



HAL
open science

Écoulement électro-aérodynamique d'un aérosol de gouttelettes d'eau dans un réacteur de type pointe-plaque en vue de la récupération de composés chimiques

Étienne Defoort

► **To cite this version:**

Étienne Defoort. Écoulement électro-aérodynamique d'un aérosol de gouttelettes d'eau dans un réacteur de type pointe-plaque en vue de la récupération de composés chimiques. Energie électrique. Université de Poitiers, 2020. Français. NNT : 2020POIT2278 . tel-03214936

HAL Id: tel-03214936

<https://theses.hal.science/tel-03214936>

Submitted on 3 May 2021

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

Rqwt"nøqdvqpvkqp"fw" I tc fg"fg

FQEVGWT"FG"NøWPKXGTUKVG"FG"RQKVKG TU

(Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées)
(Diplôme National - Arrêté du 25 mai 2016)

Ecole Doctorale : Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique et Énergétique
SIMME (Poitiers)

Secteur de Recherche : Génie Électrique

Présentée par :

Etienne DEFOORT

**ÉCOULEMENT ÉLECTRO-C ! TQF [PCOKSWG"FOWP"C ! TQUQN"FG"
IQWVVGNGVVGU"FOGCW"DANS UN RÉACTEUR DE TYPE POINTE-PLAQUE EN
VUE DE LA RÉCUPÉRATION DE COMPOSÉS CHIMIQUES**

Directeur·rice·s de Thèse : Éric MOREAU et Catherine BATIOU-DUPEYRAT

Soutenue le 8 Décembre 2020 devant la Eq o o kuukqp"foGzc o gp

JURY

Emmanuel ODIC	Professeur, GeePs, Centrale-Supélec	Rapporteur
Antoine ROUSSEAU	Directeur de Recherche au CNRS, LPP, École Polytechnique	Rapporteur
Éric ROBERT	Directeur de Recherche au CNRS, GREMI, Université døQtn²cpu	Examineur
Nicolas BENARD	Maître de Conférences, PPRIME, Université de Poitiers	Examineur
Catherine BATIOU-DUPEYRAT	Professeure, IC2MP, Université de Poitiers	Examineur
Éric MOREAU	Professeur, PPRIME, Université de Poitiers	Examineur

Titre: Écoulement électro-dynamique d'un aérosol de gouttelettes d'eau dans un réacteur de type pointe-plaque en vue de la récupération de composés chimiques.

Mots clés: Décharge couronne, Décharge à barrière diélectrique (DBD), Vent ionique, Précipitation électrostatique, Images velocimétrie (PIV), Mist d'eau.

Résumé: Les décharges à couronne et à barrière diélectrique (DBD) en air à pression atmosphérique sont souvent utilisées en chimie car elles ont la capacité de produire des réactions chimiques hors-équilibre. Dans certaines conditions, elles peuvent générer un vent ionique. Dans cette thèse, l'effet d'injection d'un brouillard de gouttelettes d'eau dans de telles plasmas est étudié et appliqué pour la capture in situ d'espèces chimiques volatiles. L'objectif est d'étudier le mouvement de l'aérosol induit par la décharge et sa précipitation sur la paroi d'un réacteur de type pointe-plaque, au moyen d'un dispositif d'images velocimétrie (PIV) à haute fréquence (20 kHz). Premièrement, l'accélération de l'air par le phénomène de vent ionique est décrite, ce flux présentant des propriétés qui dépendent de la fréquence, de l'amplitude et de la forme d'onde du signal électrique. Deuxièmement, l'impact du brouillard de gouttelettes d'eau sur la décharge et le flux d'aérosol dans l'écart entre les électrodes sont analysés. Nous avons démontré que le déplacement des particules était majoritairement dû au vent ionique, mais que la précipitation électrostatique n'était pas négligeable, en particulier près de la plaque et dans les régions éloignées de l'axe du jet. Enfin, la quantité d'eau recueillie dans différents dispositifs de décharge est évaluée. Appliquer le processus à la chimie n'a pas réussi car la décharge était instable dans un réacteur fermé en raison du film d'eau qui se forme sur la paroi du réacteur.

Title: Electro-aerodynamic flow of a water droplets aerosol in a point-to-plate reactor for chemicals compounds gathering.

Keywords: Corona discharge, Dielectric barrier discharge, Ionic wind, Electrostatic precipitation, Particles images velocimetry (PIV), Water mist.

Abstract: DC corona discharges and dielectric barrier discharges (DBD) in air at atmospheric pressure are often used in chemistry due to their capacity to produce non-equilibrium chemical reactions. In some conditions, they can generate an ionic wind. In this thesis, the effect of injecting a mist of water droplets into such plasmas is studied and applied for in situ volatile chemical species gathering. The objective is to study the motion of the aerosol induced by the discharge and its precipitation on the plate wall of a point-to-plate reactor, by means of a Particles Image Velocimetry (PIV) device at high frequency (20 kHz). First, the acceleration of air by the ionic wind phenomenon is described, this flow exhibiting properties that strongly depend on the electrical signal supplying the discharge (amplitude, frequency and waveform). Secondly, the impact of the water droplets mist on the discharge and the mist flow in the gap between electrodes are analyzed. We demonstrated that the particle movement was mainly due to ionic wind, but that the electrostatic precipitation phenomenon was not negligible, especially close to the plate and in the area far away from the jet axis. Lastly, the amount of water gathered in different discharge setups is evaluated. Applying the process to chemistry did not succeed because the discharge was unstable in a closed reactor due to the water film that takes place on the wall of the reactor.

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier mes directeurs de thèse, Monsieur ROUSSEAU et Emmanuel ODIC, rapporteurs de ce manuscrit, puis Messieurs Eric ROBERT et Catherine BATIOU-DUPEYRAT pour leur confiance et leur implication malgré le contexte sanitaire de cette période.

Je remercie tout particulièrement mes directeur·rice·s de thèse, Monsieur Éric MOREAU et Madame Catherine BATIOU-DUPEYRAT. A Éric, pour tes conseils et ta bienveillance, et à Catherine, pour ton aide et ta confiance pour ce projet. A Catherine, pour ton aide et ta confiance pour ce projet. A Éric, pour tes conseils et ta bienveillance, et à Catherine, pour ton aide et ta confiance pour ce projet.

Je remercie également Patrick et Romain pour leur aide précieuse durant les expérimentations. Au même titre, je remercie Christian, Laurent, Richard et Ludovic pour leur implication dans la conception des réacteurs. Je remercie également Pierre-François et Francis pour avoir permis la réalisation de ce projet.

Je souhaite remercier mes camarades doctorants et ex-doctorants pour le climat humain et les échanges animés et constructifs que nous avons eu sur nos sujets respectifs. A tous les autres : Gwenaél, Yann, Paul, Arthur, Johan, Clément, Melissa, Gad, Michelle, Hervé, Fatma, Pierre, Agathe, Nishant et Larbi, pour leur convivialité et le soutien moral apporté pendant ces trois (quatre) années.

Je remercie enfin ma famille, en particulier mes parents, et mes amis, à commencer par mes parents et leurs encouragements dans les moments où j'en avais besoin.

TABLE DES MATIERES

REMERCIEMENTS	5
TABLE DES MATIERES	6
LISTE DES FIGURES	8
1. INTRODUCTION	13
2. REVUE BIBLIOGRAPHIQUE	15
2.1 Les décharges électriques dans les gaz à pression atmosphérique	15
2.1.1 Origine et description du phénomène	15
2.1.2 Classifications des décharges	16
2.1.3 Applications directes	18
2.2 Les écoulements EHD	19
2.2.1 Mise en mouvement de fluide par champ électrique	19
2.2.2 Le vent ionique	20
2.2.3 Applications	21
2.3 La précipitation électrostatique	23
2.3.1 Bilan des forces sur une particule sphérique dans un précipitateur électrostatique	24
2.3.2 Mécanisme de charge des particules	25
2.3.3 Propriété des aérosols et granulométrie	27
2.3.4 Application et technologie de précipitateur	28
2.4 Conclusion	30
3 ETUDE DU VENT IONIQUE	31
3.1 Métrologie et instrumentation	31
3.1.1 Configurations étudiées	31
3.1.2 Installation électrique	33
3.1.3 Installation optique	33
3.1.4 Logiciel et post-traitement	34
3.2 Caractérisation électrique du système	34
3.2.1 Décharge couronne continue	34
3.2.2 Décharge à Barrière Diélectrique	37
3.3 Décharge couronne continue	41
3.3.1 Vitesse moyenne	41
3.3.2 Vitesse instantanée et régime instationnaire	44
3.4 Décharge à Barrière Diélectrique	48
3.4.1 Vitesse moyenne	48
3.4.2 Vitesse instantanée	50
3.4.3 Moyenne de phase	52
3.4.7 Analyse Spatio-temporelle	60
3.5 $\int \mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_r$	62
3.5.1 Ecoulement moyen	62
3.5.2 Moyenne de phase	66

LISTE DES FIGURES

Figure 1. Caractéristiques courant-tension avec régimes de décharge intermédiaires pour des décharges positives continues symétriques (a) [2] et couronnes (b) [6]. 17

Figure 2. Décharge couronne avec un gap de 25 mm pour différentes tensions positives appliquées. (a) Courant instantané. (b) Photographie iCCD. Issue de [27]. 21

Figure 3. Caractéristiques courant-tension pour différentes tensions positives appliquées, positive à gauche, négative à droite. Issue de [27]. 22

Figure 4. Caractéristiques courant-tension pour différentes tensions positives appliquées. Issue de [46]. 23

Figure 5. Classification des aérosols, issue de [59]. 28

Figure 6. Classification des principales géométries de précipitateur électrostatique 29

Figure 7. Schéma du réacteur pointe-plan, la paroi diélectrique étant amovible et le gap réglable. Le support 32

Figure 8. Caractéristiques courant-tension pour différentes tensions positives appliquées. Issue de [46]. 33

Figure 9. Caractéristiques courant-tension de décharge couronne dans le réacteur pour les deux polarités et un gap de 15 mm (a) et en positif pour différents gaps (b). 35

Figure 10. Courant en fonction du temps pour une décharge couronne à différentes valeurs de tension positive (a) et négative (b). 36

Figure 11. Puissance moyenne consommée par une décharge couronne continue en fonction de la tension. ... 37

Figure 12. Caractéristiques courant-tension pour une décharge couronne continue en fonction de la tension et (c) représentent 38

Figure 13. Courant en fonction de la tension pour une décharge couronne continue en fonction de la tension et (c) représentent 39

Figure 14. Puissance moyenne consommée par une DBD en fonction de la tension pour différentes fréquences 39

Figure 15. Puissance moyenne consommée par une DBD en fonction de la fréquence pour différentes tensions 40

Figure 16. Caractéristiques courant-tension pour une décharge couronne continue en fonction de la tension et (c) représentent 42

Figure 17. Caractéristiques courant-tension pour une décharge couronne continue en fonction de la tension et (c) représentent 43

Figure 18. Profils de vitesse moyenne transversaux (y) en $x = 7,5$ mm pour différentes tensions (a), et pour une tension de 8 kV à différentes distances de la pointe (b). 43

Figure 19. Champs de vitesse instantanée pour une décharge couronne continue à + 6 kV (a) et - 6 kV (b), et 44

Figure 20. Tension et courant de décharge à la mise sous tension continue à 6 kV du réacteur. 46

Figure 21. Cartes spatio-temporelles de la tension et du courant de décharge à la mise sous tension continue à 6 kV. 47

Figure 23. Champs de vitesse à 12 kV (b), et une fréquence de 200 Hz (c), 500 Hz (a et b) et 1000 Hz (d)..... 48

à différentes tensions (a) et à V = 12 kV pour différentes fréquences (b). 49

Figure 25. Profils de vitesse moyenne verticaux (y) en x = 5 mm pour une DBD à 500 Hz pour différentes tensions (a) et à 12 kV pour différentes fréquences (b)..... 50

à tension sinus à 12 kV (a) et 14 kV (b, c et d), et une fréquence de 50 Hz (c), 500 Hz (a et b) et 2000 Hz (d). La vitesse moyenne est représentée en pointillés rouges. 51

appliqué, en rouge. Les lignes pointillées vertes correspondent aux instants choisis pour les champs de vitesse de la Figure 28. 53

lignes sombres marquent les seuils de 3 m/s et 3,5 m/s..... 54

(a) et 7,5 (b) mm. Les lignes pointillées vertes correspondent aux instants choisis pour les champs de vitesse de la Figure 28. 55

lignes sombres marquent les seuils de 3 m/s et 3,5 m/s..... 56

(a) et 7,5 (b) mm. Les lignes pointillées vertes correspondent aux instants choisis pour les champs de vitesse de la Figure 30. 57

Les lignes sombres marquent les seuils de 3,5 m/s et 4,6 m/s..... 58

(a) et 7,5 (b) mm. Les lignes pointillées vertes correspondent aux instants choisis pour les champs de vitesse de la Figure 32. 59

Figure 34. Cartes spatio-temporelles de la vitesse moyenne pour une DBD à 14 kV et 500 Hz avec différentes formes d'onde à différentes fréquences. Les lignes tirets larges séparent les périodes, les lignes pointillées fines marquent le passage de la polarité négative à positive..... 61

à 12 kV, pour différentes fréquences (a) et à 12 kV pour différentes fréquences (b). 63

Figure 36. Profils de vitesse moyenne pour une DBD à 14 kV et 500 Hz avec différentes formes d'onde horizontaux en y = 0 (a) et verticaux en x = 5 mm (b), et évolution de la vitesse moyenne du jet produit par la même décharge en fonction de la fréquence (c)..... 63

Figure 37. Signaux de vitesse instantanée en x = 5 mm et y = 0 au cours du temps pour une DBD à 14kV à différentes fréquences (a) et à 14 kV pour différentes fréquences (b)..... 65

pris en x = 1,5 mm et y = 0. 66

pris en x = 1,5 mm et y = 0. En bleu, le délai entre le début de la demi-période positive et le passage du front de la bouffée positive en x = 1,5 mm. 67

Figure 40. Cartes spatio-temporelles de la vitesse des électrons et des ions pour une décharge couronne continue négative à différentes valeurs de tension. 69

Figure 41. Profils de vitesse moyenne transversaux (y) en x = 7,5 mm (a) et 14,75 mm (b) pour différentes tensions continues et pour les deux types de particules. 72

Figure 42. Champs de vitesse instantanée à t = 1 ms pour une décharge couronne continue à +6 kV pour les électrons et les ions. La pointe est mise sous tension à t = 0. 73

Figure 43. Champs de vitesse instantanée pour une décharge couronne continue négative à différentes valeurs de tension. 74

Figure 44. Courant instantané pour une décharge couronne continue négative à différentes valeurs de tension. 75

Figure 45. Courant instantané pour une DBD alternative à 12 kV à une fréquence de 200 ou 1000 Hz pour les électrons et les ions. 77

Figure 46. Courant instantané pour une DBD alternative sinus à 12 kV et 500 Hz (a). Sur (b), les composantes impulsionnelles du courant et le bruit sont filtrés. 78

Figure 47. Caractéristiques courant-tension de décharge couronne en présence et en absence d'une rampe croissante de tension positive (a) et négative (b). 79

Figure 48. Puissance moyenne consommée par une DBD en fonction de la tension (a) et de la fréquence (b) en régime continu. 80

Figure 49. Puissance moyenne consommée par une DBD alternative à 12 kV et 500 Hz en fonction de la tension (a) et de la fréquence (b) en régime alternatif. 80

