q_p^S pour les fréquences élevées comme le montre la figure V.17. Nous expliquons ça par le fait que la densité d'ions produits par la charge filamentaire est trop forte. Ainsi, la contribution du mécanisme de charge par diffusion est très importante dans la gamme de taille des particules étudiée.

La relation entre la charge des particules et la fréquence est une fonction logarithmique. Elle est similaire à celle obtenue par White *et al.* [145] pour décrire la variation de la charge par diffusion en fonction du temps. Durant cette étude, plusieurs fonctions empiriques ont été étudiées, mais la fonction logarithmique est celle qui a donné les meilleurs résultats. Comme nous l'avons montré précédemment, la comparaison entre le modèle et l'expérience montre que l'équation (V.35) pourrait être utilisée avec succès pour prendre en compte l'effet de la fréquence sur la charge des particules.

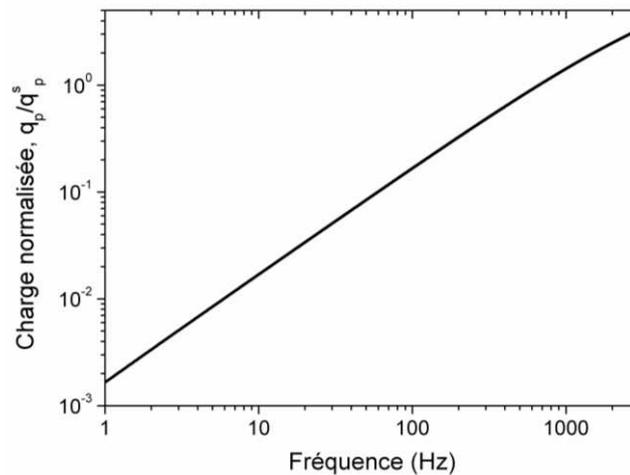


Figure V.17. Evolution de la charge normalisée en fonction de la fréquence

La figure V.18 illustre la variation du nombre des charges par particule en fonction de la fréquence. Nous avons pris trois tailles différentes des particules. Il est clair que la tendance de la courbe en fonction de la fréquence est la même. Nous constatons aussi que le nombre des charges augmente avec la taille des particules. En effet, plus la particule est grande, plus elle est capable de porter plus de charges sur sa surface.

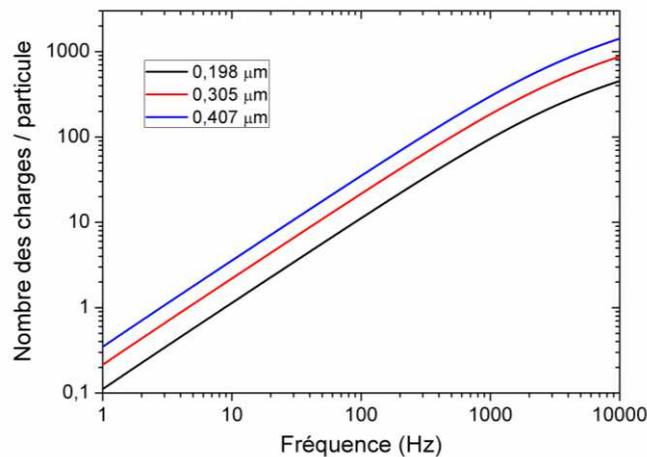


Figure V.18. Nombre de charges par particule en fonction de la fréquence

V.6.2. Mouvement des particules

Afin de comprendre la corrélation entre le mouvement des particules et l'efficacité de la collecte, la trajectoire des particules à l'intérieur du l'électrofiltre est étudiée dans cette section en fonction de différentes conditions expérimentales. Les particules ont un mouvement oscillatoire causé par le champ électrique alternatif. L'amplitude des oscillations influe directement sur l'efficacité de collecte. En fait, la probabilité de la collecte des particules augmente lorsque l'amplitude de l'oscillation est plus grande.

La figure V.19 montre un exemple typique des trajectoires de particules dans le plan x-y pour différentes tailles de particules. Les lignes vertes indiquent les positions des barrières diélectriques de collecte ($y = -0,5$ et $+0,5$ mm). La trajectoire théorique d'une particule est tracée avec une ligne continue avant la collecte, et avec une ligne discontinue après sa

collecte. La particule sera collectée lorsqu'elle atteint une des barrières diélectriques. Comme nous pouvons le voir sur la Figure V.19, l'amplitude des oscillations augmente avec le diamètre des particules, ce qui démontre le fait que le rendement de collecte est plus élevé pour les grosses particules.

La figure V.20 illustre le mouvement des particules à l'intérieur de l'électrofiltre sous différentes valeurs de tension appliquée. Comme nous pouvons le voir, les particules ont toujours un mouvement oscillatoire quelle que soit la valeur de la tension appliquée, mais l'amplitude des oscillations augmente avec le niveau de la tension appliquée ce qui augmente la probabilité de collecte des particules et par conséquent le rendement de l'électrofiltre.

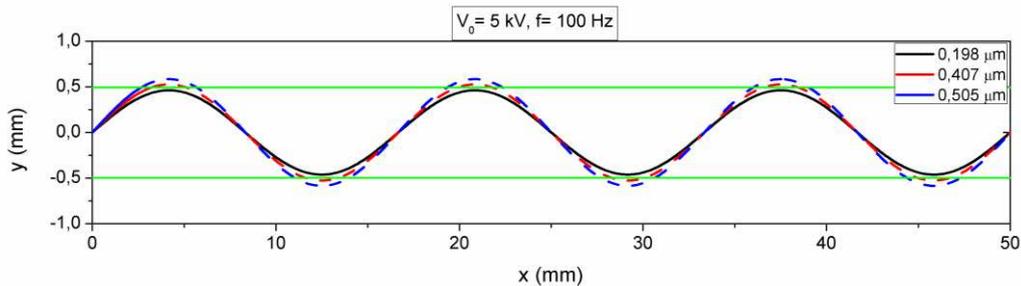


Figure V.19. Effet de la taille d'une particule sur sa trajectoire. Conditions: Tension = 5 kV et fréquence = 100 Hz

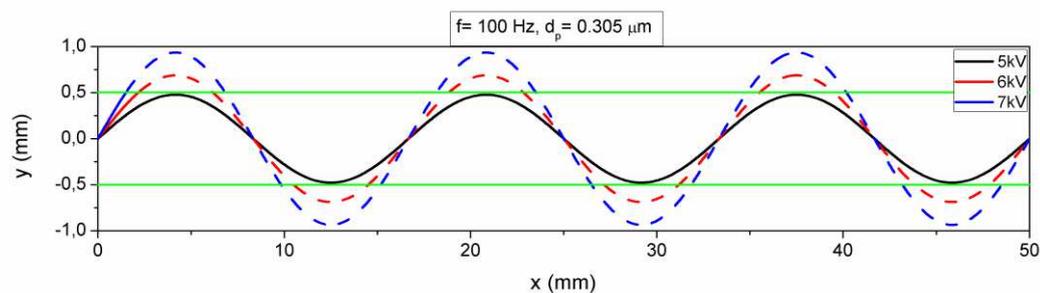


Figure V.20. Effet de la tension appliquée sur la trajectoire des particules. Conditions: Fréquence=100 Hz et diamètre des particules = 0,305 μm

La figure V.21 montre l'effet de la fréquence sur la trajectoire des particules. Bien que la charge des particules soit plus élevée pour les hautes fréquences comme nous l'avons déjà montré, l'efficacité de collecte est faible. Cela peut être expliqué par le fait que l'amplitude des oscillations diminue avec la fréquence. L'amplitude des oscillations est décrite par le terme $\frac{W_{th}}{\omega}$ dans l'équation de mouvement. Sa variation en fonction de la fréquence est illustrée sur la figure V.22. Dans les hautes fréquences, le champ électrique change sa direction très rapidement. Ainsi, une partie des particules n'ont pas suffisamment de temps et de vitesse pour atteindre les parois de collecte. Elles sortent donc de l'électrofiltre sans être collectées. Pour cette raison, les fréquences élevées peuvent être plus appropriées pour charger les particules dans de nombreuses applications qui demandent un minimum des pertes des particules à savoir les « chargeurs d'aérosols ».

La diminution de l'efficacité de collecte pour les basses fréquences est expliquée par la faible charge des particules. En effet, entre deux demi-cycles successifs, la décharge s'éteint pendant un intervalle de temps qui est plus long que le temps de séjour des particules à

l'intérieur de l'électrofiltre, par conséquent, une partie des particules reste neutre ou n'est pas assez chargée.

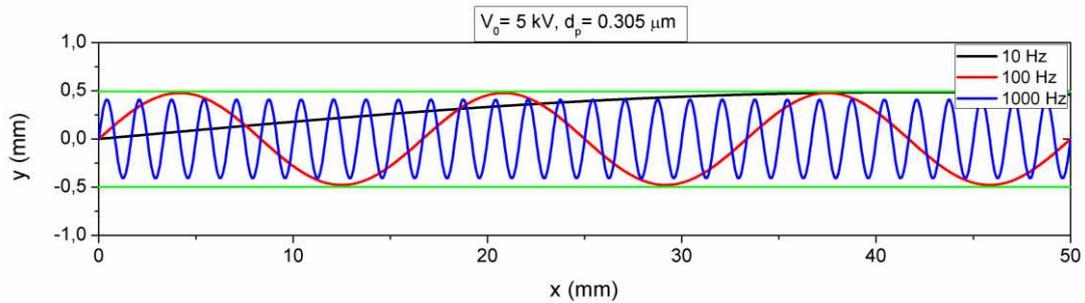


Figure V.21. Effet de la fréquence sur la trajectoire des particules. Conditions: Tension = 5 kV et diamètre des particules = 0,305 μm

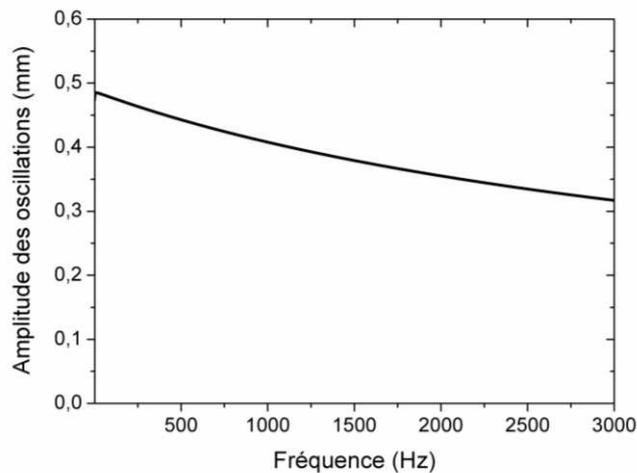
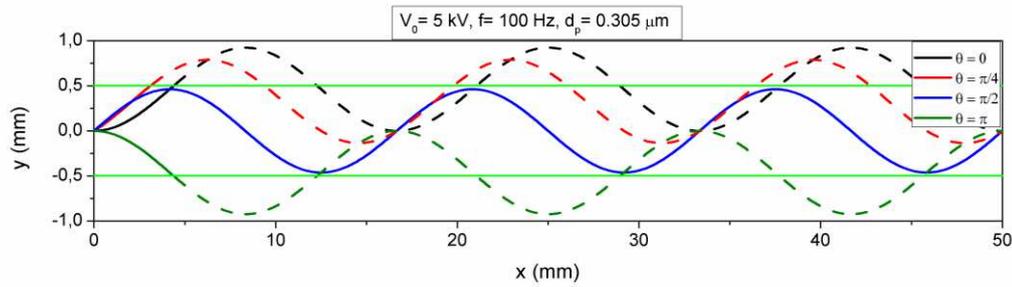


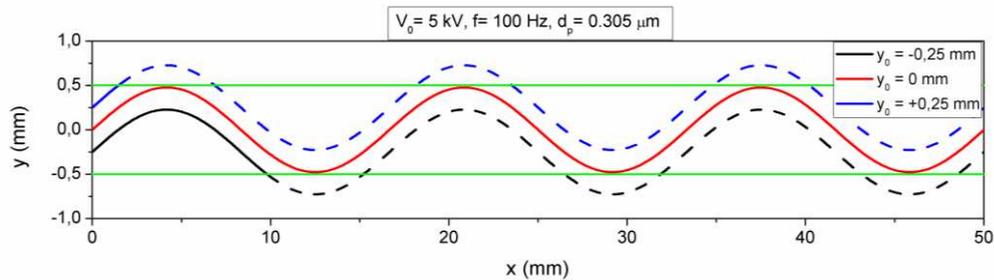
Figure V.22. La variation de l'amplitude des oscillations en fonction de la fréquence

L'efficacité de collecte des particules dépend également de la phase et la position d'entrée des particules comme indiqué sur la figure V.23. L'amplitude du mouvement oscillatoire n'est pas affectée ni par la phase dans laquelle la particule entre dans la zone de charge, ni par sa position d'entrée. Toutefois, les particules peuvent être collectées sur les deux barrières plus ou moins rapidement en fonction de la phase et la position d'entrée.

Dans cette section, nous avons étudié l'effet de la taille des particules, la tension, la fréquence, la phase et la position d'entrée sur la trajectoire des particules. Pour tous ces paramètres, le mouvement des particules est principalement oscillatoire, à cause du « terme sinus » dans l'équation de mouvement. Cependant, le terme exponentiel n'est pas toujours négligeable notamment pour la taille des particules supérieure à 5 μm dans des conditions électriques et de débit proche de celle de ce travail. Par conséquent, il y a encore beaucoup d'autres conditions expérimentales à tester et à comparer avec notre modèle afin de comprendre l'effet de la fréquence sur la charge et le mouvement des particules dans les électrofiltres à DBD de type plan-plan.



(a) Effet de la phase d'entrée d'une particule sur sa trajectoire



(b) Effet de la position d'entrée d'une particule sur sa trajectoire

Figure V.23. Effet de la phase la position d'entrée sur la trajectoire des particules. Conditions: Tension= 5 kV, fréquence= 100 Hz et diamètre des particules= 0,305 μm

V.7. Conclusion du chapitre V

Dans ce chapitre nous avons étudié la précipitation électrostatique de particules submicroniques dans un électrofiltre DBD à travers un modèle théorique. Ce modèle nous a permis de comprendre le comportement des particules ainsi que l'effet des différentes conditions expérimentales sur leur charge et leur trajectoire et l'effet de cette dernière sur l'efficacité de la collecte.

Les résultats théoriques de l'efficacité de collecte confirment les résultats expérimentaux, l'électrofiltre est plus performant sous une tension élevée et avec les grosses particules. En fonction de la fréquence, l'efficacité de collecte diminue pour les basses et les hautes valeurs. La charge des particules est une fonction logarithmique de la fréquence. Cette fonction nous donne un bon accord entre les résultats théoriques et expérimentaux de l'efficacité de collecte en fonction de la taille des particules, de la tension appliquée et de la fréquence. La charge des particules augmente avec leur taille, avec le champ appliqué ainsi que la fréquence. Elle peut dépasser la charge limite de saturation pour les fréquences élevées ce qui indique que le processus de charge par diffusion est très important pour les particules submicroniques.

La modélisation de la trajectoire des particules a montré que l'efficacité de collecte des particules dépend fortement de leur mouvement qui est un mouvement oscillatoire à cause du champ électrique alternatif. L'amplitude d'oscillation de la trajectoire des particules augmente avec l'amplitude du champ électrique alternatif et la taille des particules et diminue pour les hautes fréquences; ce qui explique pourquoi l'électrofiltre est moins performant pour les hautes fréquences. Ce résultat est très intéressant, car il montre que les hautes fréquences sont plus appropriées à la charge des particules dans de nombreuses applications qui demandent un

minimum de pertes des particules à savoir les chargeurs d'aérosols. Bien que l'amplitude de mouvement oscillatoire des particules soit élevée à basses fréquences, l'efficacité de collecte est faible. Ceci est expliqué par la faible charge de particules d'un côté et de leur mouvement oscillatoire incomplet de l'autre côté.

Conclusion générale

Conclusion générale

La lutte contre la pollution particulaire dans l'atmosphère suscite toujours un intérêt majeur, surtout quand les conséquences sur la santé publique et l'écologie sont d'une gravité rarissime. C'est dans l'optique de contribuer à cette lutte acharnée contre la pollution particulaire que ce travail a été élaboré.

Dans le cadre de ce projet, une étude numérique et expérimentale de la DBD plan-plan à pression atmosphérique sous tension alternative et pulsée nanoseconde a été menée afin de l'appliquer à la précipitation électrostatique des particules submicroniques.

La caractérisation électrique et l'analyse de la morphologie de la décharge nous a permis de comprendre le comportement électrique de la DBD plan-plan dans l'air avec les deux types d'excitation: la tension alternative et la tension pulsée nanoseconde. Cette étude est basée sur l'analyse des signaux de courant, de la charge, de la caractéristique Q-V ainsi que l'énergie et la puissance moyenne consommée. Les principales informations issues de cette étude se résument dans les points suivants :

- La DBD opère en mode filamentaire dans la configuration plan-plan mais le comportement des filaments est différent selon le type de la tension appliquée.

Sous excitation alternative :

- Le courant est caractérisé par la présence de nombreuses impulsions, ce qui traduit l'apparition des filaments qui court-circuitent l'espace inter-électrodes.
- L'augmentation de la tension et la fréquence engendre un accroissement dans le nombre et l'amplitude des impulsions.
- Le cycle Q-V a une forme d'un parallélogramme, sa surface, qui représente l'énergie moyenne par cycle, augmente avec la valeur de la tension appliquée et reste inchangée en fonction de la fréquence.
- La surface du cycle Q-V est un peu plus importante si la tension alternative appliquée est de forme carrée.

Sous excitation pulsée nanoseconde :

- Le courant présente deux pics pendant les périodes de la montée et de la descente de la tension appliquée. Ces deux pics sont beaucoup plus importants en termes d'amplitude et de durée par rapport aux impulsions obtenues dans le cas de la tension alternative.
- L'amplitude de ces pics augmente avec la tension appliquée et reste quasi-constante en fonction de la fréquence.

Quelle que soit la forme d'onde de la tension appliquée :

- La consommation de la puissance augmente avec l'augmentation de la tension appliquée et la fréquence à cause de l'intensification de la décharge.
- Nous avons vu aussi que sous les mêmes valeurs de la tension et la fréquence, la consommation de la puissance sous excitation alternative carrée ou pulsée nanoseconde est plus importante que celle obtenu sous excitation alternative sinusoïdale.

- Les images de la morphologie de la décharge montrent que l'intensité lumineuse de la NP DBD est plus élevée que celle de la AC DBD ce qui explique l'amplitude élevée des pics de courant et la consommation un peu élevée aussi de la puissance.
- Les filaments dans la NP DBD sont plus denses en termes de nombre et ils ont la caractéristique d'être auto-organisés.

L'étude granulométrique a été faite sur des particules dont la taille est comprise entre 0,18 et 0,7 μm . La performance de l'électrofiltre a été évaluée en termes de concentration des particules avec et sans la décharge. Nous avons étudié notamment l'influence des paramètres électriques (tension, fréquence, largeur d'impulsion...) et le débit de l'écoulement sur l'efficacité de collecte sous différents types d'excitation (alternative et pulsée). Les résultats obtenus ont montré que :

- L'efficacité de collecte augmente au fur et à mesure de l'élévation de la tension appliquée en raison de l'accroissement du champ électrique dont elle s'accompagne ce qui améliore le processus de charge et la force électrique qui dérive les particules.
- Sous excitation alternative, le comportement de l'électrofiltre dépend de la gamme des fréquences appliquées. En effet, aux basses fréquences, l'efficacité de collecte est faible en raison de l'intermittence de la décharge. Aux moyennes fréquences, elle se stabilise puis diminue aux fréquences élevées à cause des phénomènes d'oscillation des particules.
- Sous excitation pulsée nanoseconde, plus la fréquence augmente, plus la performance de l'électrofiltre augmente. La baisse de l'efficacité de collecte à haute fréquence n'est pas observée ce qui signifie que le processus de collecte des particules est différent.
- L'efficacité de collecte est plus élevée pour les grosses particules. Ceci est expliqué par le fait que les grosses particules sont aptes à accueillir plus de charges sur leur surface, ainsi, le mécanisme de charge par champ devient plus efficace.
- L'étude comparative a montré que l'utilisation de la AC DBD est plus appropriée en termes de rapport efficacité-coût énergétique. La meilleure efficacité de collecte est obtenue avec le signal carré avec lequel les performances ne sont pas très éloignées de celles obtenues avec le signal sinusoïdal, elle peut atteindre 99%.