Figure 50. Champ de vitesse instantanée des électrons et des ions pour une décharge couronne continue négative à 12 kV et 500 Hz. 81

Figure 51. Profils de vitesse moyenne transversaux (y) en x = 7,5 mm (a) et 14,75 mm (b) pour différentes tensions continues et pour les deux types de particules. 82

Figure 52. Profils de vitesse moyenne transversaux (y) en x = 7,5 mm (a) et 14,75 mm (b) pour différentes tensions continues et pour les deux types de particules. 83

Figure 53. Champs de vitesse instantanée à t = 1 ms pour une décharge couronne continue à +6 kV pour les électrons et les ions. La pointe est mise sous tension à t = 0. 84

Figure 54. Champs de vitesse instantanée pour une décharge couronne continue à +6 kV pour les électrons et les ions. La pointe est mise sous tension à t = 0. 84

Figure 55. Cartes spatio-temporelles de la vitesse des électrons et des ions pour une décharge couronne continue négative à différentes valeurs de tension. 86

Figure 56. Profils de vitesse moyenne transversaux (y) en x = 7,5 mm (a) et 14,75 mm (b) pour différentes tensions continues et pour les deux types de particules. 87

Figure 57. Champs de vitesse instantanée à t = 1 ms pour une décharge couronne continue à +6 kV pour les électrons et les ions. La pointe est mise sous tension à t = 0. 88

Figure 58. Champs de vitesse instantanée pour une décharge couronne continue négative à différentes valeurs de tension et de la fréquence (b), pour les deux types de particules. 89

Figure 59. Profils de vitesse moyenne horizontaux (a), en y = 0, et transversaux (b), en x = 7,5 mm, pour une DBD sinus à 12 kV, différentes fréquences et pour les deux types de particules. 90

Figure 60. Cartes spatio-temporelles de la vitesse pour une DBD sinus à 12 kV et différentes fréquences, et pour les deux types de particules.	91
Figure 61. Cartes spatio-temporelles de la vitesse pour une DBD sinus à 12 kV et différentes fréquences, pour les deux types de particules. Les lignes pointillées verticales correspondent aux instants choisis pour les champs de vitesse de la Figure 61.	93
Figure 62. Cartes spatio-temporelles de la vitesse pour une DBD sinus à 12 kV et différentes fréquences, pour les deux types de particules. Les lignes pointillées verticales correspondent aux instants choisis pour les champs de vitesse de la Figure 61.	94
Figure 63. Cartes spatio-temporelles de la vitesse pour une DBD sinus à 12 kV et différentes fréquences, pour les deux types de particules. Les lignes pointillées verticales correspondent aux instants choisis pour les champs de vitesse de la Figure 63.	95
Figure 64. Cartes spatio-temporelles de la vitesse pour une DBD sinus à 12 kV et différentes fréquences, pour les deux types de particules. Les lignes pointillées verticales correspondent aux instants choisis pour les champs de vitesse de la Figure 63.	96
Figure 65. Cartes spatio-temporelles de la vitesse pour une DBD sinus à 12 kV et différentes fréquences, pour les deux types de particules. Les lignes pointillées verticales correspondent aux instants choisis pour les champs de vitesse de la Figure 65.	97
Figure 66. Cartes spatio-temporelles de la vitesse pour une DBD sinus à 12 kV et différentes fréquences, pour les deux types de particules. Les lignes pointillées verticales correspondent aux instants choisis pour les champs de vitesse de la Figure 65.	98
Figure 67. Cartes spatio-temporelles de la vitesse pour une DBD sinus à 12 kV et différentes fréquences, pour les 2 types de particules. Les tirets séparent les périodes, les pointillés marquent le passage de la même décharge selon la fréquence (c).	99
Figure 68. Cartes spatio-temporelles de la vitesse pour une DBD sinus à 12 kV et différentes fréquences, pour les 2 types de particules. Les tirets séparent les périodes, les pointillés marquent le passage de la même décharge selon la fréquence (c).	101
Figure 69. Cartes spatio-temporelles de la vitesse pour une DBD sinus à 12 kV et différentes fréquences, pour les 2 types de particules. Les tirets séparent les périodes, les pointillés marquent le passage de la même décharge selon la fréquence (c).	101
Figure 70. Cartes spatio-temporelles de la vitesse pour une DBD sinus à 12 kV et différentes fréquences, pour les 2 types de particules. Les tirets séparent les périodes, les pointillés marquent le passage de la même décharge selon la fréquence (c).	102
Figure 71. Cartes spatio-temporelles de la vitesse pour une DBD sinus à 12 kV et 50 Hz pour diverses fréquences, pour les 2 types de particules. Les tirets séparent les périodes, les pointillés marquent le passage de la même décharge selon la fréquence (c).	103
Figure 72. Cartes spatio-temporelles de la vitesse pour une DBD sinus à 12 kV et 50 Hz pour diverses fréquences, pour les 2 types de particules. Les tirets séparent les périodes, les pointillés marquent le passage de la même décharge selon la fréquence (c).	105
Figure 73. Cartes spatio-temporelles de la vitesse pour une DBD sinus à 12 kV et différentes fréquences, prise en y = 4 mm et x = 7,5 mm.	106
Figure 74. Moyenne, minimum et maximum de la composante horizontale de la vitesse, prise en y = 4 mm et x = 7,5 mm.	106
Figure 75. Moyenne, minimum et maximum de la composante horizontale de la vitesse, prise en y = 4 mm et x = 7,5 mm.	110
Figure 76. Schéma de la première version du réacteur.	115
Figure 77. Efficacité de collecte en éthanol. Correspond au ratio entre la concentration mesurée dans les condensats et la concentration maximale théorique.	117
Figure 78. Schéma de principe de la seconde version du réacteur (à gauche), photographie du réacteur isolé (au centre) et zoom sur la zone de décharge avec électrodes (à droite).	118

Différentes conditions expérimentales, pour une aiguille avancée de 5 mm (soit un gap effectif de 10 mm).....119

Figure I. (a) Caractéristiques courant-tension positive (en noir) et négative (en rouge). (b) Caractéristiques courant-tension positive (en noir) et négative (en rouge) pour une aiguille avancée de 5 mm (soit un gap effectif de 10 mm).....131

Figure II. (a) Caractéristiques courant-tension positive (en noir) et négative (en rouge) pour une aiguille avancée de 5 mm (soit un gap effectif de 10 mm) et une charge placée en (x=7,5 mm ; y=0).....133

dimension centimétrique.

brève revue de phénomènes du vent ionique et de la précipitation électrostatique qui en découle, ainsi

Le second chapitre présente la configuration du réacteur utilisé dans ce travail puis se concentre sur les décharges à pression atmosphérique dans une configuration pointe-plan (gap égal à 15 mm). Nous

le chapitre précédent en introduisant la présence de cet aérosol pour les caractéristiques de la décharge. La mise en mouvement des gouttelettes est là aussi mesurée par PIV. On

Il présente les différentes itérations de réacteur utilisé ainsi que les améliorations qui pourraient y être apportée. Les quelques expériences préliminaires qui ont été conduites sont brièvement rapportées, puis une analyse des dysfonctionnements et des

Enfin, une conclusion générale terminera ce document dans laquelle une synthèse des

précision que dans les études portant sur le plasma lui-même. Plusieurs autres grandeurs peuvent être dérivées de ces paramètres et des caractéristiques du milieu, parmi lesquelles :

J La longueur de Debye λ_D [m] :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n e^2}}$$

avec ϵ_0 la permittivité du vide [$F.m^{-1}$], k_B la constante de Boltzmann [$J.K^{-1}$] et e la charge élémentaire [C]. λ_D est la longueur caractéristique de la zone de transition non-neutre entre le plasma et la surface des électrodes.

J $\alpha = \frac{N}{N_0}$:

$$\alpha = \frac{N}{N_0}$$

avec N la densité des espèces neutres du milieu [m^{-3}]. Ce ratio indique la part des espèces ionisées dans le plasma.

Ce dernier paramètre permet, avec la différence entre la température du gaz (et donc des ions) T_g et celle des électrons T_e , de distinguer deux grandes catégories de plasma :

- J Les plasmas thermiques (ou « chauds »), pour $T_e \approx T_g$ et $\alpha \approx 1$. Dans ce type de plasma, la température des électrons et celle des espèces massives sont équivalentes. Ce type de plasma est classiquement produit dans les arcs électriques ou par élévation directe de la température du gaz.
- J Les plasmas non-thermiques (ou « froids »), pour $T_e > T_g$ et $\alpha < 1$, faiblement ionisés et hors-équilibre thermodynamique, sont classiquement produits par les décharges électriques. En effet le champ électrique appliquant une même force sur les ions et les électrons, ces derniers acquièrent une énergie cinétique plus importante du fait de leur masse considérablement plus faible.

2.1.2 Classifications des décharges

Les paramètres externes, autres que la composition et la pression du milieu, pilotant la décharge sont la géométrie des électrodes, le niveau de tension appliqué entre elles, et le temps caractéristique de variation de cette tension. Dans le cas classique où seules deux électrodes sont présentes, sont distinguées les géométries symétriques avec deux électrodes de grand rayon de courbure en comparaison du gap (généralement plan-plan ou sphère-sphère).

faible rayon de courbure (pointe, fil ou lame généralement). La première configuration est susceptible de produire une décharge homogène dans tout le volume inter-électrodes, tandis que la seconde favorisera la décharge autour de l'électrode de faible rayon de courbure, ainsi donc appelée **décharge « couronne »**. L'intensité du champ électrique appliqué entre les électrodes pilote l'énergie fournie à la décharge. Dans le cas d'une géométrie symétrique, la relation entre courant et tension n'est pas monotone, traduisant l'apparition successive de différents régimes de décharge (Figure 1a). Pour une décharge couronne en revanche, cette courbe est plus régulière (Figure 1b). Enfin, la fréquence de variation du champ est déterminante, puisqu'au-delà d'une certaine valeur, tout ou partie des espèces chargées du plasma sont susceptibles d'osciller entre les électrodes sans être collectées. Pour des gaps centimétriques, ce seuil se situe aux alentours de 10^4 Hz. Dans la suite de ce document, seuls des signaux de tension continue ou avec une fréquence inférieure à ce seuil sont considérés.

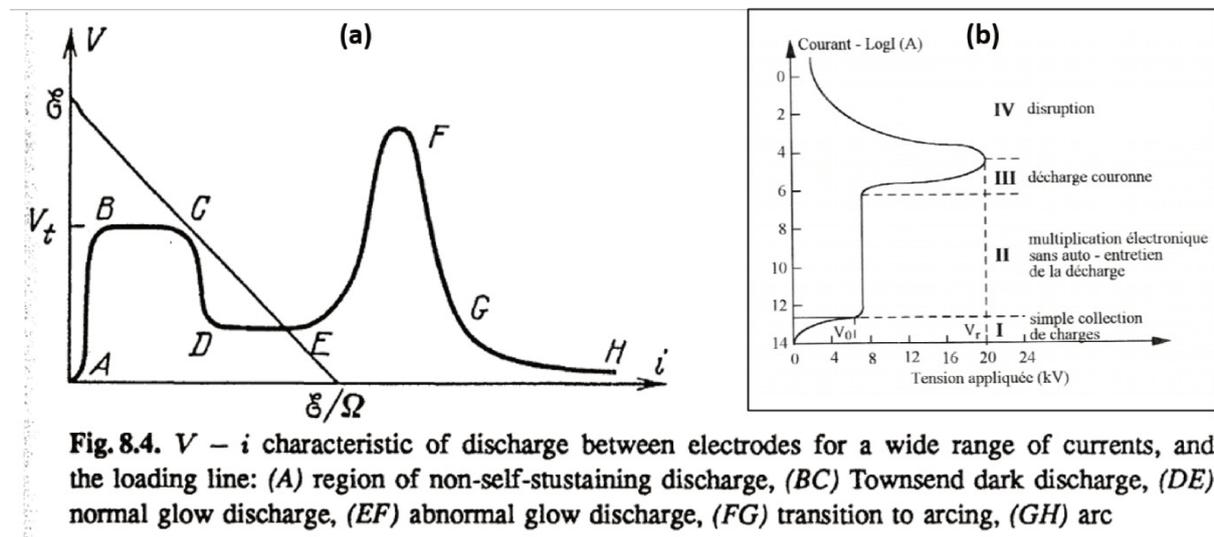


Figure 1. Caractéristiques courant-tension avec régimes de décharge intermédiaires pour des décharges positives continues symétriques (a) [2] et couronnes (b) [6].

Ainsi, lorsque l'on augmente progressivement la tension, différents régimes de décharge sont observés.

De 0 à V_0 , un courant très faible peut-être mesuré, dû à la migration d'espèces chargées naturellement présentes dans l'espace inter-électrodes. Le rayonnement cosmique ou une autre source de radiation, d'origine naturelle ou artificielle peuvent en être la cause. Ce courant augmente dans un premier temps puis sature pour égaler le débit d'ionisation dans le volume de la source externe. Ce régime est dit « non-autonome », car la décharge dépend de cette source externe d'ionisation.

A partir de V_0 , la tension « d'ignition », il y a amorçage de la décharge. Cet amorçage ou « breakdown » est intrinsèquement erratique car, en l'absence d'injection externe de charge, il dépend de la présence d'électrons libres dans le gap susceptibles d'être accélérés [7]. Néanmoins, une fois cet amorçage réalisé, la décharge est dite autonome car l'énergie cinétique des électrons est alors suffisante pour provoquer l'ionisation d'autres

décharge. Le courant croît alors avec la tension, la décharge adoptant différents régimes de décharge intermédiaires en fonction des conditions environnementales et de la géométrie des électrodes.

A partir de V_c « spark » élevé, le régime de décharge permanent se forme plus ou moins rapide des électrodes et est donc rarement souhaitable, sauf application particulière.

ici se produira donc préférentiellement là où le champ électrique est le plus élevé, à savoir au point de courbure le plus petit. Le champ étant rapidement décroissant entre les deux électrodes, la décharge ainsi obtenue est localisée au point de courbure le plus petit.

parois isolantes entre les électrodes; on parle alors de Décharge à Barrière Diélectrique (DBD). La présence de parois provoque une accumulation des charges et empêche leur neutralisation sur les électrodes, écrantant à terme le champ électrique et mettant fin à la décharge.

2.1.3 Applications directes

Les applications directes des décharges plasma sont nombreuses et variées [12]. Parmi les utilisations industrielles les plus communes, on trouve leur emploi dans la neutralisation de surface [13], la gravure et de nombreux usages en chimie [14] [15]. Dans les domaines liés à la recherche, on retrouve les décharges dans la microscopie électronique, la spectrométrie de masse, les lasers à gaz.

Dans le contexte climatique actuel [16] et la pénurie à venir concernant les matières organiques fossiles [17], la capture et séquestration du carbone (CSC) (Capture et Séquestration du Carbone) ou de la production croissante de biogaz (mélange de CO₂ et de CH₄), issu de la fermentation de déchet agricole. Par le biais de différents procédés, il est possible de convertir ces gaz en molécules carbonées essentielles pour la chimie de base [18], comme le syngaz (mélange de CO et H₂), le méthanol ou l'ammoniac. Cependant, le CO₂ étant particulièrement stable, son reformage est très gourmand en énergie. Le procédé de conversion. La référence pour la conversion du biogaz en syngaz est le procédé de reformage à sec sur catalyseur, platine ou nickel. Mais si ce procédé présente un bon taux de conversion des réactifs, la nécessité de travailler à haute température dégrade considérablement son efficacité énergétique (et son intérêt environnemental, si la source d'énergie est fossile).

De nombreuses études visent à améliorer ce procédé ou à développer de nouvelles méthodes de conversion, telles que l'utilisation de décharge plasma pour rompre les liaisons moléculaires et permettre de nouvelles réactions à basse température (reformage direct) [19] [20] [21] [22], l'activation catalytique [23], voire une combinaison des deux effets [24].

Le plasma est un état de la matière où les électrons sont ionisés, notamment le phénomène du vent ionique et la précipitation électrostatique.

2.2 Les écoulements EHD

2.2.1 Mise en mouvement de fluide par champ électrique

Une particule massive chargée électriquement placée dans un champ électrique subit une force F_q [N], proportionnelle à sa charge q [C] et au champ électrique E [V.m⁻¹], correspondante à la force de Lorentz pour un champ magnétique nul :

La particule est alors en accélération. Si elle se trouve dans un fluide, un liquide diélectrique ou un gaz suffisamment dense, elle lui transmet alors de sa quantité de mouvement. On appelle Force ElectroHydroDynamique F_{EHD} [N.m⁻³] en fonction de la densité volumique de charge locale ρ_e [C.m⁻³] :

La différence principale entre les liquides et les gaz est que, dans les liquides, les charges sont libres de se déplacer, alors qu'elles sont liées aux molécules dans les gaz.

Les ions positifs sont bien plus importantes et la vitesse des ions beaucoup plus rapide (dans la plupart des cas, la vitesse des ions positifs est de l'ordre de 10^6 m/s). La vitesse des ions négatifs est plus faible, de l'ordre de 10^5 m/s. La vitesse des ions positifs est donc plus élevée que celle des ions négatifs. La vitesse des ions positifs est donc plus élevée que celle des ions négatifs. La vitesse des ions positifs est donc plus élevée que celle des ions négatifs.

Dans la suite de ce manuscrit nous nous concentrerons sur les écoulements dans les gaz.

2.2.2 Le vent ionique

Le vent ionique est un écoulement macroscopique de ions positifs. Dans un système à deux électrodes symétriques fonctionnant en continu ou à basse fréquence ($< 10^4$ Hz), deux situations peuvent se présenter. Si l'électrode pointe est négative, les électrons migrent vers l'électrode pointe et les ions positifs migrent vers l'électrode plane. Si l'électrode pointe est positive, les électrons migrent vers l'électrode plane et les ions positifs migrent vers l'électrode pointe. Le vent ionique est donc un écoulement macroscopique de ions positifs.

Le vent ionique est un écoulement macroscopique de ions positifs. Dans un système à deux électrodes symétriques fonctionnant en continu ou à basse fréquence ($< 10^4$ Hz), deux situations peuvent se présenter. Si l'électrode pointe est négative, les électrons migrent vers l'électrode pointe et les ions positifs migrent vers l'électrode plane. Si l'électrode pointe est positive, les électrons migrent vers l'électrode plane et les ions positifs migrent vers l'électrode pointe. Le vent ionique est donc un écoulement macroscopique de ions positifs.

récentement, on ne faisait pas le lien entre les régimes de décharges et la dynamique du vent ionique. Cette zone de dérive des ions ne peut être considérée comme un plasma car macroscopiquement non-neutre.

Par exemple, la [Figure 2a](#) et en régime streamer et la [Figure 2b](#) montre des visualisations de la décharge réalisées à (le régime streamer est composé de pics de électrodes de 25 mm).

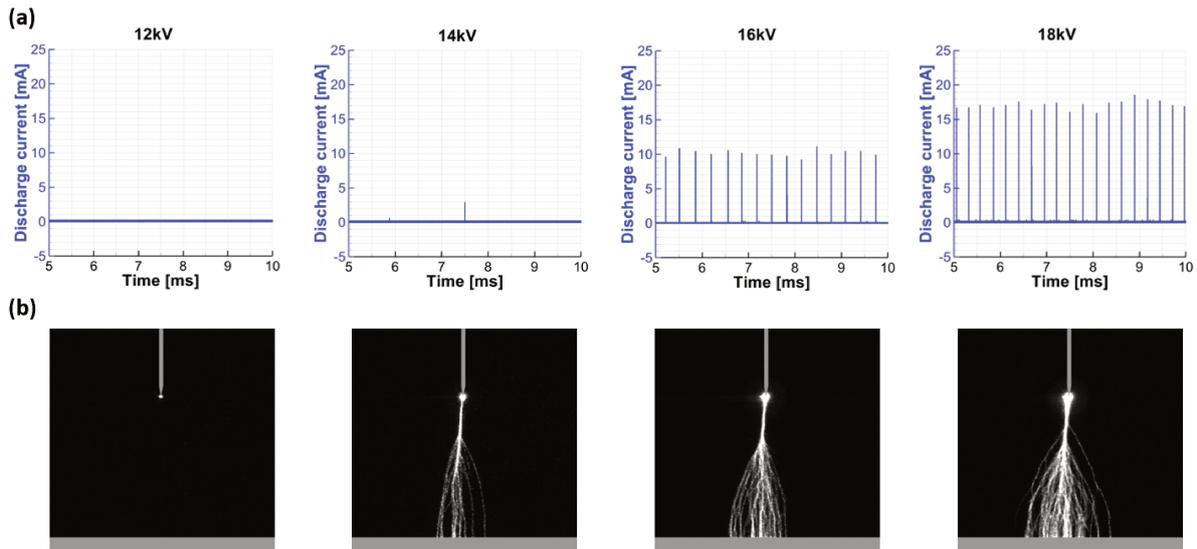


Figure 2. Décharge couronne avec un gap de 25 mm pour différentes tensions positives appliquées. (a) Courant instantané. (b) Photographie iCCD. Issue de [27].

La [Figure 3](#) ci-contre montre des champs de vitesse du vent ionique produit à différentes valeurs de tension, pour une décharge positive sur la colonne de gauche et une décharge négative sur la colonne de droite. La topologie de l'écoulement dépend alors fortement de la polarité de la haute tension et de sa valeur.

Dans le cas d'un champ alternatif, la polarité des ions dans la zone de dérive change également. Les ions d'une polarité présents dans le volume au moment de l'inversion du champ se neutralisent rapidement avec la vague suivante. Une force volumique nette est toujours produite tant que la fréquence est maintenue en dessous de la limite de 10^4 Hz. La vitesse de migration des ions dans l'air à pression atmosphérique étant de l'ordre de 10^2 m.s⁻¹ et le gap centimétrique, il en résulte **une durée de l'ordre de 10^{-4} seconde entre l'émission d'un ion et sa collecte sur l'électrode opposée** [29].

Enfin, une décharge pouvant être générée le long d'une paroi à l'aide d'une DBD, il est possible de produire un écoulement en appliquant une force de surface, ce qui présente un avantage en termes de compacité et de possibilité d'intégration.

2.2.3 Applications

Cette capacité d'une décharge à produire un écoulement en l'absence de pièce mobile, avec d'autant plus d'efficacité que la dimension du système est réduite (à l'inverse des systèmes mécaniques), rend l'usage du vent ionique pertinent pour un grand nombre d'applications.

La plus directe est son utilisation comme simple pompe EHD [30], majoritairement en volume via une décharge couronne depuis une pointe vers une bague ou une grille [31] [32] [33], mais également via des décharges de surface placées de part et d'autre du conduit [34] [35] [36] [37].

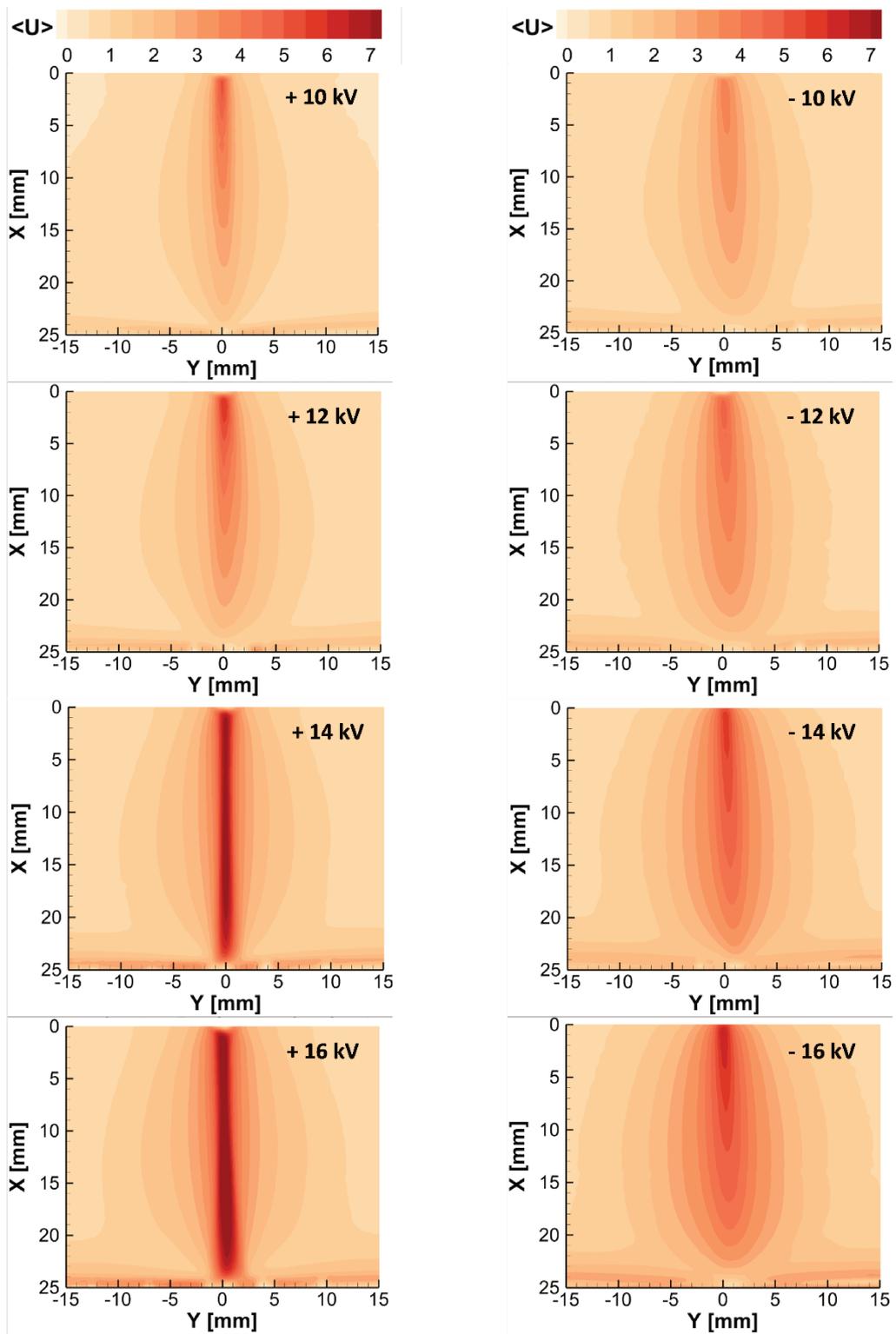


Figure 3. Vitesse moyenne obtenue par PIV d'une décharge couronne avec un gap de 25 mm pour différentes tensions appliquées, positive à gauche, négative à droite. Issue de [27].

Le contrôle de la traînée peut être réalisé par la régulation de la tension appliquée à la surface du diélectrique [38] [39] [40]. Cette forme de contrôle peut permettre la régulation de la traînée [41] ou la régulation thermique de composants [42] ou encore de modifier la traînée appliquée sur un profil [44] [45].

La Figure 4 montre le vent ionique produit à la paroi du diélectrique par une DBD de surface provoquée par un signal de tension sinusoïdale à 22 kV et 1500 Hz [46]. Le vent ionique se comporte alors comme un jet de paroi, dont la vitesse maximale peut atteindre 7 à 8 m/s à quelques dixièmes de millimètres au-dessus de la paroi.

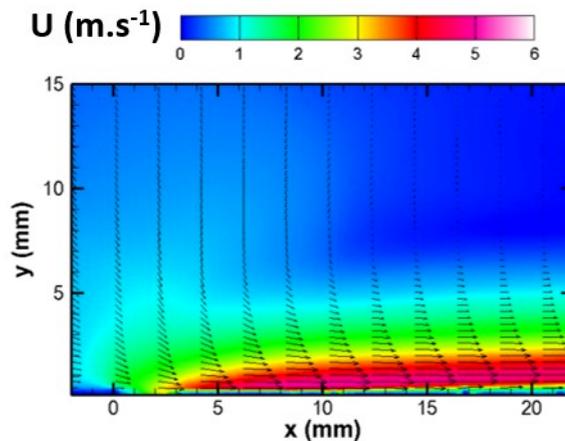


Figure 4 : Vent ionique produit à la paroi du diélectrique par une DBD de surface [46].

Dans la continuité du dernier point, certaines études explorent même la possibilité d'utiliser le vent ionique pour la propulsion des avions à réaction [47] [48] [49].

2.3 La précipitation électrostatique

Comme vu précédemment, un des usages dérivés des décharges plasma est leur capacité à charger toute surface à proximité [13]. Cette caractéristique peut être mise à profit pour charger de fines particules injectées ou déposées dans le volume inter-électrodes. La manipulation des fumées est appelée « précipitation électrostatique ».

2.3.1 Bilan des forces sur une particule sphérique dans un précipitateur électrostatique

électrostatique, il y a une force électrostatique F_e qui provoque sa sédimentation.

avec F_g le poids, d_p le diamètre [m] et ρ_p la masse volumique [kg.m⁻³] de la particule. Cette dernière est transportée dans le précipitateur par un écoulement mais elle ne le suit pas forcément parfaitement et peut présenter une vitesse de dérive vers les parois du précipitateur. Elle subit donc une force de trainée F_r [N] qui dépend fortement de la taille de la particule. Deux nombres adimensionnels permettent de la caractériser : le facteur de Cunningham C_u qui tient compte du libre parcours moyen λ_g [m] pour les petites particules, et le nombre de Reynolds particulaire Re_p qui permet de déterminer le régime :

avec U et U_p les vitesses du fluide et de la particule [m.s⁻¹] et C_f le coefficient de trainée. Le coefficient de trainée C_f est une fonction du nombre de Reynolds Re_p et du facteur de Cunningham C_u . Pour des particules de diamètre inférieur à 17 micromètres, ce qui donne une diminution de la force de trainée supérieure à 1% (et rapidement croissant) pour des particules de diamètre inférieur à 17 micromètres. Dans le cas, fréquent, où $Re_p < 1$ et $C_u \approx 1$, on est en régime de Stokes, et la force de trainée se simplifient alors tels que :

Enfin, la particule subit bien évidemment une force électrostatique F_e [N]. Cette force est principalement due à la force de Lorentz F_q dans un champ uniforme décrit précédemment. Dans certaines situations il est nécessaire de tenir compte de la force de dipôle électrostatique F_{DEP} [N] :

$$F_{DEP} = \frac{1}{2} \nabla \cdot (\mathbf{p} \cdot \nabla \mathbf{E})$$

avec ϵ_0 la permittivité du vide [F.m⁻¹], ϵ_r la permittivité relative du milieu et K la fonction de Clausius-Mossotti [50]. Cette dernière tient compte de la différence de permittivité (pour les particules diélectriques) ou de conductivité (pour les particules conductrices) de la particule avec le milieu (en toute rigueur, il faudrait utiliser la permittivité complexe de la particule dans le cas de champs alternatifs).

$$K = \frac{\epsilon_p - \epsilon_m}{\epsilon_p + 2\epsilon_m}$$

avec σ et ρ les conductivités du milieu et de la particule [S.m⁻¹] et ϵ_p la permittivité relative de la particule. Finalement, la force électrostatique est la somme de ces deux effets, force principale de la précipitation électrostatique dans le volume, et force diélectrophorétique des particules chargées.

$$F_{DEP} = \frac{1}{2} \nabla \cdot (\mathbf{p} \cdot \nabla \mathbf{E})$$

alors sur une particule individuelle dans un champ électrique uniforme $\mathbf{E} = E \mathbf{z}$:

$$F_{DEP} = \frac{1}{2} \nabla \cdot (\mathbf{p} \cdot \nabla \mathbf{E})$$

2.3.2 Mécanisme de charge des particules

Un précipitateur électrostatique a donc pour fonction de charger les particules qui le traverse, mais cette force étant dépendante de la charge portée par ces particules, il est nécessaire que celle-ci soit générée en amont. Deux mécanismes principaux de chargement des aérosols se mettent en place simultanément.