Le modèle théorique du mouvement des particules dans l'électrofiltre AC DBD nous a permis de comprendre le comportement des particules ainsi que l'effet des différentes conditions expérimentales sur leur charge et leur trajectoire et l'effet de cette dernière sur l'efficacité de la collecte. Au bout de cette étude, nous avons aboutis aux résultats suivants :

- La charge des particules est une fonction logarithmique de la fréquence. Cette fonction nous donne un bon accord entre les résultats théoriques et expérimentaux de l'efficacité de collecte en fonction de la taille des particules, la tension appliquée et la fréquence.
- La charge des particules augmente avec leur taille, avec le champ appliqué ainsi que la fréquence.
- La charge des particules peut dépasser la charge limite de saturation (selon le modèle de Cochet) pour les fréquences élevées, ce qui indique que le processus de charge par diffusion est très important dans les conditions de l'étude.

La modélisation de la trajectoire des particules a montré que :

- L'efficacité de collecte des particules dépend fortement de leur mouvement qui est un mouvement oscillatoire à cause du champ électrique alternatif.
- L'amplitude d'oscillation de la trajectoire des particules augmente avec l'amplitude du champ électrique alternatif et la taille des particules et diminue pour les hautes fréquences; ce qui explique pourquoi l'électrofiltre est moins performant en utilisant des fréquences élevées.
- Bien que l'amplitude de mouvement oscillatoire des particules soit élevée à basses fréquences, l'efficacité de collecte est faible. Ceci est expliqué par la faible charge de particules d'un côté et de leur mouvement oscillatoire incomplet de l'autre côté.

Perspectives

Nous avons étudié la précipitation électrostatique des particules d'encens. Il serait intéressant d'utiliser d'autres types de particules solides et liquides et d'effectuer une étude comparative en fonction de leurs propriétés physico-chimiques. On pourrait également étudier la précipitation des particules de tailles nanométriques.

Il serait également intéressant de faire des tests d'efficacité à fort débit. Les systèmes qui sont susceptibles de recevoir ces électrofiltres fonctionnent à des débits plus importants (débit supersonique par exemple) que ceux utilisés dans le cadre de cette étude.

La mesure de la charge des particules peut être effectuée en utilisant un Electrical Low Pressure Impactor (ELPI). Cette étude doit être envisagée afin de valider les résultats du modèle théorique de la charge. Il serait intéressant de faire une étude comparative de la charge des particules dans une AC DBD et NP DBD. L'influence de la configuration de la DBD sur la charge des particules aussi peut être étudiée.

Les observations des phénomènes EHD peuvent être réalisées au moyen de la PIV – rapide. Cette démarche prend tout son sens dans le cas de la configuration plan-plan, où les phénomènes liés à la manifestation de la décharge (les filaments) sont très rapides. L'étude du vent ionique et l'observation de mouvement des particules dans le cas de la NP DBD doit également être envisagé.

Annexes

Annexe 1 : Discrétisation des équations du modèle fluide par la méthode des différences finis

Le maillage utilisé pour la discrétisation du domaine de calcul est un maillage rectangulaire uniforme, les points d'intersection sont spécifiés par les indices entiers i et j dans les axes (Ox) et (Oy) respectivement (Figure 1). Les points sur l'axe de temps sont spécifiés par l'indice t . Les densités des particules chargées ainsi que le potentiel électrique sont définis aux points d'intersection, ils sont notés par exemple $n_{i,j}$ et $V_{i,j}$. Les variables vectorielles comme les flux des particules et le champ électrique sont définies entre les points d'intersection et donc notées $\Gamma_{i+\frac{1}{2},j}$ et $E_{i+\frac{1}{2},j}$ sur l'axe (ox), et $\Gamma_{i,j+\frac{1}{2}}$ et $E_{i,j+\frac{1}{2}}$ sur l'axe (oy) [111] [109].

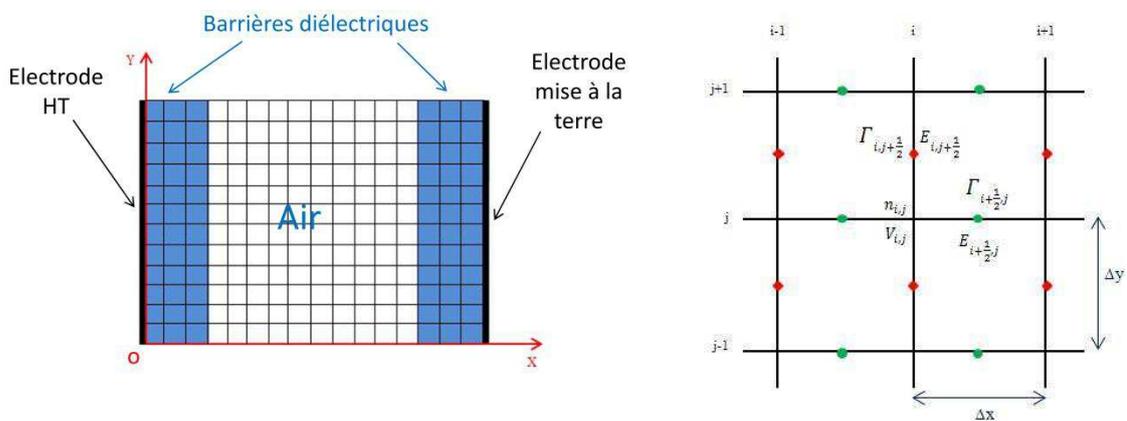


Figure 1. Représentation du domaine de simulation et le maillage utilisé dans le modèle numérique

A. Discrétisation des équations de conservation et de transport

L'équation de conservation de charge pour les électrons et les ions est donnée par :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \Gamma = S \quad (1)$$

Sur deux dimensions :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma}{\partial x} + \frac{\partial \Gamma}{\partial y} = S \quad (2)$$

En utilisant la méthode des différences finies avec un schéma implicite pour le temps et un schéma centré pour l'espace :

$$\frac{n_{i,j}^{t+1} - n_{i,j}^t}{\Delta t} + \frac{\Gamma_{i+\frac{1}{2},j}^{t+1} - \Gamma_{i-\frac{1}{2},j}^{t+1}}{\Delta x} + \frac{\Gamma_{i,j+\frac{1}{2}}^{t+1} - \Gamma_{i,j-\frac{1}{2}}^{t+1}}{\Delta y} = S_{i,j}^t \quad (3)$$

Le flux est donné par l'équation de transfert de la quantité de mouvement :

$$\Gamma = s.n.\mu.E - D \frac{\partial n}{\partial x} \quad (4)$$

où s est égale à -1 pour les électrons et 1 pour les ions positifs, μ et D sont respectivement la mobilité et le coefficient de diffusion. Sur l'intervalle $[x_i, x_{i+1}]$ ou $[y_i, y_{i+1}]$ on suppose que les coefficients de diffusion et les mobilités sont constants.

Nous avons choisi pour notre modèle un schéma numérique similaire à celui utilisé pour le transport des électrons dans les semi-conducteurs et décrit par Scharfetter et Gummel [162]. Avec la méthode de Scharfetter-Gummel, on suppose que le flux des particules est constant entre deux nœuds successifs du maillage. Ce schéma est avantageux car l'intégration de l'équation de transport est analytique, ce qui lui confère une très bonne stabilité.

$$\Gamma_{i+\frac{1}{2},j} = -\frac{D}{\Delta x} \left(f_1 \left(Z_{i+\frac{1}{2},j} \right) \cdot n_{i+1,j} - f_2 \left(Z_{i+\frac{1}{2},j} \right) \cdot n_{i,j} \right) \quad (5)$$

$$\Gamma_{i-\frac{1}{2},j} = -\frac{D}{\Delta x} \left(f_1 \left(Z_{i-\frac{1}{2},j} \right) \cdot n_{i,j} - f_2 \left(Z_{i-\frac{1}{2},j} \right) \cdot n_{i-1,j} \right) \quad (6)$$

Avec :

$$Z_{i+\frac{1}{2},j} = s \cdot \frac{\mu \cdot \Delta x}{D} \cdot E_{i+\frac{1}{2},j}, \quad Z_{i-\frac{1}{2},j} = s \cdot \frac{\mu \cdot \Delta x}{D} \cdot E_{i-\frac{1}{2},j} \quad (7, 8)$$

Et les fonctions $f_1(Z)$ et $f_2(Z)$ sont définies par :

$$f_1(Z) = \frac{Z}{e^Z - 1}, \quad f_2(Z) = \frac{Z \cdot e^Z}{e^Z - 1} = f_1(Z) + Z \quad (9, 10)$$

Pour $Z \neq 0$, et $f_1(0) = f_2(0) = 1$. L'expression de flux dans la direction des y a la même forme.

On remplace les flux dans l'équation de continuité par leur expression et on obtient l'équation suivante qui est une combinaison linéaire entre les densités dans les cinq points voisins.

$$A_{i,j}^w \cdot n_{i-1,j}^{t+1} + A_{i,j}^s \cdot n_{i,j-1}^{t+1} + A_{i,j}^c \cdot n_{i,j}^{t+1} + A_{i,j}^e \cdot n_{i+1,j}^{t+1} + A_{i,j}^n \cdot n_{i,j+1}^{t+1} = A_{i,j} \quad (11)$$

Dans cette équation :

$$A_{i,j}^w = -\frac{\Delta t}{\Delta x^2} \cdot D \cdot f_2 \left(Z_{i-\frac{1}{2},j} \right) \quad (12)$$

$$A_{i,j}^e = -\frac{\Delta t}{\Delta x^2} \cdot D \cdot f_1 \left(Z_{i+\frac{1}{2},j} \right) \quad (13)$$

$$A_{i,j}^s = -\frac{\Delta t}{\Delta y^2} \cdot D \cdot f_2 \left(Z_{i,j-\frac{1}{2}} \right) \quad (14)$$

$$A_{i,j}^n = -\frac{\Delta t}{\Delta y^2} \cdot D \cdot f_1 \left(Z_{i,j+\frac{1}{2}} \right) \quad (15)$$

$$A_{i,j}^c = 1 - A_{i+1,j}^w - A_{i-1,j}^e - A_{i,j+1}^s - A_{i,j-1}^n \quad (16)$$

$$A_{i,j} = n_{i,j}^t + \Delta t \cdot S_{i,j}^t \quad (17)$$

B. Discrétisation de l'équation de Poisson

L'équation de Poisson décrit le champ électrique en fonction de la charge d'espace, dans l'espace entre les deux barrières diélectriques, elle est donnée par la relation :

$$\begin{aligned}\nabla \cdot (\varepsilon_0 \nabla V^{t+1}) &= -e (n_p^{t+1} - n_e^{t+1}) = -e \left(n_p^t - n_e^t + \Delta t \cdot \left(\frac{\partial n_p}{\partial t} - \frac{\partial n_e}{\partial t} \right) \right) \\ &= -e \left(n_p^t - n_e^t + \Delta t \cdot (-\nabla \Gamma_p^{t+1} + \nabla \Gamma_e^{t+1}) \right)\end{aligned}\quad (18)$$