Le premier mécanisme de chargement des aérosols est la charge par diffusion, qui est due à la collision aléatoire des ions avec les particules [51]. La particule acquiert des charges par collision aléatoire des ions.

la charge augmente moins les collisions supplémentaires sont probables car les ions de même polarité sont repoussés par la force de Coulomb. La charge par diffusion est prédominante pour les petites particules, de diamètre inférieur au micromètre, et est décrite par la formule de White :

$$Q = \frac{4\pi k q^* n_i}{v_i} \left(\frac{1}{1 + \frac{4\pi k q^* n_i}{v_i}} \right)$$

avec k la constante de Boltzmann [$J.K^{-1}$], q^* la constante de charge [C] qui ne dépend que de la température et de la taille de la particule, et τ la constante de temps de charge par diffusion [s] qui dépend, en plus, de la concentration en ions n_i [m^{-3}] et de leur vitesse due v_i [$m.s^{-1}$].

Le second mécanisme de chargement des aérosols est la charge par champ, due à la déformation des lignes de champ électrique à proximité et les fait traverser la particule, les espèces chargées migrant dans le milieu arrivent donc complètement le champ, donnant une limite supérieure à la charge possible. Ce phénomène, décrit par la formule de Pauthenier, est prédominant pour les particules de diamètre supérieur au micromètre :

$$Q = q_s \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_c}\right) \right)$$

avec q_s la charge de saturation [C] qui est la charge pour laquelle le champs local est complètement écranté, et τ_c la constante de temps de charge par champ [s] qui dépend de la densité volumique n_i [$C.m^{-3}$] et de la mobilité μ_i [$m^2.V^{-1}.s^{-1}$] des ions du milieu.

En réalité, les deux mécanismes de charges précédents, par diffusion et par champ, coexistent pour toute taille de particules [53]. Pour des tailles de particules de la

$$Q = \frac{4\pi k q^* n_i}{v_i} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_c}\right) \right)$$

Ces équations permettent de simuler la charge et la trajectoire de particules individuelles dans un champ électrique. Elles sont basées sur des principes de physique et de chimie, et sont utilisées pour modéliser des phénomènes tels que la précipitation électrostatique, la collecte de particules sur des électrodes, etc.

2.3.3 Propriété des aérosols et granulométrie

En effet, le bilan précédent montre bien que le diamètre, la densité et la charge d'un aérosol [54]. Il faut notamment considérer le fait que la particule soit solide (poudre, suie, pollen, etc.) ou liquide (spray ou brouillard), ces dernières étant alors potentiellement susceptibles d'être affectées par l'électrostriction, voire susceptibles de se déformer sous l'effet de la tension superficielle [N.m⁻¹] [55]. Cette charge critique correspond à la limite de Rayleigh q_{Rayleigh} [C] :

$$q_{\text{Rayleigh}} = \dots$$

Le risque de désintégration des gouttelettes. La forme des particules peut également être un facteur de risque, car le rapport surface sur volume des particules est fort [56]. Néanmoins, la précipitation électrostatique en elle-même (cas de fibres longues). La propriété de conductivité ou non des particules peut aussi avoir un effet en amont du système par chargement triboélectrique pour les particules isolantes (cas de fibres longues) ou sur les électrodes [58], ce qui peut modifier les conditions de fonctionnement du système (back-corona).

Le phénomène de back-corona est caractérisé par une distribution granulométrique exprimée pour des classes de diamètre de particules (Figure 5) [59]. Ce diamètre dépend de la technique de mesure utilisée pour les particules non sphériques. Il existe de différentes manières : en proportion du nombre de particules, du volume total de particules, etc. Choisir la plus adaptée au problème à traiter. Enfin, il est souvent pratique de déterminer une taille de particule représentative (diamètre médian d_{50} qui varie de 0,1 à 100 µm). Les diamètres équivalents les plus utilisés sont le diamètre médian d_{50} qui varie de 0,1 à 100 µm et le diamètre d_{32} qui

est égal au diamètre d'une sphère de même ratio volume sur surface que la distribution considérée.

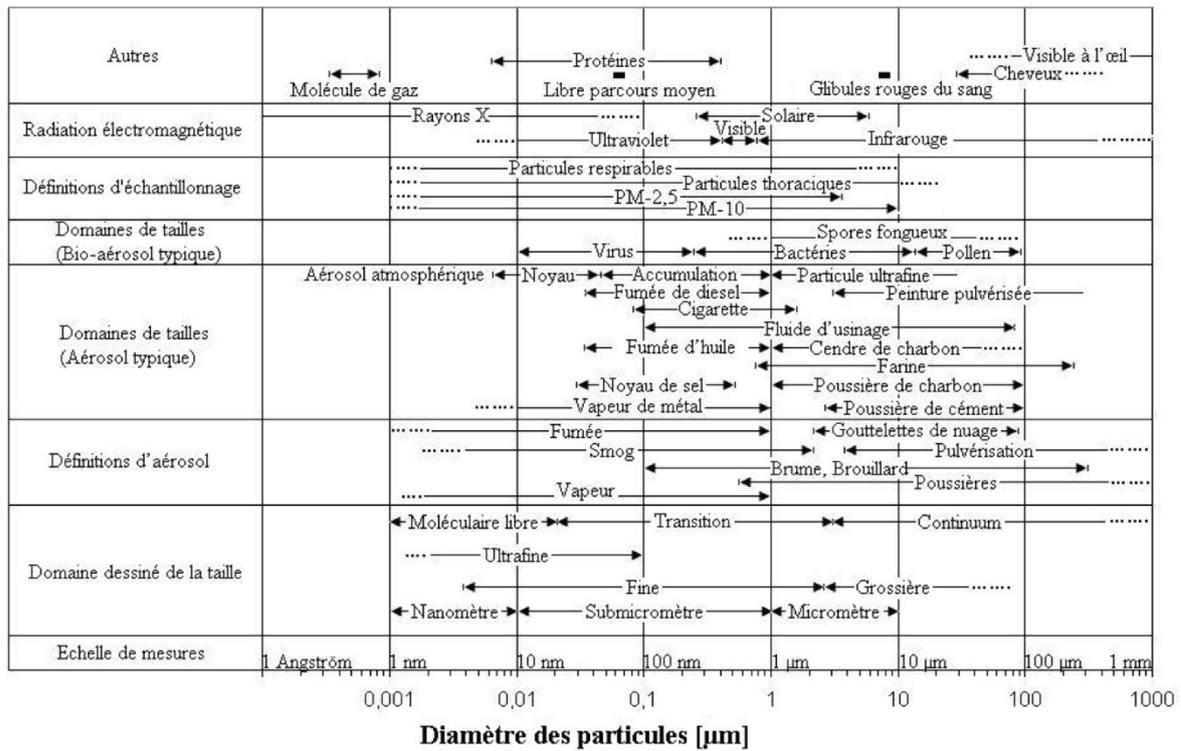


Figure 5. Classification des aérosols, issue de [59].

2.3.4 Application et technologie de précipitateur

La précipitation électrostatique est mise en œuvre dans différents procédés, le plus commun étant la filtration des suies dans les fumées de combustion ou, plus généralement, la suppression de tout polluant solide ou liquide présent dans un flux gazeux. Le système est composé de 3 fonctions principales : un étage amont permettant d'éliminer les plus grosses particules, généralement par filtration mécanique ou brûlage, un étage de chargement des particules par traversée d'un flux d'ions, généralement produit par décharge couronne, et un ou plusieurs étages précipitateurs dans lesquels un champ électrique dévie les particules vers des parois collectrices. Enfin, le système est généralement complété par un dispositif d'élimination régulier des dépôts pariétaux (frappage ou lavage par exemple). Les étages de chargement et de précipitation sont fréquemment confondus (Figure 6), en utilisant le même champ électrique pour produire la décharge couronne générant les ions et la précipitation des particules. Quelques précipitateurs, dits humides, fonctionnent avec un film d'eau continu sur les parois collectrices ou avec un flux gazeux saturé en vapeur d'eau [60]. Ils permettent d'éviter la formation d'une couche de particules isolantes sur les parois dans le premier cas, ou d'éliminer plus efficacement certains polluants liquides ou gazeux miscibles avec l'eau dans le second [61].

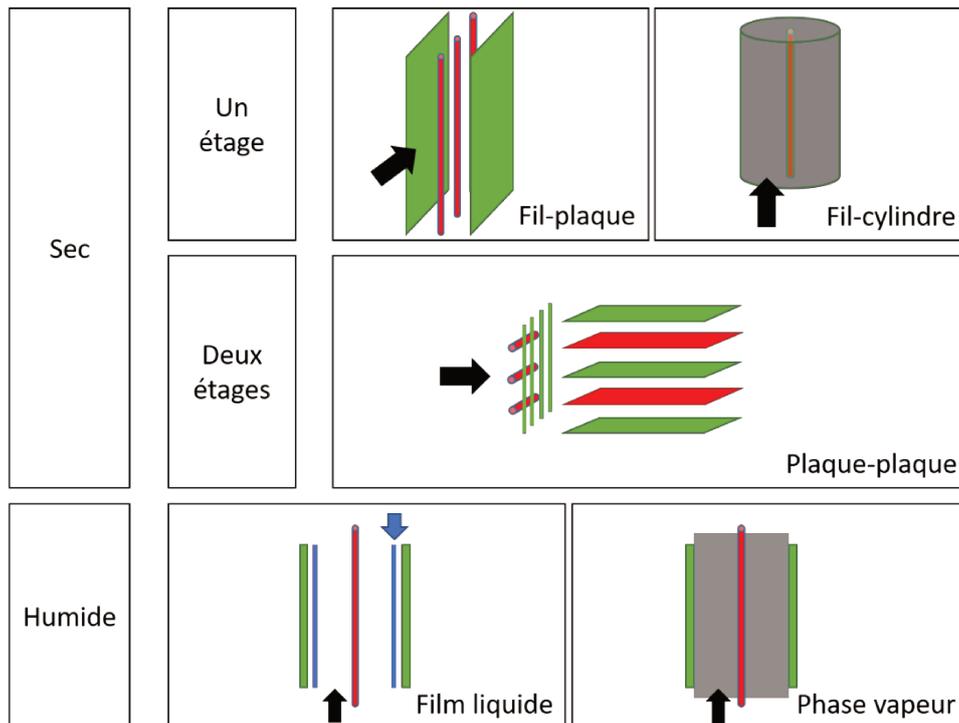


Figure 6. Classification des principales géométries de précipitateur électrostatique.

Ces systèmes de précipitateurs électrostatiques, ou électrofiltres, sont une technologie mature largement employée dans l'industrie pour le traitement de flux très importants. Plus récemment, des systèmes de plus petite dimension sont employés pour le traitement de l'air et peuvent être optimisés pour la filtration de particules précises (suies, mais aussi poussières, gouttelettes d'huile, pollens, voire virus et autres pathogènes). D'autres applications dérivent de la précipitation sur une paroi, il peut s'agir de séparer des particules de différentes tailles ou natures (conductrice et isolante par exemple) en différents flux ; on parle alors de séparateurs électrostatiques. Le principe peut également être utilisé dans le but d'agiter une phase dispersée sous forme d'aérosol afin de favoriser un mélange avec la phase gaz [15].

A travers ces principales applications, les électrofiltres emploient donc majoritairement des décharges couronne dans l'air et à pression atmosphérique. Ces décharges sont le plus souvent réalisées dans des configurations fil-plan, fil-cylindre ou pointe-plan [62], en combinaison d'une haute tension continue, généralement négative, dont parfois la polarité s'inverse régulièrement prenant la forme d'un signal carré très basse fréquence. La tension choisie est donc adaptée à la géométrie et au mélange à traiter pour éviter tout arc électrique. Néanmoins, pour se prémunir d'un tel risque, il est possible d'utiliser une décharge à barrière diélectrique et donc une tension alternative, avec la complexité supplémentaire de devoir prendre en compte l'oscillation des particules dans le système [63] [64]. Enfin, la présence d'une décharge produit également du vent ionique, généralement dans une direction orthogonale à l'écoulement principal, ce qui peut introduire des perturbations importantes [65], souhaitables ou non.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, les principaux concepts nécessaires au développement de cette décharge couronne pour la mise en mouvement et la décharges décrits en première partie pe dans celui-ci. Enfin, la dernière partie permet de dimensionner le système pour la manipulation du brouillard et les caractéristiques souhaitées pour celui-ci. De fait, connaissances pour la chimie du carbone.

3 ETUDE DU VENT IONIQUE

Ce chapitre se concentre sur la caractérisation du vent ionique produit dans un autre électrode de forme plane, Les configurations expérimentales ainsi que le matériel de mesure utilisé sont détaillées dans une première partie. Dans une seconde partie, sont présentées les mesures électriques effectuées sur ces configurations. Dans les troisième et quatrième parties, sont décrits les résultats obtenus respectivement avec une décharge couronne DC et une DBD. Enfin, la cinquième partie conclue ce chapitre.

3.1 Métrologie et instrumentation

3.1.1 Configurations étudiées

Les décharges étudiées sont obtenues entre une pointe et un plan car ces types de régime de fonctionnement, ce qui facilite grandement les mesures optiques. Un schéma de la configuration retenue est visible sur la [Figure 7](#).

Le choix de la pointe est important car son rayon de courbure affecte très fortement les caractéristiques de la décharge. Pour que les expériences soient reproductibles, il faut que les expériences, ou bien être capable de maîtriser le rayon de courbure à la fabrication pour la question du choix du matériau. Les métaux les plus communément employés pour une électrode sont les suivants :

- Acier nickelé : le moins cher et le plus facile à se procurer, avec une finition propre du rayon de courbure initial. En réalité, cette solution est inappropriée pour du champ électrique en produisant une forme de brosse à l' du champ électrique en produisant une forme de brosse à l' du champ électrique en produisant une forme de brosse à l'
- Acier inoxydable : pour les forts rayons de courbure ou les décharges peu intenses. Le plasma est
- Cuivre et alliage de cuivre : conductivité. Leur principal point faible est leur capacité à maintenir un rayon de courbure dans le temps, la décharge rongant progressivement le matériau. Ces
- Tungstène : cher et très difficile à usiner, mais extrêmement robuste, le tungstène

a été fait pour ces travaux. L'intégralité des expériences a été réalisée à l'aide d'une pointe en tungstène de 1 mm de diamètre et de 70 μm de rayon de courbure initial, rodé à 100 μm après quelques heures de fonctionnement de la décharge.