Sur deux dimensions :

$$\varepsilon_0 \left(\frac{\partial^2 V^{t+1}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V^{t+1}}{\partial y^2} \right) = -e (n_p^t - n_e^t) + e \cdot \Delta t \cdot \left(\frac{\partial \Gamma_p^{t+1}}{\partial x} + \frac{\partial \Gamma_p^{t+1}}{\partial y} - \frac{\partial \Gamma_e^{t+1}}{\partial x} + \frac{\partial \Gamma_e^{t+1}}{\partial y} \right)\quad (19)$$

L'expression de flux des particules au temps $t + 1$ est donnée par le schéma de Scharfetter-Gummel :

$$\Gamma_{i+\frac{1}{2},j}^{t+1} = -\frac{D}{\Delta x} \left(f_1^{t+1} \left(Z_{i+\frac{1}{2},j} \right) \cdot n_{i+1,j} - f_2^{t+1} \left(Z_{i+\frac{1}{2},j} \right) \cdot n_{i,j} \right)\quad (20)$$

avec :

$$\begin{aligned}f_1^{t+1} \left(Z_{i+\frac{1}{2},j} \right) &= f_1^t \left(Z_{i+\frac{1}{2},j} \right) + \left(\frac{\partial f_1 \left(Z_{i+\frac{1}{2},j} \right)}{\partial E_{i+\frac{1}{2},j}} \right)^t \left(E_{i+\frac{1}{2},j}^{t+1} - E_{i+\frac{1}{2},j}^t \right) \\ &= f_1^t \left(Z_{i+\frac{1}{2},j} \right) + \left(\frac{\partial f_1 \left(Z_{i+\frac{1}{2},j} \right)}{\partial Z_{i+\frac{1}{2},j}} \cdot \frac{\partial Z_{i+\frac{1}{2},j}}{\partial E_{i+\frac{1}{2},j}} \right)^t \left(E_{i+\frac{1}{2},j}^{t+1} - E_{i+\frac{1}{2},j}^t \right)\end{aligned}\quad (21)$$

$$\text{On a : } Z_{i+\frac{1}{2},j}^t = s \cdot \frac{\mu \cdot \Delta x \cdot E_{i+\frac{1}{2},j}^t}{D}, \text{ donc, } \frac{\partial Z_{i+\frac{1}{2},j}}{\partial E_{i+\frac{1}{2},j}} = s \cdot \frac{\mu \cdot \Delta x}{D}$$

Après des simplifications on trouve :

$$f_1^{t+1} \left(Z_{i+\frac{1}{2},j} \right) = h \left(Z_{i+\frac{1}{2},j} \right) + s \cdot \frac{\mu \cdot \Delta x}{D} \cdot g_1 \left(Z_{i+\frac{1}{2},j} \right) \cdot E_{i+\frac{1}{2},j}^{t+1}\quad (22)$$

$$f_2^{t+1} \left(Z_{i+\frac{1}{2},j} \right) = h \left(Z_{i+\frac{1}{2},j} \right) + s \cdot \frac{\mu \cdot \Delta x}{D} \cdot g_2 \left(Z_{i+\frac{1}{2},j} \right) \cdot E_{i+\frac{1}{2},j}^{t+1}\quad (23)$$

Pour $Z \neq 0$:

$$h(Z) = f_1(Z) - \frac{\partial f_1(Z)}{\partial Z} Z = \frac{Z^2 \cdot e^Z}{(e^Z - 1)^2}\quad (24)$$

$$g_1(Z) = \frac{\partial f_1(Z)}{\partial Z} = \frac{(1 - Z)e^Z - 1}{(e^Z - 1)^2}\quad (25)$$

$$g_2(Z) = \frac{\partial f_2(Z)}{\partial Z} = e^Z \frac{e^Z - (1 + Z)}{(e^Z - 1)^2}\quad (26)$$

$$\text{Et, } h(0) = 1, g_1(0) = -\frac{1}{2}, g_2(0) = \frac{1}{2}$$

En remplaçant les expressions de f_1^{t+1} et f_2^{t+1} dans l'équation (20), l'expression de flux à l'instant $t + 1$ sera :

$$\Gamma_{i+\frac{1}{2},j}^{t+1} = - \left[\frac{D}{\Delta x} \cdot h \left(Z_{i+\frac{1}{2},j} \right) \cdot (n_{i+1,j} - n_{i,j}) \right]^t - \left[s \cdot \mu \cdot \left(g_1 \left(Z_{i+\frac{1}{2},j} \right) \cdot n_{i+1,j} - g_2 \left(Z_{i+\frac{1}{2},j} \right) \cdot n_{i,j} \right) \right]^t \cdot E_{i+\frac{1}{2},j}^{t+1} \quad (27)$$

$$\text{Avec :} \quad E_{i+\frac{1}{2},j}^{t+1} = - \frac{V_{i+1,j}^{t+1} - V_{i,j}^{t+1}}{\Delta x}$$

Finalemment, l'équation de Poisson discrétisée sera :

$$A_{i,j}^w \cdot V_{i-1,j}^{t+1} + A_{i,j}^s \cdot V_{i,j-1}^{t+1} + A_{i,j}^c \cdot V_{i,j}^{t+1} + A_{i,j}^e \cdot V_{i+1,j}^{t+1} + A_{i,j}^n \cdot V_{i,j+1}^{t+1} = A_{i,j} \quad (28)$$

Avec :

$$A_{i,j}^w = \frac{\varepsilon_0}{\Delta x^2} - \frac{\Delta t}{\Delta x^2} \sum_m \left[e \cdot \mu \cdot \left(g_1 \left(Z_{i-\frac{1}{2},j} \right) \cdot n_{i,j} - g_2 \left(Z_{i-\frac{1}{2},j} \right) \cdot n_{i-1,j} \right) \right]_m \quad (29)$$

$$A_{i,j}^e = \frac{\varepsilon_0}{\Delta x^2} - \frac{\Delta t}{\Delta x^2} \sum_m \left[e \cdot \mu \cdot \left(g_1 \left(Z_{i+\frac{1}{2},j} \right) \cdot n_{i+1,j} - g_2 \left(Z_{i+\frac{1}{2},j} \right) \cdot n_{i,j} \right) \right]_m \quad (30)$$

$$A_{i,j}^s = \frac{\varepsilon_0}{\Delta y^2} - \frac{\Delta t}{\Delta y^2} \sum_m \left[e \cdot \mu \cdot \left(g_1 \left(Z_{i,j-\frac{1}{2}} \right) \cdot n_{i,j} - g_2 \left(Z_{i,j-\frac{1}{2}} \right) \cdot n_{i,j-1} \right) \right]_m \quad (31)$$

$$A_{i,j}^n = \frac{\varepsilon_0}{\Delta y^2} - \frac{\Delta t}{\Delta y^2} \sum_m \left[e \cdot \mu \cdot \left(g_1 \left(Z_{i,j+\frac{1}{2}} \right) \cdot n_{i,j+1} - g_2 \left(Z_{i,j+\frac{1}{2}} \right) \cdot n_{i,j} \right) \right]_m \quad (32)$$

$$A_{i,j}^c = -A_{i,j}^w - A_{i,j}^e - A_{i,j}^s - A_{i,j}^n \quad (33)$$

$$A_{i,j} = - \sum_m \left[e \cdot n_{i,j} + e \cdot \frac{\Delta t}{\Delta x^2} \cdot D \cdot h \left(Z_{i+\frac{1}{2},j} \right) \cdot (n_{i+1,j} - n_{i,j}) - e \cdot \frac{\Delta t}{\Delta x^2} \cdot D \cdot h \left(Z_{i-\frac{1}{2},j} \right) \cdot (n_{i,j} - n_{i-1,j}) + e \cdot \frac{\Delta t}{\Delta y^2} \cdot D \cdot h \left(Z_{i,j+\frac{1}{2}} \right) \cdot (n_{i,j+1} - n_{i,j}) - e \cdot \frac{\Delta t}{\Delta y^2} \cdot D \cdot h \left(Z_{i,j-\frac{1}{2}} \right) \cdot (n_{i,j} - n_{i,j-1}) \right]_m \quad (34)$$

avec, $m = p, e$ (ions et électrons).

C. Conditions aux limites pour l'équation de Poisson

Sur la surface diélectrique, la composante normale du champ électrique doit satisfaire la condition suivante :

$$(\varepsilon_d E_d - \varepsilon_g E_g) \cdot \mathbf{N} = \sigma \quad (35)$$

donc :

$$\varepsilon_{i+\frac{1}{2},j} \cdot E_{i+\frac{1}{2},j}^{t+1} - \varepsilon_{i-\frac{1}{2},j} \cdot E_{i-\frac{1}{2},j}^{t+1} = \sigma_{i,j}^{t+1} \quad (36)$$

avec σ la densité surfacique de charge due à l'accumulation des charges sur la surface diélectrique, elle est donnée par la relation suivante :

$$\sigma = \int e (\Gamma_p - \Gamma_e) \cdot \mathbf{N} dt \quad (37)$$

Donc :

$$\sigma_{i,j}^{t+1} = \sigma_{i,j}^t + e \cdot \Delta t \cdot \left(\Gamma_{p_{i+\frac{1}{2},j}}^{t+1} - \Gamma_{e_{i+\frac{1}{2},j}}^{t+1} \right) \cdot \mathbf{N} \quad (38)$$

Sur la surface diélectrique, les coefficients dans l'équation (28) deviennent :

$$A_{id,j}^w = \frac{\varepsilon_{id-\frac{1}{2},j}}{e^2} \quad (39)$$

$$A_{id,j}^e = \frac{\varepsilon_{id+\frac{1}{2},j}}{\Delta x^2} - \frac{\Delta t}{\Delta x^2} \sum_m \left[e \cdot \mu \cdot \left(g_1 \left(Z_{id+\frac{1}{2},j} \right) \cdot n_{id+1,j} - g_2 \left(Z_{id+\frac{1}{2},j} \right) \cdot n_{id,j} \right) \right]_m \quad (40)$$

$$A_{id,j}^s = \frac{\varepsilon_{id,j-\frac{1}{2}}}{\Delta y^2} \quad (41)$$

$$A_{id,j}^n = \frac{\varepsilon_{id,j+\frac{1}{2}}}{\Delta y^2} \quad (42)$$

$$A_{id,j}^c = -A_{id,j}^w - A_{id,j}^e - A_{id,j}^s - A_{id,j}^n \quad (43)$$

$$A_{id,j} = \frac{\sigma_{id,j}^t}{\Delta x} + \sum_m \left[e \cdot \frac{\Delta t}{\Delta x^2} \cdot D \cdot h \left(Z_{id+\frac{1}{2},j} \right) \cdot (n_{id+1,j} - n_{id,j}) \right]_m \quad (44)$$

Annexe 2

Vitesse de propagation du signal dans le câble coaxial [163] [164].