Le matériau de l'électrode plane est moins important ; En revanche sa forme doit permettre de minimiser les effets de bord et de ne pas dévier la décharge. En conséquence, un disque d'acier inoxydable de 80 mm de diamètre (beaucoup plus grand que la distance inter électrodes de 25 mm maximum dans cette étude), doté d'une extrémité arrondie de 5 mm de rayon, est utilisé.

Le choix du gap inter-électrodes résulte d'un compromis entre plusieurs facteurs. D'une part, l'étude physique sur le vent ionique pour laquelle un grand volume observable est préférable. D'autre part, l'application en tant que réacteur pour la chimie qui cherche à minimiser le volume mort et donc à réduire ce gap. Or la distance inter-électrodes conditionne la plage de tension utilisable et les régimes de décharges accessibles. Ici, la distance inter-électrodes est fixée à 15 mm.

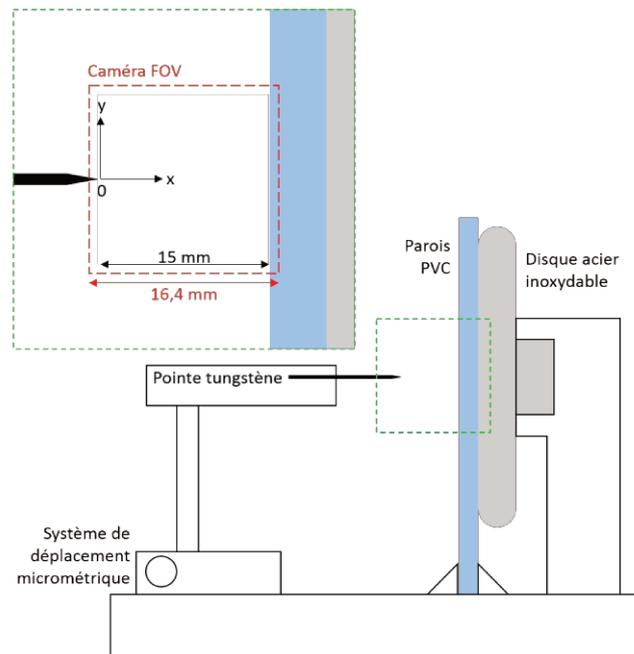


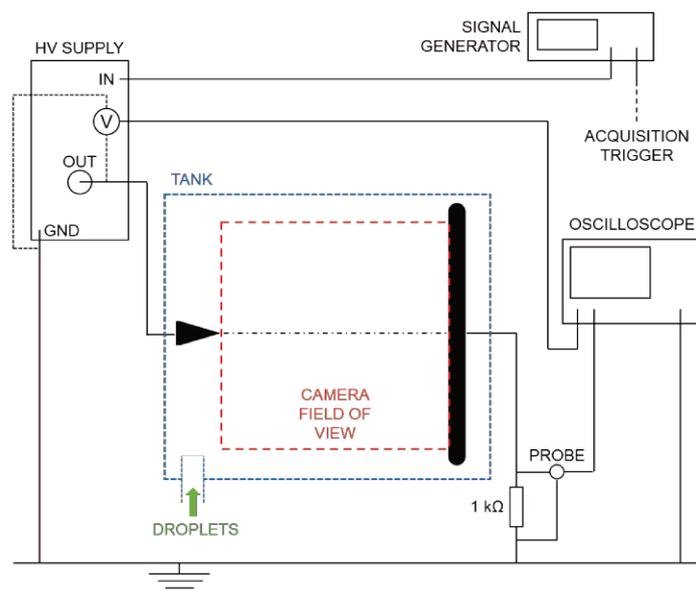
Figure 7. Schéma du réacteur pointe-plan, la paroi diélectrique étant amovible et le gap réglable. Le support (en blanc sur le schéma) n'est pas à l'échelle.

Enfin, certains essais sont réalisés avec une barrière diélectrique sur la contre-électrode. Le choix du matériau est guidé par trois contraintes. Électromécanique tout d'abord car la barrière doit pouvoir supporter une tension importante et ne pas se déformer sous l'effet de la charge ou de la température, pouvoir maintenir un passage à l'arc court entre elle et la pointe. Chimique ensuite car la surface ne doit pas être dégradée de manière trop importante par le plasma et notamment être résistante aux UV. Elle doit également résister aux éventuels solvants synthétisés, méthanol et acide méthanoïque principalement, mais aussi être hydrophile et permettre le bon écoulement des condensats liquides. Optique enfin, car si la métrologie optique ne sera pas conduite au

travers du matériau, il serait souhaitable de pouvoir observer l'intérieur du réacteur. Aussi, un minimum de transparence de la paroi est donc recherché. Le matériau finalement retenu comme choix final est le PVC (polychlorure de vinyle) transparent avec une épaisseur significative de 5 mm. Il faut noter que dans ce cas le gap inter-électrodes est pris entre la pointe et la surface du diélectrique, et non plus entre la pointe et le disque métallique.

3.1.2 Installation électrique

Un schéma de l'installation électrique est présenté en [Figure 8](#). La pointe de tungstène est connectée à une alimentation haute-tension Trek 30kV/40mA qui amplifie le signal de tension fourni par un générateur de signaux Lecroy WaveStation 3082. Le disque en acier inoxydable est relié à la terre via une résistance de mesure de 1 k Ω aux bornes de laquelle le courant est mesuré à l'aide d'une sonde Lecroy PP018 500 Mhz. La tension est mesurée via le voltmètre intégré à l'amplificateur haute-tension. Les signaux sont tous enregistrés avec un oscilloscope numérique Lecroy WaveSurfer 24Xs-A 200 Mhz 2,5 GS/s.



[Figure 8](#). Schéma électrique de l'installation.

3.1.3 Installation optique

L'écoulement EHD est observé par Vélocimétrie par Image de Particules (PIV) à haute cadence d'acquisition (20 kHz), ce qui permet une résolution temporelle de 50 μ s. Le système pointe-plan et son support sont placés dans un réservoir transparent en PMMA (polyméthacrylate de méthyle) de dimension 790 x 370 x 370 mm³. Pour la caractérisation du vent ionique, les particules d'ensemencement utilisées sont de fines gouttelettes d'huile minérale diélectrique (Ondina) d'environ 0,3 μ m de diamètre (d32)

un laser pulsé Nd-YAG de 532 nm de Continuum Mesa. Les images sont enregistrées avec une caméra rapide de 20 kHz (Photron Fastcam SA-Z) et une définition de 1024 x 1024 px, pour une taille de champ de 16,4 mm de côté soit une résolution de 62,5 px/mm.

3.1.4 Logiciel et post-traitement

Le système de mesure (laser + caméra) est piloté depuis un ordinateur doté du logiciel DaVis (version 8.4.0) de LaVision. La synchronisation avec la décharge est réalisée sont stockées dans un premier temps dans la mémoire interne de la caméra, ce qui limite les données. Les données sont transférées sur un disque dur via les fenêtres de 50%. La taille finale des champs de vitesse est de 128x128 vecteurs soit un vecteur tous les 128 μm .

3.2 Caractérisation électrique du système

Dans cette partie, le comportement électrique des différentes configurations du réacteur est testé. Ces essais permettent de connaître les plages de tension utilisables du réacteur, ainsi que la réponse en courant associé et la puissance électrique consommée. Sont présentés dans un premier temps, les essais pour une décharge couronne continue sans diélectrique, puis, dans un second temps, les essais pour une DBD.

3.2.1 Décharge couronne continue

La caractéristique Courant-Tension (abrégé en I-V) continue est déjà bien connue et étudiée (voir Chapitre 2). La [Figure 9](#) montre la caractéristique I-V du réacteur en positif pour différents gaps et à 15 mm pour les deux polarités. Pour une tension V négative (a Townsend :

$$I = I_0 \exp\left(\frac{V}{V_0}\right) \quad (1)$$

avec V_0 une constante dépendante de la géométrie et du milieu gazeux. En revanche, avec une tension positive, la croissance du courant présente une nouvelle tendance suit une loi en puissance :

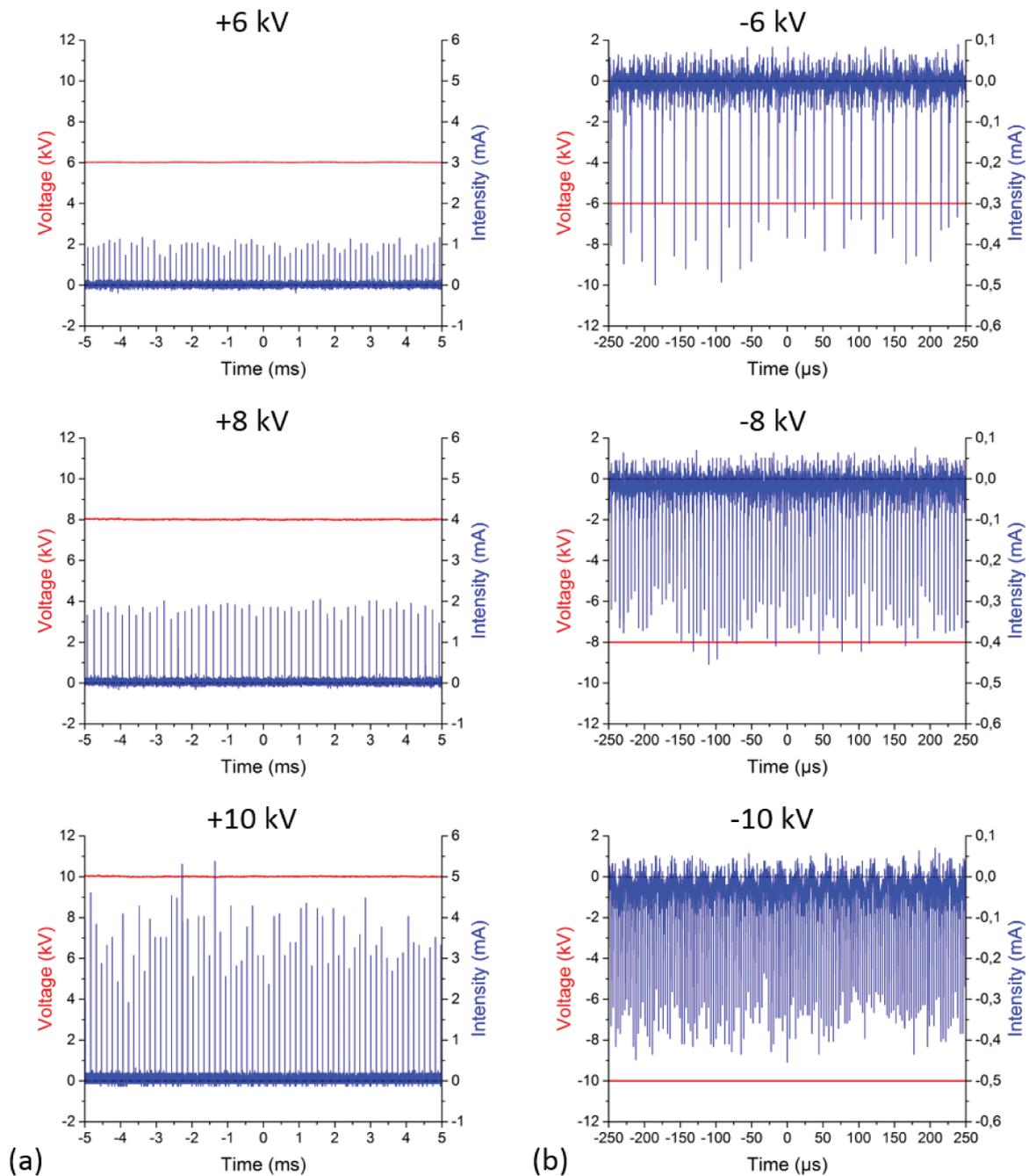


Figure 10. Courant en fonction du temps pour une décharge couronne à différentes valeurs de tension positive (a) et négative (b).

Pour ce qui est de la puissance électrique consommée par la décharge, elle est tout simplement égale au courant moyen multiplié par la tension (Figure 11). Cette puissance croît rapidement pour les deux polarités tout en restant relativement faible (inférieure au Watt). Le coût énergétique associé à tous les procédés utilisant une décharge continue augmente donc rapidement avec la tension.

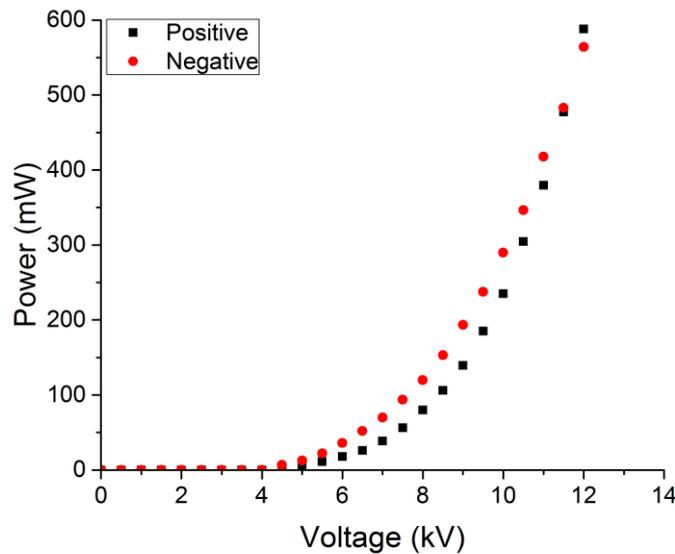


Figure 11. Puissance moyenne consommée par une décharge couronne continue en fonction de la tension.

3.2.2 Décharge à Barrière Diélectrique

La polarité de la décharge sera neutralisée lors de la polarité opposée. La [Figure 12](#) montre trois exemples de signaux de courant instantané dans le réacteur pour un signal de tension sinus à une fréquence de 200 Hz et pour un gap de 15 mm, correspondant à trois échelles de mesure adaptée aux différentes composantes constituant ce courant.

Le courant pour une DBD est constitué de trois parties (c). La première est une composante capacitive (en violet), image de la dérivée de la tension, généralement de faible amplitude sauf lors des sauts de tension où le courant maximum est déterminé par \dot{V} . Pour un gap de 15mm, le courant capacitif associé à cette rampe est de 1 à 2 mA, ce qui correspond à une capacité du système de 2 à 4 pF. La deuxième est une composante impulsionnelle. Concernant la décharge positive, elle est constituée de streamers (a) similaires à ceux obtenus pour une décharge couronne continue, qui apparaissent pendant la demi-période positive. Une fréquence de streamer entre 4 et 7 kHz est à nouveau obtenue, avec une intensité maximale dépendante de la tension appliquée et de $V/\mu s$. Pour un gap de 15mm, le courant capacitif associé à cette rampe est de 1 à 2 mA, ce qui correspond à une capacité du système de 2 à 4 pF. La deuxième est une composante impulsionnelle. Concernant la décharge positive, elle est constituée de streamers (a) similaires à ceux obtenus pour une décharge couronne continue, qui apparaissent pendant la demi-période positive. Une fréquence de streamer entre 4 et 7 kHz est à nouveau obtenue, avec une intensité maximale dépendante de la tension appliquée et de $V/\mu s$. L'impulsionnelle est constituée de pics de Trichel (b) mais dont la fréquence dépend de la tension. Enfin, la dernière composante est le courant synchrone

(c), qui correspond au courant continu de quelques μA dans une décharge couronne DC. Sur la courbe de courant, elle se manifeste par une « bosse » (en orange) présente lorsque les décharges des alternances positive et négative de tension ont lieu.