Câble coaxial
Extrait des données techniques du fabricant <i>Belden</i> ® : Câble coaxial RG58 C/U, impédance = 50 Ω, capacité = 101 pF/m, rapport de vitesse = 66 %.
Vitesse de propagation
<p>La vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans le diélectrique dont est constituée la ligne coaxiale dépend de la constante diélectrique (ϵ) et s'exprime par :</p> $\frac{v_p}{c} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \times 100 \text{ (\%)}$ <p>avec $C = 3.10^8 \text{ m. s}^{-1}$ célérité de la lumière et v_p la vitesse de propagation du signal.</p> <p>D'après le fabricant, le rapport de vitesse est :</p> $\frac{v_p}{c} = 66 \text{ \%}$ <p>soit $v_p = 0,66 \times c = 0,66 \times 3.10^8 = 1,98.10^8 \text{ m. s}^{-1}$</p> <p>Le signal se propage alors dans le câble à une vitesse de $1,98.10^8 \text{ m. s}^{-1}$.</p>

Annexe 3

Autres forces agissant sur les particules et non développées dans le cadre de cette étude [165] [128].

Force image
<p>Entre une particule et une paroi :</p> $F_{image-plan} = -\frac{q_p^2}{16 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{r_3} \cdot x_1^2} \cdot \frac{\epsilon_{r_2} - \epsilon_{r_3}}{\epsilon_{r_2} + \epsilon_{r_3}}$ <p>Entre deux particules :</p> $F_{image-particule} = -\left(\frac{d_{p,1}^2 \cdot q_{p,1}^2}{8 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot x_2^3} - \frac{2 \cdot d_{p,1}^2 \cdot x \cdot q_{p,1}^2}{\pi \cdot \epsilon_0 (4 \cdot x_2^2 - d_{p,1}^2)^2} \right) - \left(\frac{d_{p,2}^2 \cdot q_{p,2}^2}{8 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot x_2^3} - \frac{2 \cdot d_{p,2}^2 \cdot x \cdot q_{p,2}^2}{\pi \cdot \epsilon_0 (4 \cdot x_2^2 - d_{p,2}^2)^2} \right)$ <p>Avec ;</p> <ul style="list-style-type: none"> ϵ_{r_2} : constante diélectrique du substrat ϵ_{r_3} : la constante diélectrique du gaz porteur x_1 : distance entre le centre de la particule et la paroi x_2 : la distance entre le centre des deux particules
Force diélectrophorétique ou Force de dipôle
$\vec{F}_{DEP} = \frac{\pi}{4} \epsilon_m d_p^3 \left(\frac{\epsilon_s - \epsilon_m}{\epsilon_s - 2\epsilon_m} \right) (\nabla \vec{E})^2$ <p>où ϵ_s et ϵ_m sont les permittivités respectives de la sphère et du milieu.</p>
Forces de Van der Waals
<p>À l'approche d'une surface :</p> $F_{VdW} = -\frac{2 \cdot A_H}{3} \cdot \frac{r_p^3}{l_{min}^2 (l_{min} + 2 \cdot r_p)^2}$ <p>Entre deux particules de même diamètre :</p> $F_{VdW} = -\frac{32 \cdot A_H}{3} \cdot \frac{r_p^6}{l_{min}^2 (l_{min} + 4 \cdot r_p)^2 (l_{min} + 2 \cdot r_p)^3}$ <p>Avec ;</p> <ul style="list-style-type: none"> A_H : constante de Hamaker l_{min} : distance minimale entre la particule et le substrat ou entre deux particules (entre 4 et 5,5 Angströms)

Annexe 4

Modeles de charge d'une particule sphérique [149].

Knudsen number $K_n = \lambda/r_p$			
	Free molecule ($K_n \gg 10$)	Transition ($0.1 \leq K_n \leq 10$)	Continuum ($K_n \ll 0.1$)
Diffusion	Chang <i>et al.</i> (1981)		
	$\tau_d = \frac{4\pi r_p e^2 N_i D t}{C_p k T (1+\kappa)} = \frac{1}{1+\kappa} \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{\Phi_p^m}{m! m} + \frac{\kappa \Phi_p^{m+1}}{m!(m+1)} \right) + \frac{\Phi_p}{1+\kappa} \quad (1)$ $\Phi_{pd} = 5,564 \times 10^8 N_{dp}/r_p ; C_p = 4\pi \epsilon_0 r_p$		
	Numerical solution of (1) for $K_n \rightarrow \infty$ $\Phi_p = \ln \left(1 + \frac{e^2 \bar{v}_i r_p N_i}{4 \epsilon_0 k T} t \right) \quad (2)$ agrees with White	Numerical solution of (1) for $K_n = 1$	Numerical approximation of (1) for $K_n \rightarrow 0$ $\frac{e^2 N_i D t}{\epsilon_0 k T} = \Phi_p + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\Phi_p^m}{m! m} \quad (3)$
Field	Chang <i>et al.</i> (1980)		Pauthenier & Moreau-Hanot (1932)
	$\frac{d\Phi_p}{d\tau_f} = \left(\frac{r_p}{2\lambda_D} \right)^2 i(\Phi_p, S_{io}) \quad (5)$	Ohyama <i>et al.</i> (2000) $N_{fc} = \frac{1+K_n}{K_n} S_{io} N_{dc} \quad (7)$	$N_{fc} = \frac{Q_s t + (K_{os} - 1) \tau'_f}{e t + K_{os} \tau'_f} \quad (4)$ $Q_s = 4\pi \epsilon_0 \left(2 \frac{\epsilon_p - 1}{\epsilon_p + 2} + 1 \right) r_p^2 E$ $\frac{1}{K_{os}} = 1 - \frac{Q_0}{Q_s}; \tau'_f = \frac{4\epsilon_0 \epsilon_p}{N_i e \mu_i}$
	Ohyama <i>et al.</i> (2000) $N_{fc} = S_{io} N_{dc} \quad (6)$		

Références bibliographiques

- [1] S. Kaur, M.J. Nieuwenhuijsen, and R.N. Colville, "Fine particulate matter and carbon monoxide exposure concentrations in urban street transport microenvironments," *Atmospheric Environment*, vol. 41, pp. 4781-4810, 2007.
- [2] L. Golshahi, M.L. Noga, R.B. Thompson, and W.H. Finlay, "In vitro deposition measurement of inhaled micrometer-sized particles in extra thoracic airways of children and adolescents during nose breathing," *Journal of Aerosol Science*, vol. 42, pp. 474-488, 2011.
- [3] J. Schneider et al., "Mass spectrometric analysis and aerodynamic properties of various types of combustion-related aerosol particles," *International Journal of Mass Spectrometry*, vol. 258, pp. 37-49, 2006.
- [4] J. S. Chang, A. J. Kelly, and J. M. Crowley, *Handbook of Electrostatic Processes*. New York: Marcel Dekker, 1995.
- [5] H. J. White, *Industrial Electrostatic Precipitation*. Massachusetts: Wesley Publishing Company, 1963.
- [6] A. Mizuno, "Electrostatic precipitation," *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 7, pp. 615-624, 2000.
- [7] J. S. Chang, "Next generation integrated electrostatic gas cleaning systems," *Journal of Electrostatics*, vol. 57, pp. 273-291, 2003.
- [8] A. Jaworek, A. Krupa, and T. Czech, "Modern electrostatic devices and methods for exhaust gas cleaning: A brief review," *Journal of Electrostatics*, vol. 65, pp. 133-155.
- [9] J. E. Harry, *Introduction to plasma technology: Science, Engineering and Applications*.: WILEY-VCH, 2010.
- [10] F. Massines et al., "Experimental and theoretical study of a glow discharge at atmospheric pressure controlled by dielectric barrier," *Journal of Applied Physics*, vol. 83, no. 6, pp. 2950-2957, 1998.
- [11] U. Kogelschatz, "Dielectric barrier discharges: Their history, discharge physics and industrial applications," *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, vol. 23, no. 1, pp. 1-46, 2003.
- [12] X. J. Shao, G. J. Zhang, Y. Ma, and Y.X. Li, "One-dimensional modeling of dielectric barrier discharge in xenon," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 39, pp. 1165-1172, 2011.
- [13] S. Masuda, K. Akutsu, M. Kuroda, Y. Awatsu, and Y. Shibuya, "A ceramic-based ozonizer using high-frequency discharge," *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 24, pp. 223-231, 1988.
- [14] G. J. M. Hagelaar, G. M. W. Kroesen, U. van Slooten, and H. Schreuders, "Modeling of

- the microdischarges in plasma addressed liquid crystal displays," *Journal of Applied Physics*, vol. 88, p. 2252, 2000.
- [15] S. Salarieh and D.Dorrnian, "Sterilization of turmeric by atmospheric pressure dielectric barrier discharge plasma," *Plasma Science and Technology*, vol. 15, pp. 1121-1126, 2011.
- [16] E. Moreau, "Airflow control by non-thermal plasma actuators," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 40, no. 3, pp. 605-636, 2007.
- [17] Y. Kawada et al., "Development of high collection efficiency ESP by barrier discharge system," in *Proceedings of the IEEE IAS Annual Meeting*, Phoenix, AZ, vol. 2, pp. 1130-1135, 1999.
- [18] J. H. Byeon et al., "Collection of submicron particles by an electrostatic precipitator using a dielectric barrier discharge," *Journal of Aerosol Science*, vol. 37, pp. 1618-1628, 2006.
- [19] R. Gouri, N. Zouzou, A. Tilmatine, E. Moreau, and L. Dascalescu, "Collection efficiency of submicrometer particles using single and double DBD in a wire-to-square tube ESP," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 44, no. 495201, 2011.
- [20] Y. Kawada, T. Kaneko, T. Ito, and J. S. Chang, "Simultaneous removal of aerosol particles, NO_x and SO₂, from incense smokes by a DC electrostatic precipitator with dielectric barrier discharge prechargers," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 35, pp. 1961-1966, 2002.
- [21] B. Dramane, N. Zouzou, E. Moreau, and G. Touchard, "Electrostatic Precipitation of Submicron Particles using a DBD in axisymmetric and planar configurations," *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 16, no. 2, pp. 343-351, 2009.
- [22] N. Zouzou, B. Dramane, E. Moreau, and G. Touchard, "EHD Flow and Collection Efficiency of a DBD-ESP in Wire-to-Plane and Plane-to-Plane Configurations," *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 47, no. 1, pp. 336-343, 2011.
- [23] R. Gouri, N. Zouzou, A. Tilmatine, and L. Dascalescu, "Study of DBD precipitator energized by a modified square waveform voltage," *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 20, pp. 1540-1546, 2013.
- [24] R. Gouri, N. Zouzou, A. Tilmatine, and L. Dascalescu, "Enhancement of submicron particle electrostatic precipitation using dielectric barrier discharge in wire-to-square tube configuration," *Journal of Electrostatics*, vol. 71, pp. 240-245, 2013.
- [25] T. Shao et al., "Experimental study on repetitive unipolar nanosecond-pulse dielectric barrier discharge in air at atmospheric pressure," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 21, pp. 215203-1-215203-8, 2008.
- [26] R. Ono, Y. Nakagawa, and T. Oda, "Effect of pulse width on the production of radicals and excited species in a pulsed positive corona discharge," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 44, no. 485201, 2011.
- [27] T. Shao et al., "Excitation of atmospheric pressure uniform dielectric barrier discharge using repetitive unipolar nanosecond-pulse generator," *IEEE Transactions on*

- Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 17, no. 6, pp. 1830–1837, 2010.
- [28] H. Jiang et al., "Comparison of ac and nanosecond-pulsed DBDs in atmospheric air," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 39, pp. 2076-2077, 2011.
- [29] H. Qi, Y. Liu, Z. Fan, and C. Ren, "Effects of airflows on nanosecond pulsed dielectric barrier discharge at atmospheric pressure," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 43, no. 10, pp. 3662-3667, 2015.
- [30] H. Qi, Z. Fan, Y. Liu, and C. Ren, "Investigation of nanosecond pulsed dielectric barrier discharge using plate-to-plate electrode with asymmetric dielectric arrangement in airflow," *Physics of Plasmas*, vol. 23, no. 053509, 2016.
- [31] A. C. Aba'a Ndong, *Décharges à barrière diélectrique pulsées de volume et de surface appliquées à la précipitation électrostatique et à la régénération de surface*. Poitiers, France: Thèse de Doctorat, Université de Poitiers, 2014.
- [32] T. Martens, *Numerical simulations of dielectric barrier discharges*. Anvers, Belgique: Thèse de Doctorat, Université d'Anvers, 2010.
- [33] I. Langmuir, "The interaction of electron and positive ion space charges in cathode sheaths," *Physical Review*, vol. 33, no. 6, pp. 954-989, 1929.
- [34] F. Bouanaka, *Contribution à la modélisation des plasmas de dépôt basse pression*. Constantine, Algérie: Thèse de Doctorat, Université de Constantine, 2013.
- [35] D. Benyoucef, *Modélisation particulière et multidimensionnelle des décharges hors équilibre à basse pression excitées par champs électromagnétiques*. Toulouse, France: Thèse de Doctorat, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2011.
- [36] A. Labergue, *Etude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneurs plasmas- Application au contrôle de décollements d'écoulements*. Poitiers, France: Thèse de Doctorat, Université de Poitiers, 2005.
- [37] H. Raether, *Electron avalanches and breakdown in gases*. London: Butterworths, 1964.
- [38] Kuffel, E., Zaengl, W.S., Kuffel, J.: *High Voltage Engineering: Fundamentals*, 2nd edn. Elsevier Newness, Oxford, 2000.
- [39] F. Paschen, "Sur la différence de potentiel nécessaire à la formation d'arc électrique dans de l'air, de l'hydrogène et du gaz carbonique sous différentes pressions (Traduction de l'allemand)," *Wied. Annals of Physics*, vol. 37, pp. 69-96, 1889.
- [40] M. Goldman, A. Goldman, and R. S. Sigmond, "The corona discharge, its properties and specific uses," *Pure and Applied Chemistry*, vol. 57, no. 9, pp. 1353-1362, 1985.
- [41] M. Hamdi, *Etudes thermiques et dynamiques de l'intensification des transferts par vent ionique-Application au procédé de séchage*. Nantes, France: Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Vétérinaire Agroalimentaire et de l'Alimentation Nantes Atlantique (ONIRIS), 2014.
- [42] D. Lacoste, D. Pai, and C. Laux, "Ion wind effect in a positive DC corona discharge in atmospheric pressure air," in *42nd AIAA Aerospace Science Meeting and Exhibit*, Reno, 2004.

- [43] M. Goldman and R. S. Sigmond, "Corona and Insulation," *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, vol. EI-17, no. 2, pp. 90-105, 1982.
- [44] F. Kherbouche, Y. Benmimoun, A. Tilmatine, A. Zouaghi, and N. Zouzou, "Study of a new electrostatic precipitator with asymmetrical wire-to-cylinder configuration for cement particles collection," *Journal of Electrostatics*, vol. 83, pp. 7-15, 2016.
- [45] F. W. Peek, *Dielectric phenomena in high voltage engineering*. New York: New York, McGraw Hill Book Company, Inc., 1929.
- [46] I. W. McAllister, G. C. Crichton, and E. Bregnsbo, "Experimental study on the onset of positive corona in atmospheric air," *Journal of Applied Physics*, vol. 50, no. 11, pp. 6797-6805, 1979.
- [47] G. Hartmann, *Spectrographie de la décharge couronne: étude des mécanismes de collision dans le dard*. Paris, France: Thèse de Doctorat, Université Paris XI, 1977.
- [48] L. B. Loeb, *Electrical coronas: their basic physical mechanisms*. Berkeley and Los Angeles: University of California Press, 1965.
- [49] K. Hassouni, F. Massines, and J. -M. Pouvesle, "Plasmas hors-équilibre à des pressions atmosphériques," in *Plasmas froids: Génération, caractérisation et technologies*. Saint-Etienne: Publications de l'Université de Saint Etienne, 2004, pp. 49-108.
- [50] T. Yokoyama, M. Kogoma, T. Moriwaki, and S. Okazaki, "The mechanism of the stabilisation of glow plasma at atmospheric pressure," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 23, no. 8, pp. 1125-1128, 1990.
- [51] T. Shao et al., "Electrical characterization of dielectric barrier discharge driven by repetitive nanosecond pulses in atmospheric air," *Journal of Electrostatics*, vol. 67, no. 2-3, pp. 215-221, 2009.
- [52] M. Kettlitz et al., "On the spatio-temporal development of pulsed barrier discharges: influence of duty cycle variation," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 45, no. 245201, pp. 1-10, 2012.
- [53] W. C. Wang et al., "An uniform DBD plasma excited by bipolar nanosecond pulse using wire-cylinder electrode configuration in atmospheric air," *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy*, vol. 122, pp. 107-112, 2014.
- [54] R. Schade, "Über die Aufbauzeit einer Glimmentladung," *Zeitschrift für Physik*, vol. 104, no. 7-8, pp. 487-510, 1937.
- [55] T. Namihira et al., "Improvement of NOX removal efficiency using short-width pulsed power," *IEEE Transactions on Plasma Sciences*, vol. 28, no. 2, pp. 434-442, 2000.
- [56] N. Naudé, *Etude électrique de la physique d'une décharge de Townsend à la pression atmosphérique et de son interaction avec un générateur: Modèle et expérience*. Toulouse, France: Thèse de Doctorat, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2005.
- [57] U. Kogelschatz, "Silent discharge and their applications," in *Proc. 10th International Conference on Gas Discharge and Their Applications*, vol. 3, Swansea, 1992, pp. 972-980.

- [58] A. A. Kulikovskiy, "The structure of streamers in N₂. II. Two-dimensional," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 27, pp. 2564-2569, 1994.
- [59] N. Gherardi, *Physico-chimie et régimes des décharges contrôlées par barrière diélectrique en mélange azote - gaz oxydant - silane. Application à l'activation de surfaces polymères et aux dépôts*. Toulouse, France: Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier, 1998.
- [60] J. R. Roth, *Industrial Plasma Engineering, Volume 2*. Bristol and Philadelphia: Institute of Physics, 2001.
- [61] R. Bartnikas, "Note on ac discharge between metallic-dielectric electrodes in helium," *Journal of Applied Physics*, vol. 40, pp. 1974-1976, 1969.
- [62] S. Kanazawa, M. Kogoma, T. Moriwaki, and S. Okazaki, "Stable glow plasma at atmospheric pressure," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 21, pp. 838-840, 1988.
- [63] S. Kanazawa, M. Kogoma, S. Okazaki, and T. Moriwaki, "Glow plasma treatment at atmospheric pressure for surface modification and film deposition," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research section B*, vol. B37/38, pp. 842-845, 1989.
- [64] F. Massines and G. Gouda, "A comparison of polypropylene-surface treatment by filamentary, homogeneous and glow discharges in helium at atmospheric pressure," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 31, pp. 3411-3420, 1998.
- [65] F. Massines, N. Gherardi, N. Naudé, and P. Ségur, "Glow and Townsend dielectric barrier discharge in various atmosphere," *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 47, pp. B577-B588, 2005.
- [66] J. R. Roth, L. Laroussi, and C. Liu, "Experimental generation of steady-state glow discharge at atmospheric pressure," *In Proc. 19th IEEE International Conference on Plasma Science, Tampa*, p. 170, 1992.
- [67] C. Liu and J. R. Roth, "Plasma-related characteristics of a steady-state glow discharge at atmospheric pressure," *In Proc. 20th IEEE International Conference on Plasma Science, Vancouver*, p. 129, 1992.
- [68] R. Messaoudi, F. Massines, A. Younsi, B. Despax, and C. Mayoux, "Humidity effect on corona discharges, role of electric field," *In Proc. 10th International Conference on Gas Discharges and their Applications, Swansea*, pp. 318-321, 1992.
- [69] F. Massines, N. Gherardi, N. Naudé, and P. Ségur, "Recent advances in the understanding of Homogeneous dielectric barrier discharges," *HAKONE XI, Oleron Island, 7-12 September, 2008*.
- [70] N. Naudé, J. P. Cambronne, N. Gherardi, and F. Massines, "Electrical model and analysis of the transition from an atmospheric pressure townsend discharge to a filamentary discharge," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 38, no. 4, pp. 530-538, 2005.
- [71] COMMISSION DE LA PRODUCTION ET DES ÉCHANGES, Rapport d'Information