Il faut noter que la tension à considérer pour les caractéristiques de ces deux dernières composantes est la différence de potentiel entre la pointe et la barrière diélectrique qui accumule des charges au cours du temps. Ainsi, si un potentiel positif constant est appliqué sur la pointe, la tension réelle dans le réacteur sera décroissante et donc l'amplitude des streamers également et cela jusqu'à extinction de la décharge. La forme d'onde appliquée a donc un impact sur les composantes du courant et donc sur les régimes de décharge.

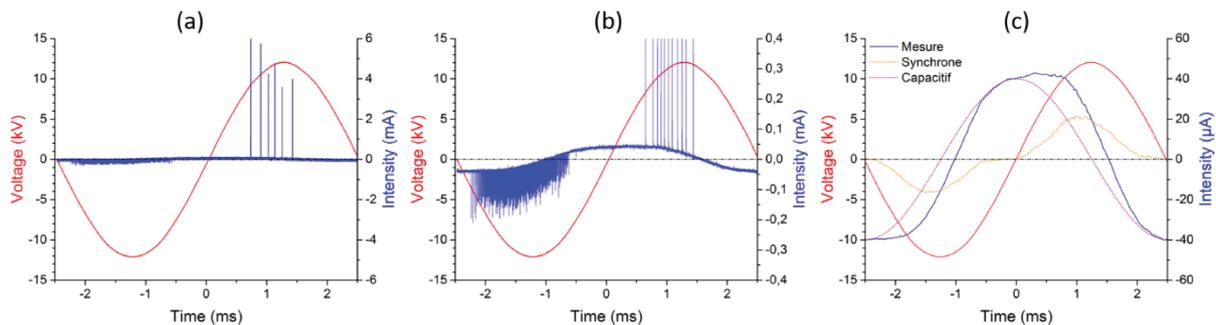


Figure 12. Courant en fonction du temps d'une DBD alternative à 200 Hz et 12 kV pour un signal sinus. (a), (b) et (c) représentent différents niveaux de zoom sur le courant, ainsi qu'un filtrage de la composante impulsionnel sur (c).

Pour le signal sinusoïdal, les composantes de décharge positive et négative sont présentes à part égale tandis que la composante capacitive est minimisée. La [Figure 13](#) présente les signaux de courant obtenus dans les mêmes conditions que 6a pour différentes formes d'onde. Ainsi, pour le signal triangulaire (a), les composantes positives et négatives sont plus faibles car la proportion de la période où la tension est supérieure à la tension d'ignition est plus basse. Le signal carré (b) a, à l'inverse, la particularité d'être une succession de signaux continus positifs et négatifs et de deux sauts de tension par période ce qui maximise les trois composantes du courant. Enfin, les signaux en dents de scie (c et d) présentent un saut de tension par période et une asymétrie entre les polarités, ce qui donne un poids plus important à la composante de la décharge qui précède le saut de tension, ceci correspond à une zone où la valeur absolue de la tension est croissante, négative pour une rampe descendante (c) et positive pour une rampe croissante (d).

La caractéristique puissance-tension (P-V) de la décharge est représentée sur la [Figure 14](#) pour différentes fréquences et formes d'ondes. De manière similaire à la caractéristique I-V pour les décharges couronnes, la DBD ne consomme de la puissance en moyenne qu'à partir d'une tension d'ignition V_0 , située entre 3,5 et 5 kV, laquelle diminue avec l'augmentation de la fréquence et change suivant les formes d'ondes.

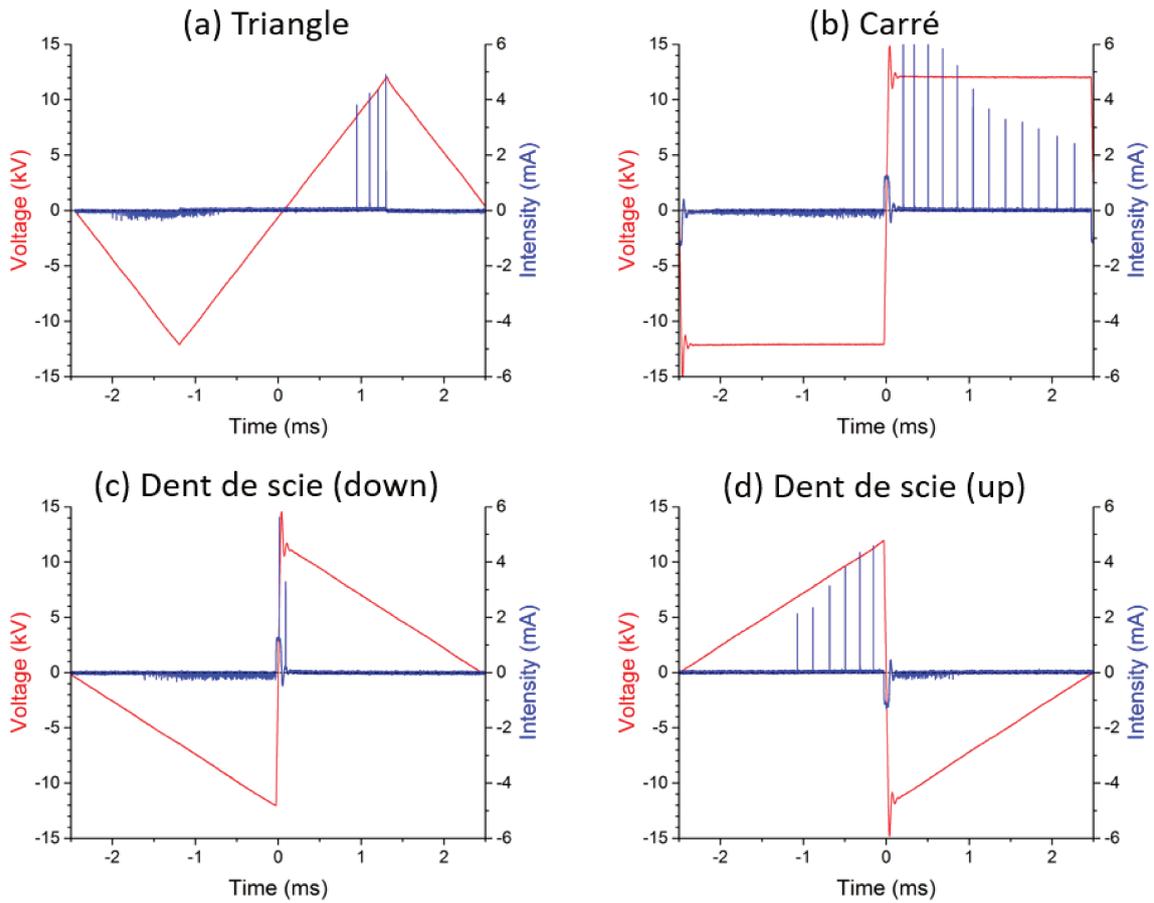


Figure 13. Courant en fonction du temps d'une DBD alternative à 200 Hz et 12 kV pour les formes d'ondes triangle (a), carré (b), en dents de scie montante (c) et descendante (d).

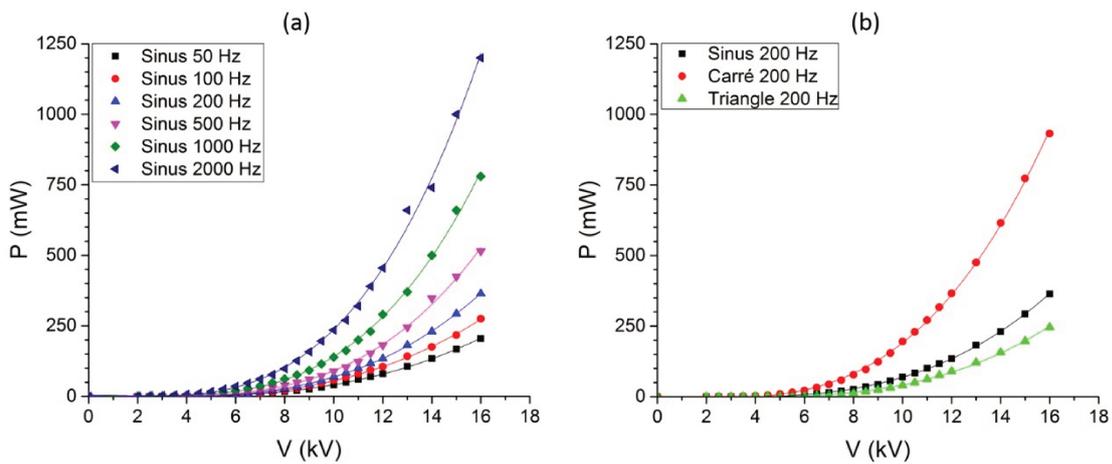


Figure 14. Puissance moyenne consommée par une DBD en fonction de la tension pour différentes fréquences (a) et formes d'ondes (b). Les lignes continues sont des régressions de polynôme cubique.

La puissance moyenne consommée par une DBD augmente avec la fréquence (a) et la tension (b). La puissance est fondamentale (b), le signal carré consommant environ 2 fois plus que le sinus pour une même tension crête, et 3 fois plus que le triangle. La puissance consommée par les signaux en dents de scie est similaire de celle consommée par le triangle et aurait été

avec la fréquence, la [Figure 15](#) révèle une croissance. Au-delà de 2500 Hz, l'augmentation de la puissance entraîne un effet de saturation (a). En revanche, le passage à un signal carré conduit à une croissance un peu plus rapide, en plus d'

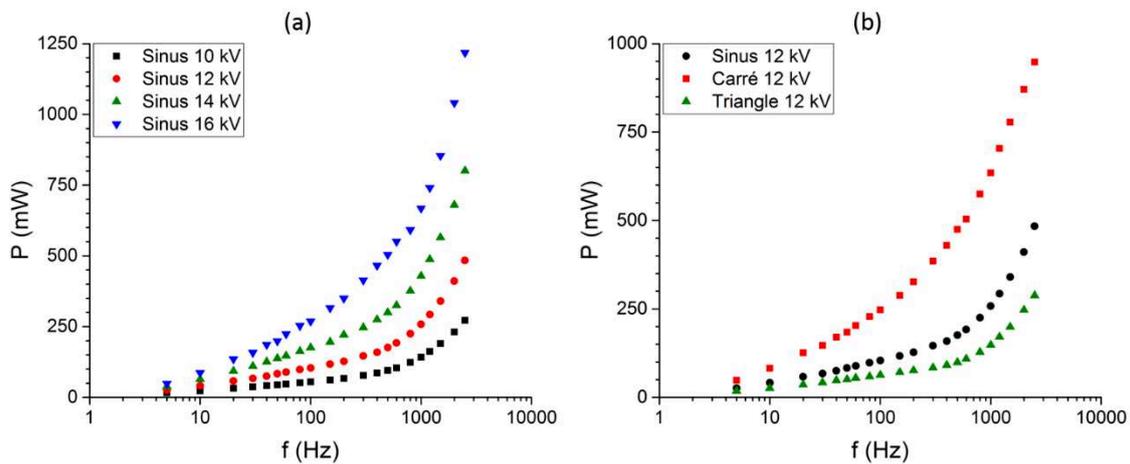


Figure 15. Puissance moyenne consommée par une DBD en fonction de la fréquence pour différentes tensions (a) et (b).

3.3 Décharge couronne continue

Cette partie présente les résultats des mesures par PIV obtenues pour des décharges couronnes continues, positives ou négatives, pour des tensions relativement faibles (5 à 8 kV) pour conserver une puissance électrique consommée basse (inférieure à 0,1 W) et un écoulement stable dans le temps. Un écoulement stable est obtenu en

3.3.1 Vitesse moyenne

Dans cette partie, les champs de vitesse moyenne et son évolution avec la tension sont présentés. La [Figure 16](#) montre un exemple de champ de vitesse pour 6 et 8 kV, dans les deux polarités. La décharge produit un jet droit qui part de la pointe, localisée en $x = y = 0$, et atteint la paroi, située en $x = 15$ mm, perpendiculairement à celle- ensuite \dots puis se disperse pour longer la paroi. La comparaison entre les champs à 6 kV et 8 kV montre que \dots dans le jet (pour la plage étudiée). La polarité de la décharge a en revanche un impact sur la forme du jet \dots vitesse à peu près constante dans tout le gap, tandis que pour le cas positif le jet accélère \dots [66]. Ce comportement est très étonnant et ne semble \dots volume sont suffisamment nombreuses et le champ électrique suffisamment intense pour compenser ces forces visqueuses [27]. Un défaut expérimental a été suspecté dans un \dots sure \dots convergence de la vitesse moyenne qui, avec 2000 champs instantanés (dans le pire des \dots instationnaires rapide, un compromis a dû être réalisé vis-à-vis de la prise en compte de fluctuations lentes.

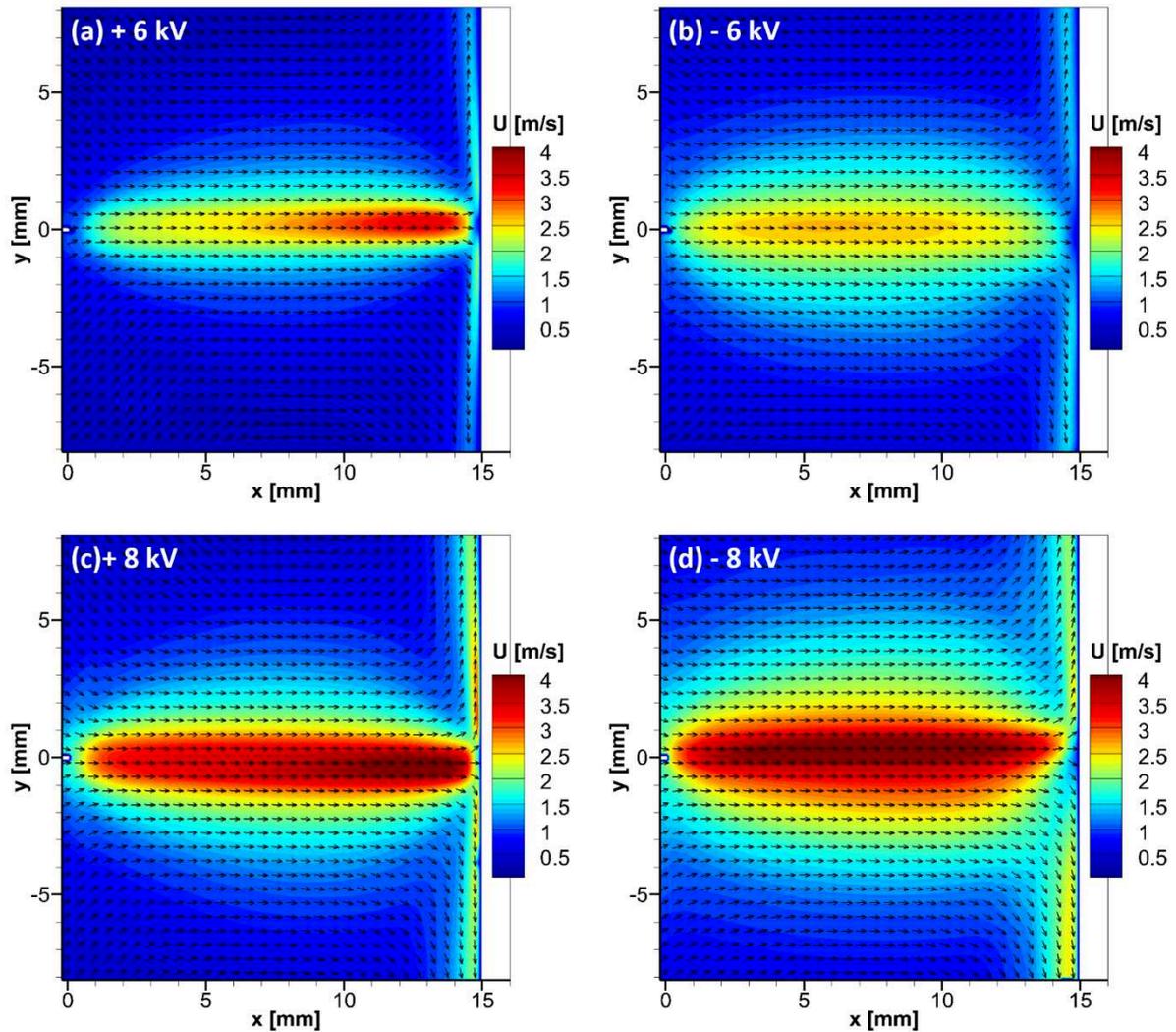


Figure 16 : (a) - 6 (b), + 8 (c) et - 8 (d) kV. La vitesse est représentée en fonction de la position x et y située en $x = 15$ mm.

Pour mieux visualiser ce comportement, les profils de vitesse U (en $y = 0$) et leur évolution avec la tension sont représentés sur la Figure 17. Ces profils montrent dans tous les cas une augmentation rapide de la vitesse sur les deux premiers millimètres, suivie d'une chute brutale de la vitesse à partir de 14 millimètres du fait de la présence de la paroi. Pour la décharge positive (a), la vitesse est constante. Une rupture de pente est en effet visible entre 5 et 8 millimètres, celle-ci ayant lieu plus loin pour les tensions plus élevées. Il y a donc probablement une création de tourbillons à la pointe, qui accélèrent à nouveau le fluide, certainement due aux structures tourbillonnaires formées. Pour la décharge négative (b), la vitesse est globalement constante sur tout le champ de vision.

la tension. Par ailleurs, si la vitesse moyenne augmente avec la tension pour les deux polarités, elle croît plus vite en négatif malgré un jet plus rapide en positif à 6 kV.

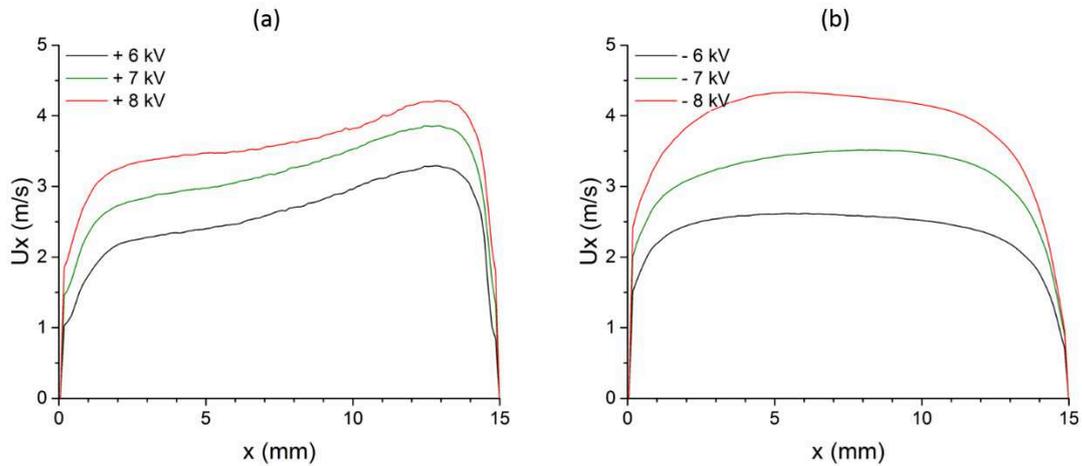


Figure 17. Profils de vitesse longitudinale U_x en fonction de la distance x (mm) pour des tensions continues positives (a) et négatives (b).

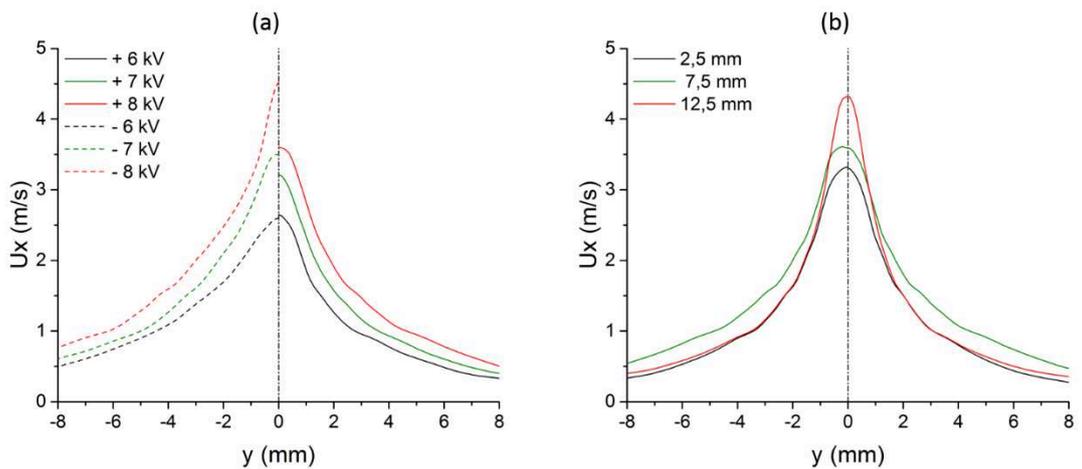


Figure 18. Profils de vitesse moyenne transversaux (y) en $x = 7,5$ mm pour différentes tensions (a), et pour une tension de 8 kV à différentes distances de la pointe (b).

Les profils de vitesse transversaux à la moitié du gap ($x = 7,5$ mm) sont représentés sur la Figure 18a. Pour faciliter la comparaison entre polarités, seule la moitié des profils est représentée, avec le positif en trait plein et le négatif en tirets. De manière générale, la vitesse est toujours maximale au centre du jet, en face de la pointe, même quand le jet est plus étendu et sa vitesse maximale croît plus vite avec la tension, cette augmentation étant principalement concentrée au centre du jet, alors que le jet positif accélère de façon plus progressive. Par le jet positif, puis lors de celle-ci, la Figure 18b illustre l'augmentation de vitesse (environ +0,3 m/s) au centre du jet pour une tension de 8 kV à différentes distances de la pointe.

du jet a accéléré de 0,7 m/s alors que le reste du jet est revenu à sa vitesse initiale (en $x = 2,5$ mm). La présence de cette accélération alors que le jet commence à se disperser à contrer les effets visqueux du fluide.

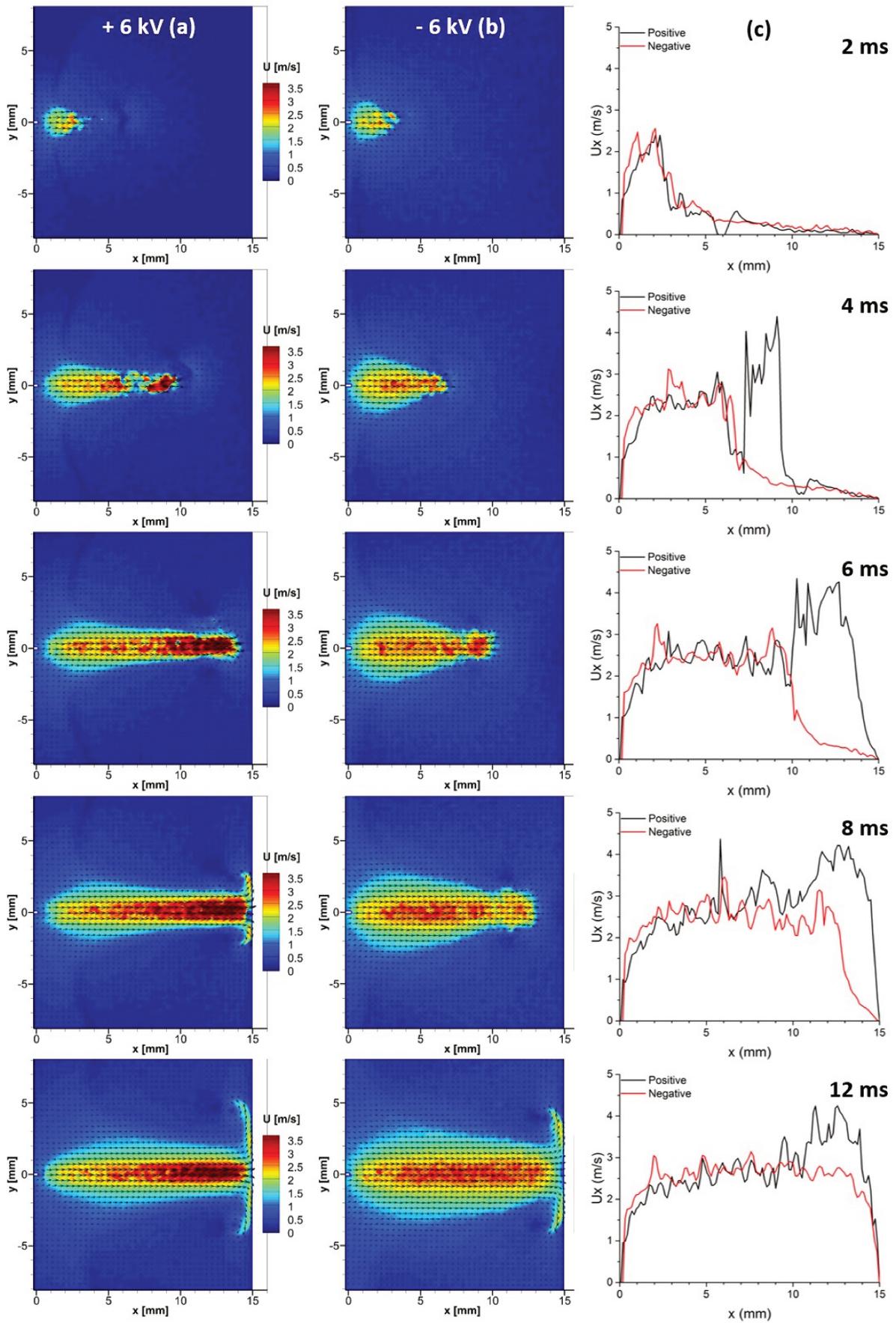
3.3.2 Vitesse instantanée et régime instationnaire

Cette sous-
engendré par le vent ionique. Dans un premier temps, la [Figure 19](#) de tension en $t = 0$ pour +6 kV et -6 kV à différents instants ($t = 2, 4, 6, 8$ et 12 ms). Les colonnes de gauche (a) et du milieu (b) montrent les champs de vitesse pour les décharges positive et négative, respectivement. De plus, sur la colonne de droite (c), les profils de la composante horizontale de vitesse U_x ionique et la progression du front du jet.

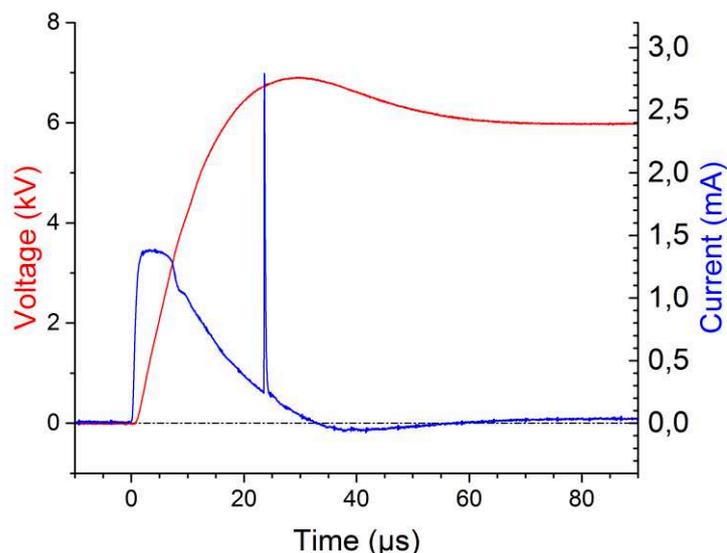
Premièrement, dans le cas de la décharge positive (a), un jet fin part de la pointe et \gg millisecondes, résultant en un jet impactant générant une paire de 3 millisecondes, une zone de survitesse apparait quelques millimètres en amont du jet (entre $x = 7$ et 10 mm à $t =$ millisecondes. Cette zone de survitesse correspond à la partie accélérée sur la seconde moitié du jet observé précédemment sur les champs moyens ([Fig. 18](#)). Enfin, il y a vaguelette 6,5 mm pour $t = 2$ ms, et à $x = 11$ mm pour $t = 4$ ms) ; elle est rattrapée par le jet vers 5 millisecondes à environ 10 mm de la pointe.

pas de pic de vitesse aussi marqué, ni de zones de survitesse en amont du jet, renforçant présence de streamers.

[Figure 19.](#) Champs de vitesse instantanée pour une décharge couronne continue à + 6 kV (a) et - 6 kV (b) pointe (x) en $y = 0$ (c). La pointe est mise sous tension à $t = 0$. (Ci-contre).



La zone de survitesse qui doit probablement prendre sa cause dans la brusque augmentation de la tension. En effet, sur la [Figure 20](#), qui représente la réponse en courant de la décharge à la mise sous tension (à + 6 kV), il apparaît deux phénomènes : la réponse capacitive à la rampe de tension, dont le pic principal situé de $t = 0$ à $30 \mu\text{s}$ appelle un courant maximum de 1,4 milliampères ; un streamer solitaire à $t = 25 \mu\text{s}$ avec une amplitude de 2,8 mA. Ce streamer est toujours présent lors de la mise sous tension, mais avec une position (entre $t = 10$ et $30 \mu\text{s}$) et une amplitude (quelques milliampères) variables. Or, si la composante capacitive est présente et de même amplitude dans le positive. Il est alors raisonnable de penser que électrodes à proximité de la pointe électrique nouvellement imposé.



[Figure 20](#). Tension et courant de décharge à la mise sous tension continue à 6 kV du réacteur.

du jet sur une période plus longue, les cartes spatio-temporelles de la [Figure 21](#) représentent le module de la vitesse U en face de pointe ($y = 0$) sur tout le gap (de $x = 0$ à 15 mm) en fonction du temps. Les stries visibles sur ces cartes marquent « bouffées » dans la littérature de la mécanique des fluides), de leur orientation dépend leur vitesse de propagation : plus la pente est faible plus la bouffée se déplace vite. car la strie associée (qui part de $t = 0$) a une pente plus importante, cet effet étant plus marqué en négatif (b). Pour le jet positif (a) même distance de la pointe, sinon les premières zones toujours à la même valeur de x , ni avec une intensité constante. Par ailleurs, que ce soit en positif ou en négatif, il est rarement possible de suivre une bouffée individuelle sur plus

d'une dizaine de champs consécutifs, leur durée d'existence à une vitesse supérieure à la moyenne de l'écoulement étant trop courte. Enfin, il est intéressant de remarquer que la vitesse de propagation des bouffées (obtenue avec la pente des stries) est égale à la vitesse moyenne (temporelle et spatiale) du jet.