- N°3088 de l'Assemblée Nationale. (2001, Mai) La pollution de l'air. [Online]. <http://www.assemblee-nationale.fr/rap-info/i3088.asp>
- [72] W. C. Hinds, *Aerosol Technology: Properties, Behavior and Measurement of Airborne Particles*. New York: 2nd Edition, Wiley - Interscience, 1999.
- [73] A. D. Kappos et al., "Health effects of particles in ambient air," *International Journal of Hygiene and Environmental Health*, vol. 207, pp. 399-407, 2004.
- [74] I. M. Kennedy, "The health effects of combustion generated aerosols," *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 31, pp. 2757-2770, 2007.
- [75] C. S. Tang, L. T. Chang, L. C. Lee, and C. C. Chan, "Effects of personal particulate matter on peak expiratory flow rate of asthmatic children," *Science of the Total Environment*, vol. 382, pp. 43-51, 2007.
- [76] R. Gouri, *Optimisation électrique et géométrique d'un électrofiltre à barrière diélectrique en configuration fil-tube carré - application aux particules submicroniques*. Poitiers, France: Thèse de Doctorat, Université de Poitiers, 2012.
- [77] K. R. Parker, *Electrostatic precipitation*. London: Chapman & Hall, 1997.
- [78] R. Cochet, "Loi de charge des fines particules (submicroniques)," in *Colloque International N°102 : La physique des forces électrostatiques et leurs applications*, C.N.R.S., Paris, 1961.
- [79] J. S. Chang, "Recent development of plasma pollution control technology: a critical review," *Science and Technology of Advanced Materials*, vol. 2, pp. 571-606, 2001.
- [80] A. Mizuno, "Industrial applications of atmospheric non-thermal plasma in environmental remediation," *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 49, no. 5A, pp. A1-A15, 2007.
- [81] T. Kubo et al., "Reduction of particles and NOx exhausted from diesel engine by barrier discharge type ESP," *Journal of Aerosol Science*, vol. 30, pp. S793-S794, 1999.
- [82] Y. Kuroda et al., "Effect of electrode shape on discharge current and performance with barrier discharge type electrostatic precipitator," *Journal of Electrostatics*, vol. 57, pp. 407-415, 2003.
- [83] B. Dramane, *Précipitation électrostatique de particules submicroniques par décharge à barrière diélectrique : étude électrique, granulométrique et aérodynamique*. Poitiers, France: Thèse de Doctorat, Université de Poitiers, 2009.
- [84] B. Dramane, N. Zouzou, E. Moreau, and G. Touchard, "Electrostatic precipitation in wire-to-cylinder configuration: Effect of the high-voltage power supply waveform," *Journal of Electrostatics*, vol. 67, pp. 117-122, 2009.
- [85] N. Zouzou and E. Moreau, "Effect of a filamentary discharge on the particle trajectory in a plane-to-plane DBD precipitator," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 44, no. 285204, pp. 1-6, 2011.
- [86] A. Vincent, *Conception et simulation d'un réacteur fil-cylindre à décharge couronne avec barrière diélectrique adapté au traitement des oxydes d'azote dans des effluents*

- marqués par un isotope*. Paris, France: Thèse de Doctorat, Université Paris VI, 2002.
- [87] A. Debien, *Étude électromécanique et optimisation d'actionneurs plasmas à décharge à barrière diélectrique – Application au contrôle de décollement sur un profil d'aile de type NACA 0015*. Poitiers, France: Thèse de Doctorat, Université de Poitiers, 2013.
- [88] T. Yamamoto and H. R. Velkoff, "Electrohydrodynamics in an electrostatic precipitator," *The Journal of Fluid Mechanics*, vol. 108, pp. 1-8, 1981.
- [89] J. Mizeraczyk et al., "Image of Electrohydrodynamic flow velocity field in a DC positive polarity needle-to-plate non thermal plasma reactor," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 30, no. 1, pp. 164-165, 2002.
- [90] J. Mizeraczyk et al., "Experimental results on electrohydrodynamic flow in electrostatic precipitators," in *4th Asia Pacific International Symposium on the Basic and Application of Plasma Technology*, Cebu, Philippines, 2005.
- [91] J. Podlinski, J. Dekowski, J. Mizeraczyk, D. Brocilo, and J.-Sh. Chang, "Electrohydrodynamic gas flow in a positive polarity wire-plate electrostatic precipitator and the related dust particle collection efficiency," *Journal of Electrostatics*, vol. 64, no. 3, pp. 259-262, 2006.
- [92] S. Masuda, K. Akutsu, and T. Nakane, "Study on velocity distribution in es-type electrostatic after collecting device using a laser anemometer," in *Proc. of the Annual Conference of the Institute of Electrostatics*, Japan, 1978.
- [93] P. A. Lawless and E. J. Shaughnessy, "Laser dopler anemometer measurements of particle velocity in a laboratory precipitator," in *IEEE Industry Applications (IAS) Annual Meeting*, 1981, p. 1124.
- [94] C. Riehle, *Basic and theoretical operation of ESPs*. London: Electrostatic precipitation. Chapman & Hall, 1997.
- [95] C. Halldin, R. Hakansson, L. E. Johansson, and K. Porle, "Particle flow field in a commercial design esp during intermittent energization," in *Proc. of the 6th International Conference on Electrostatic Precipitation*, Budapest, 1996, pp. 406–416.
- [96] H. J. Schmind and H. Umhauer, "Investigation on particle dynamics in a plate-type electrostatic precipitator using double pulse holography," in *Proc. of the 6th International Conference on Electrostatic Precipitation*, Budapest, 1996, pp. 375–381.
- [97] J. Westerweel, "Fundamentals of digital particle image velocimetry," *Measurement Science and Technology*, vol. 8, pp. 1379–1392, 1997.
- [98] J.S. Chang et al., "On-set of EHD turbulence for cylinder in cross flow under corona discharges," *Journal of Electrostatics*, vol. 64, pp. 567-573, 2006.
- [99] Y. N. Chun, J. S. Chang, A. A. Berezin, and J. Mizeraczyk, "Numerical modeling of near corona wire electrohydrodynamic flow in a wire plate electrostatic precipitator," *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 14, no. 1, pp. 119–124, 2007.
- [100] J. Podlinski, J. Dekowski, M. Kocik, J. Mizeraczyk, and J. S. Chang, "Measurement of the flow velocity field in multi-field wire-plate electrostatic precipitator," *Czechoslovak*

- Journal of Physics*, vol. 54, no. S3, pp. C922-C930, 2004.
- [101] J. Podlinski, A. Niewulis, J. Mizeraczyk, and P. Atten, "ESP performance for various dust densities," *Journal of Electrostatics*, vol. 66, pp. 246-253, 2008.
- [102] J. Miller and A. J. Schwab, "Electrical similarity concerning particle transport in electrostatic precipitator," *Journal of Electrostatics*, vol. 29, pp. 147-168, 1992.
- [103] J. Jolibois and E. Moreau, "Enhancement of the electromechanical performances of a single dielectric barrier discharge actuator," *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 16, pp. 758-767, 2009.
- [104] Y. Sano et al., "Diesel exhaust particles charged by barrier discharge," *Journal of Aerosol Science*, vol. 31, pp. 879-880, 2000.
- [105] N. Jidenko and J. P. Borra, "Kinematics of charged nanometric particles in silent discharge," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 38, pp. 617-620, 2005.
- [106] N. Benaired, *Modélisation hydrodynamique en 3D d'une décharge filamentaire à haute pression*. Oran, Algérie: Thèse de Doctorat, Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, 2013.
- [107] M. Meziane, *Modélisation 2D et 3D d'un écoulement gazeux stationnaire activé par décharge couronne dans un réacteur multipointes-plan dédié à la décontamination des gaz*. Toulouse, France: Thèse de Doctorat, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2011.
- [108] B. Bernecker, *Formation de structures et phénomènes d'auto-organisation dans les décharges à barrière diélectrique*. Toulouse, France: Thèse de Doctorat, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2010.
- [109] Y. Lagmich, *Diagnostic et modélisation d'une décharge à barrière diélectrique pour le contrôle d'écoulement*. Toulouse, France: Thèse de Doctorat, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2007.
- [110] B. Jayaraman, *Computational modeling of glow discharge induced fluid dynamics*. Florida, USA: PhD Thesis, University of Florida, 2006.
- [111] M. M. Iqbal, *Computational investigations of atmospheric pressure discharges*. Dublin, Irlande: PhD Thesis, Dublin City University, 2009.
- [112] T. I. Farouk, *Modeling and simulation of DC and RF atmospheric pressure non-thermal micro plasma discharges: Analysis and applications*. Pennsylvanie, USA: PhD Thesis, Université Drexel, 2009.
- [113] O. Ducasse, *Modélisation électrohydrodynamique d'un réacteur plasma hors équilibre de dépollution des gaz*. Toulouse, France: Thèse de Doctorat, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2006.
- [114] G. J. M. Hagelaar, F. J. de Hoog, and G. M. W. Kroesen, "Boundary conditions in fluid models of gas discharges," *Physical Review E*, vol. 62, no. 1, 2000.
- [115] T. N. Tran, *Surface discharge dynamics: Theory, experiment and simulation*. Southampton, Royaume-Uni: PhD Thesis, University of Southampton, 2010.
- [116] G. J. M. Hagelaar and L. C. Pitchford, "Solving the boltzmann equation to obtain

- electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models," *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 14, pp. 722–733, 2005.
- [117] PHELPS database. (2014, March) <http://www.lxcat.laplace.univ-tlse.fr>.
- [118] freeware BOLSIG+. www.siglo-kinema.com/bolsig.htm.
- [119] X. Yuan, J. Shin, and L. L. Raja, "One-dimensional simulation of multi pulse phenomena in dielectric-barrier atmospheric-pressure glow discharges," *Vacuum*, vol. 80, pp. 1199–1205, 2006.
- [120] R. Morrow and N. Sato, "The discharge current induced by the motion of charged particles in time-dependent electric fields Sato's equation extended," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 32, no. 5, pp. L20-L22, 1999.
- [121] M. Petit, A. Goldman, and M. Goldman, "Glow currents in a point-to-plane dielectric barrier discharge in the context of chemical reactivity control," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 35, pp. 2969-2977, 2002.
- [122] A. V. Pipa, T. Hoder, J. Koskulics, M. Schmidt, and R. Brandenburg, "Experimental determination of dielectric barrier discharge capacitance," *Review of Scientific Instruments*, vol. 83, no. 075111, 2012.
- [123] J. Little, K. Takashima, M. Nishihara, I. Adamovich, and M. Samimy, "Separation control with nanosecond pulse driven dielectric barrier discharge plasma actuators," *AIAA Journal*, vol. 50, pp. 350-365, 2012.
- [124] A.C. Aba'a Ndong, N. Zouzou, N. Benard, and E. Moreau, "Geometrical optimization of a surface DBD powered by a nanosecond pulsed high voltage," *Journal of Electrostatics*, vol. 71, pp. 246-253, 2013.
- [125] R. C. Mannix, K. P. Nguyen, E. W. Tan, E. E. Ho, and R. F. Phalen, "Physical characterization of incense aerosols," *The Science of the total environment*, vol. 193, no. 2, pp. 149-158, 1996.
- [126] J. J. Jetter, Z. Guo, J.A. McBrian, and M. R. Flynn, "Characterization of emissions from burning incense," *The Science of the total environment*, vol. 295, p. pp.51, 2002.
- [127] A. Zukeran et al., "Collection efficiency of ultrafine particles by an electrostatic precipitator under dc and pulse operating modes," *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 35, no. 5, pp. 1184–1190, 1999.
- [128] T. J. Krinke, K. Deppert, M. H. Magnusson, F. Schmidt, and H. Fissan, "Microscopic aspects of the deposition of nanoparticles from the gas phase," *Journal of Aerosol Science*, vol. 33, no. 10, pp. 1341-1359, 2002.
- [129] C. U. Böttner, "The role of the space charge density in particulate processes in the example of the electrostatic precipitator," *Powder Technology*, vol. 135–136, pp. 285–294, 2003.
- [130] R. Boichot, *Filtration des particules issues des moteurs diesel par matrices fibreuses plongées dans un champ électrique*. Chambéry, France: Thèse de Doctorat, Université de Savoie, 2005.

- [131] H. Pang, *Dépoussiérage électrostatique pour les particules submicroniques en atmosphère usuelle (terre) et rarifiée (planète Mars)*. Grenoble, France: Thèse de Doctorat, Université Joseph FOURIER-Grenoble 1, 2006.
- [132] A. Bouarouri, *Développement d'un chargeur à décharge couronne pour la mesure à 10 Hz de la concentration d'aérosol atmosphérique*. Paris, France: Thèse de Doctorat, Université PARIS-SUD, 2014.
- [133] P. Tochon, *Étude numérique et expérimentale d'électrofiltres industriels*. Grenoble, France: Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, 1997.
- [134] H. Rohmann, "Methode zur messung der gröÙe von schwebeteilchen," *Zeitung der Physik*, vol. 17, pp. 253-265, 1923.
- [135] M. Pauthenier and R. Guillien, "Etude électromécanique de la charge limite d'une sphère conductrice dans un champ électrique ionisé," *C.R.A.S. Paris*, vol. 195, 1932.
- [136] M. Pauthenier and M. Moreau-Hanot, "La charge des particules sphériques dans un champ ionisé," *Journal de Physique et le Radium*, vol. 3, pp. 590-613, 1932.
- [137] J. R. Brock, "Non continuum unipolar charging of aerosol: the role of external electric field," *Journal of Applied Physics*, vol. 41, pp. 1940-1944, 1970.
- [138] J. R. Brock and M. Wu, "Field charging of aerosol particles," *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 45, pp. 106-114, 1973.
- [139] B. H. Y. Liu and D. H. Y. Pui, "On polar diffusion charging of aerosol in the continuum regime," *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 58, no. 1, pp. 142-149, 1977.
- [140] A. Mizuno, "Contact-type electric curtain for electrodynamic control of charged dust particles," in *Proc. 1st International Conference on Electrostatic Precipitation*, 1981.
- [141] J. R. MacDonald, "A mathematical model for calculating electric conditions in wire-duct electrostatic precipitation," *Journal of Applied Physics*, vol. 48, no. 6, pp. 2231-2243, 1978.
- [142] J. P. Borra, "Nucleation and aerosol processing in atmospheric pressure electrical discharges: powders production, coatings and filtration," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 39, pp. R19-R54, 2006.
- [143] N. A. Fuchs, "The charges on the particles of aerocolloids," *Izvestiya Akademii Nauk SSSR Seriya Geograficheskaya*, vol. 11, p. 341, 1947.
- [144] N. A. Fuchs, "On the stationary charge distribution on aerosol particles in a bipolar ionic atmosphere," *Geofisica Pura e Applicata*, vol. 56, p. 185, 1963.
- [145] H. J. White, "Particle charging in electrostatic precipitation," *AIEE Transactions*, vol. 70, pp. 1186-1191, 1951.
- [146] P. A. Lawless, "Particles charging bounds, symmetry relations and analytic charging rate model for continuum regime," *Journal of Aerosol Science*, vol. 27, pp. 191-215, 1996.
- [147] P. A. Lawless and R. F. Altman, "Espm : an advanced electrostatic precipitator model,"

- in *29th IEEE Industry Applications (IAS) Annual Meeting*, Denver, 1994.
- [148] W. B. Smith and J. R. McDonald, "Development of a theory for the charging of particles by unipolar ions," *Journal of Aerosol Science*, vol. 7, pp. 151-166, 1976.
- [149] D. Brocilo, J. S. Chang, and R. D. Findlay, "Modeling of electrode geometry effects on dust collection of wire-plate electrostatic precipitators," in *8th International Conference on Electrostatic Precipitation ICESP, Birmingham, Alabama, USA, 2001*.
- [150] B. J. Yoon, "Continuum theory for ionic field charging of spheroidal aerosols in non-uniform electric field," *Chemical Engineering Science*, vol. 55, pp. 5485-5495, 2000.
- [151] S. Oglesby and G.B. Nichols, *Electrostatic Precipitation*. New York: Marcel Dekker, Inc., 1978.
- [152] Z. Long and Q. Yao, "Evaluation of various particle charging models for simulating particle dynamics in electrostatic precipitators," *Journal of Aerosol Science*, vol. 41, pp. 702-718, 2010.
- [153] W. Deutsch, "Bewegung und ladung der elektrizitatstrager im zylinderkondensator," *Annals of Physics*, vol. 68, pp. 335-344, 1922.
- [154] G. L. Leonard, M. Mitchner, and S. A. Self, "Particle transport in electrostatic precipitators," *Atmospheric Environment*, vol. 14, pp. 1289-1299, 1980.
- [155] N. Tachibana and H. Fujishima, "Application of electrostatic precipitation with intermittent energization," in *Proc. International Conference on Modern Electrostatics*, 1988.
- [156] S. Masuda and J. D. Moon, "High intensity charging device for carbon soot particles," in *Proc. 2nd International Conference on Electrostatic Precipitation*, 1984.
- [157] T. Yamamoto, M. Mieno, K. Shibata, and K. Sakai, "Studies on rapping reentrainment from electrostatic precipitators," in *Proc. 7th International Conference on Electrostatic Precipitation ICESP*, 1998, pp. 163-170.
- [158] S. Masuda and A. Mizuno, "Light measurement of back discharge," *Journal of Electrostatics*, vol. 2, pp. 375-396, 1977.
- [159] S. Masuda and A. Mizuno, "Flashover measurement of back discharge," *Journal of Electrostatics*, vol. 4, p. 215, 1978.
- [160] S. Masuda, T. Itagaki, and J. Z. Wang, "Role of dust space charge in electrostatic precipitation and its measuring method," in *Proc. 3rd International Conference on Electrostatic Precipitation ICESP*, 1987, p. 519.
- [161] M. Lackowski, K. Adamiak, A. Jaworek, and A. Krupa, "Electrostatic charging of particulates by ionic current in alternating electric field," *Powder Technology*, vol. 135-136, pp. 243-249, 2003.
- [162] Scharfetter D.L and Gumme H.K, "Large signal analysis of a silicon read diode oscillator," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. ED-16, no. 1, pp. 64-77, 1969.
- [163] BELDEN. (2012, Mars) Detailed Specifications & Technical Data, 50 Ohm Coax. [Online]. <http://www.belden.com/techdatas/english/8262.pdf>

- [164] AXON. (2012, Décembre) Coaxial cables. [Online]. <http://www.axon-cable.com/publications/Coaxial-cables.pdf>
- [165] T. B. Jones, *Electromechanics of Particles*. New-York: Cambridge University Press, 1995.

Liste des publications et communications

Publications dans des revues

A. Zouaghi, N. Zouzou, A. Mekhaldi, and R. Gouri, “Submicron particles trajectory and collection efficiency in a miniature planar DBD-ESP: Theoretical model and experimental validation”, **Journal of Electrostatics**, vol. 82, pp. 38-47, 2016.

A. Zouaghi, A. Mekhaldi, R. Gouri, and N. Zouzou, “Analysis of Nanosecond Pulsed and Square AC Dielectric Barrier Discharges in Planar Configuration: Application to Electrostatic Precipitation”, **IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation**, vol. 24, pp. 2314-2324, 2017.

Communications internationales

A. Zouaghi, N. Zouzou, A. Mekhaldi, and R. Gouri, “Frequency effect on particles collection efficiency in planar DBD-ESP”, XIV International Conference on Electrostatic Precipitation ICESP, Wroclaw, Poland, 21-23 September, 2016.

A. Zouaghi, N. Zouzou, A. Mekhaldi, and R. Gouri, “Electrostatic filtration of submicron particles using nanosecond pulsed dielectric barrier discharge in planar configuration”, 10^{ème} conférence internationale de la Société Française d’Electrostatique (SFE), Poitiers, France, 29-31 Aout, 2016.