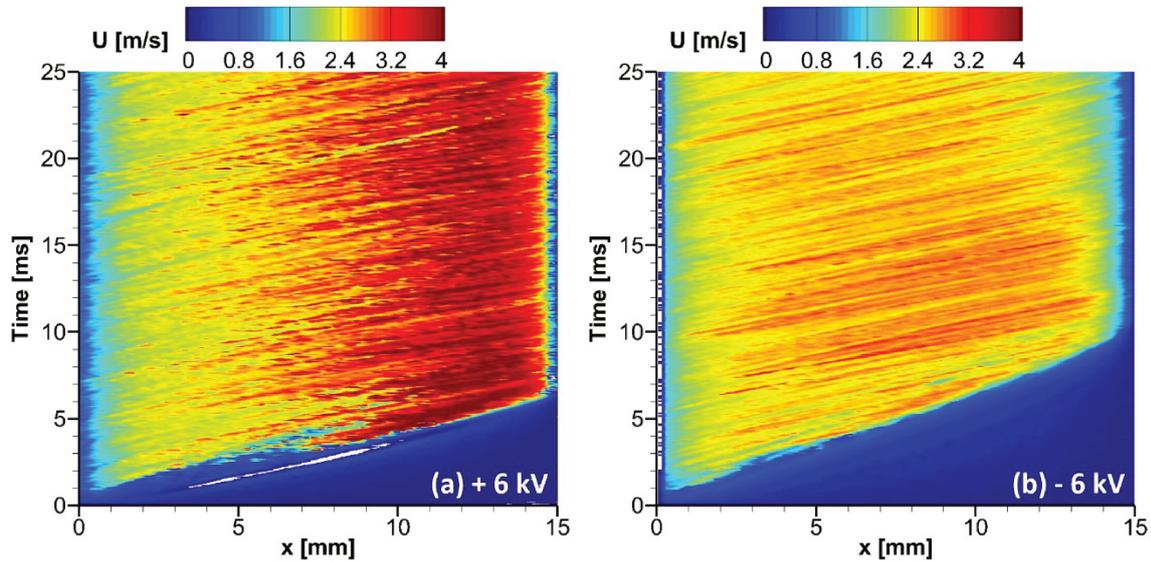


Figure 21. Cartes spatio-temporelles d'une décharge couronne continue à + 6 (a) et - 6 (b) kV.

Pour visualiser les fluctuations de la vitesse, l'écart type du signal permet de rendre compte des zones de fortes variations (Figure 22). Les fluctuations sont concentrées sur l'axe de la pointe ($y = 0$), et elles sont plus fortes dans la seconde moitié du gap, à partir de 7 millimètres, ainsi qu'au bout de la pointe, vers $x = 1,5$ mm. Pour la décharge positive, cela correspond aux zones d'accélération identifiées précédemment.

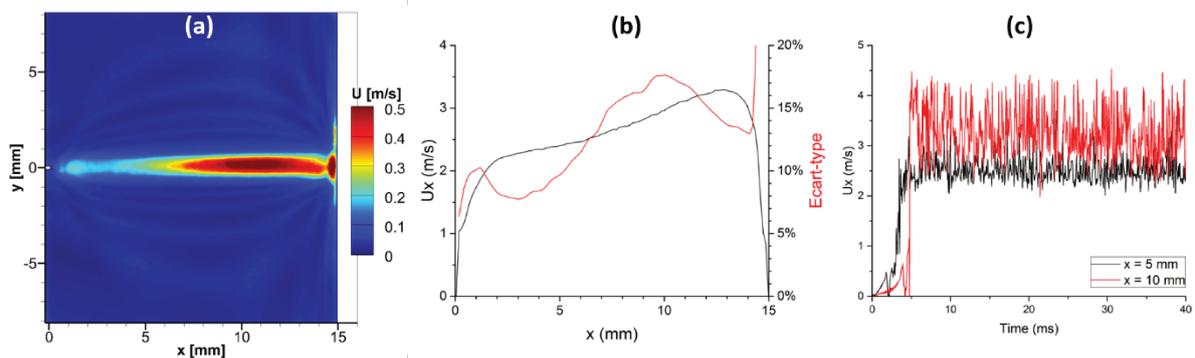


Figure 22. Champ d'écart-type de la vitesse (a), profil horizontal dans l'axe de la pointe ($y = 0$) de la vitesse et de l'écart type normalisé (b) et vitesse horizontale en fonction du temps en ($x = 5$ et $10 ; y = 0$) (c) d'une décharge couronne continue à + 6 kV.

3.4 Décharge à Barrière Diélectrique

Cette partie présente les résultats des mesures par PIV obtenues pour des décharges à barrière diélectrique. Dans un premier temps, les caractéristiques de l'écoulement pour une forme d'onde sinusoïdale sont décrites puis, dans un second temps, ces caractéristiques sont comparées avec d'autres formes d'ondes.

3.4.1 Vitesse moyenne

Cette sous partie donne l'évolution des grandeurs moyennes de l'écoulement en fonction des paramètres de tension et de fréquence pour un signal sinusoïdal. Comme le montre la [Figure 17](#), en moyenne dans le temps, la DBD produit un jet de la pointe vers la plaque de manière similaire à une décharge couronne ([Figure 23](#)).

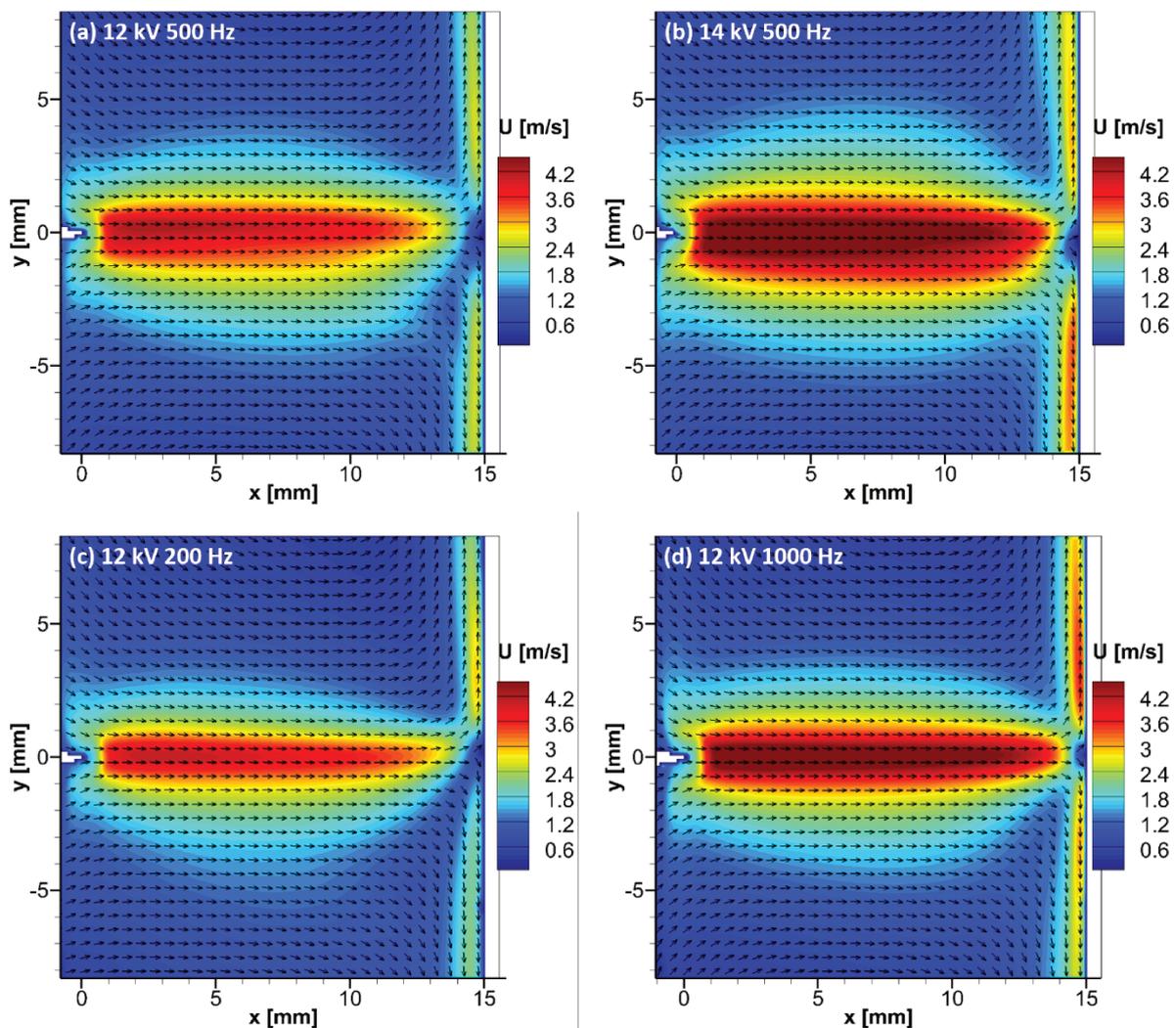


Figure 23. Champs de vitesse moyenne d'une DBD pour un signal sinus à une tension de 12 kV (a, c et d) et 14 kV (b), et une fréquence de 200 Hz (c), 500 Hz (a et b) et 1000 Hz (d).

façon significative la forme du jet, mais il est clair que la vitesse augmente avec la tension. De même, il semble que la vitesse augmente avec la fréquence ; à 12 kV, elle est plus importante à 500 Hz qu'à 100 Hz (d).

Les Figures 24 et 25 montrent les profils de vitesse horizontaux, respectivement, avec la tension (a) et la fréquence (b). Elles montrent que cette vitesse augmente avec les deux paramètres. Les profils horizontaux (Figure 24), en $y = 0$, confirment une vitesse décroissante avec la distance à la pointe, avec un maximum entre $x = 5$ et 10 mm. Cette vitesse maximale est très différente de celles des décharges couronnes positives et négatives DC étudiées ci-avant, sans malheureusement que nous puissions la mesurer. De plus, la valeur de la tension et de la fréquence est très importante. Cette vitesse maximale sera discuté par la suite, cette plage de fréquence (aux environs de 500 Hz) correspond à une autre association de ces deux paramètres pourrait aboutir à une fréquence de transition différente.

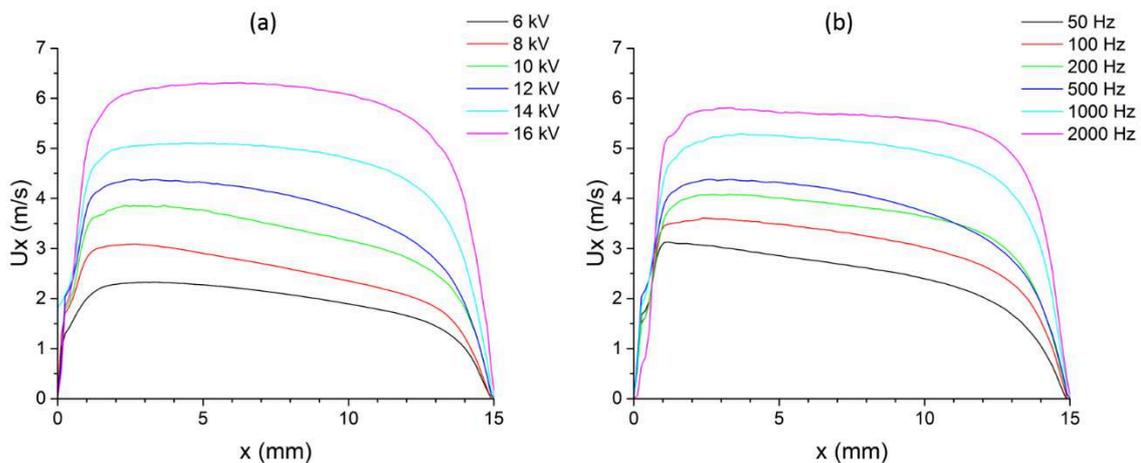


Figure 24 Profils de vitesse horizontaux (a) pour différentes tensions (a) et à $V = 12$ kV pour différentes fréquences (b).

Les profils verticaux (Figure 25) montrent que la vitesse maximale augmente avec la fréquence. Cette augmentation de la vitesse maximale due à la fréquence est concentrée sur le centre du jet. Comme décrit dans la partie suivante, la dissipation visqueuse des fluctuations dans le volume hors du jet en est la cause.

dire le taux d'ionisation des électrodes mais ne modifie pas de manière significative la dynamique temporelle de la charge. Les profils de vitesse moyenne verticaux (y) en $x = 5$ mm pour une DBD à 500 Hz pour différentes tensions (a) et à 12 kV pour différentes fréquences (b) sont présentés dans la Figure 25.

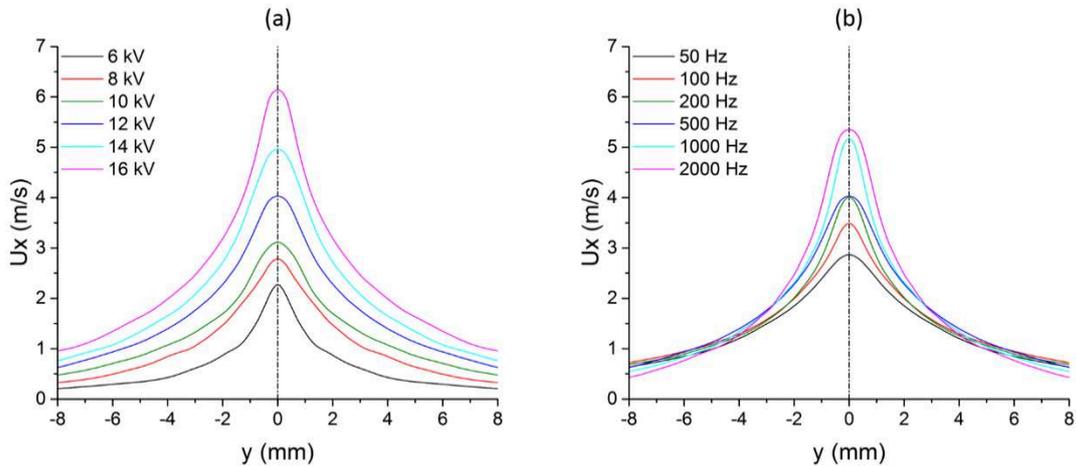


Figure 25. Profils de vitesse moyenne verticaux (y) en $x = 5$ mm pour une DBD à 500 Hz pour différentes tensions (a) et à 12 kV pour différentes fréquences (b).

3.4.2 Vitesse instantanée

Dans cette sous partie, un regard est porté sur les signaux de vitesse instantanée $u_x(t)$ pour différents cas, pris en $x = 5$ mm et $y = 0$, ainsi que son spectre $S(f)$. La Figure 26 représente le signal de vitesse horizontale $u_x(t)$ pour différents cas, pris en $x = 5$ mm et $y = 0$, ainsi que son spectre $S(f)$. En (a), il est montré le signal de vitesse horizontale $u_x(t)$ pour une tension de 12 kV et une fréquence de 500 Hz. Pour avoir un signal périodique stable, la vitesse moyenne étant alors égale à environ 4 m/s. En (b), la fréquence est la même mais la tension est augmentée à 14 kV. Une fois le régime transitoire terminé, la vitesse moyenne est supérieure (5 m/s), comme vu précédemment, mais la dynamique du signal est inchangée, tout comme son spectre qui conserve les mêmes proportions entre les harmoniques. En revanche, (c) et (d) montrent des signaux de vitesse horizontale $u_x(t)$ pour des fréquences plus élevées. En (c), il y a 2000 Hz et la tension est de 12 kV. En conséquence, son spectre présente une première harmonique à 100 Hz plus forte que le fondamental à 2000 Hz. Pour les fréquences très élevées, ici 2000 Hz (d), le signal est presque un signal triangle, ce qui se constate sur son spectre également.

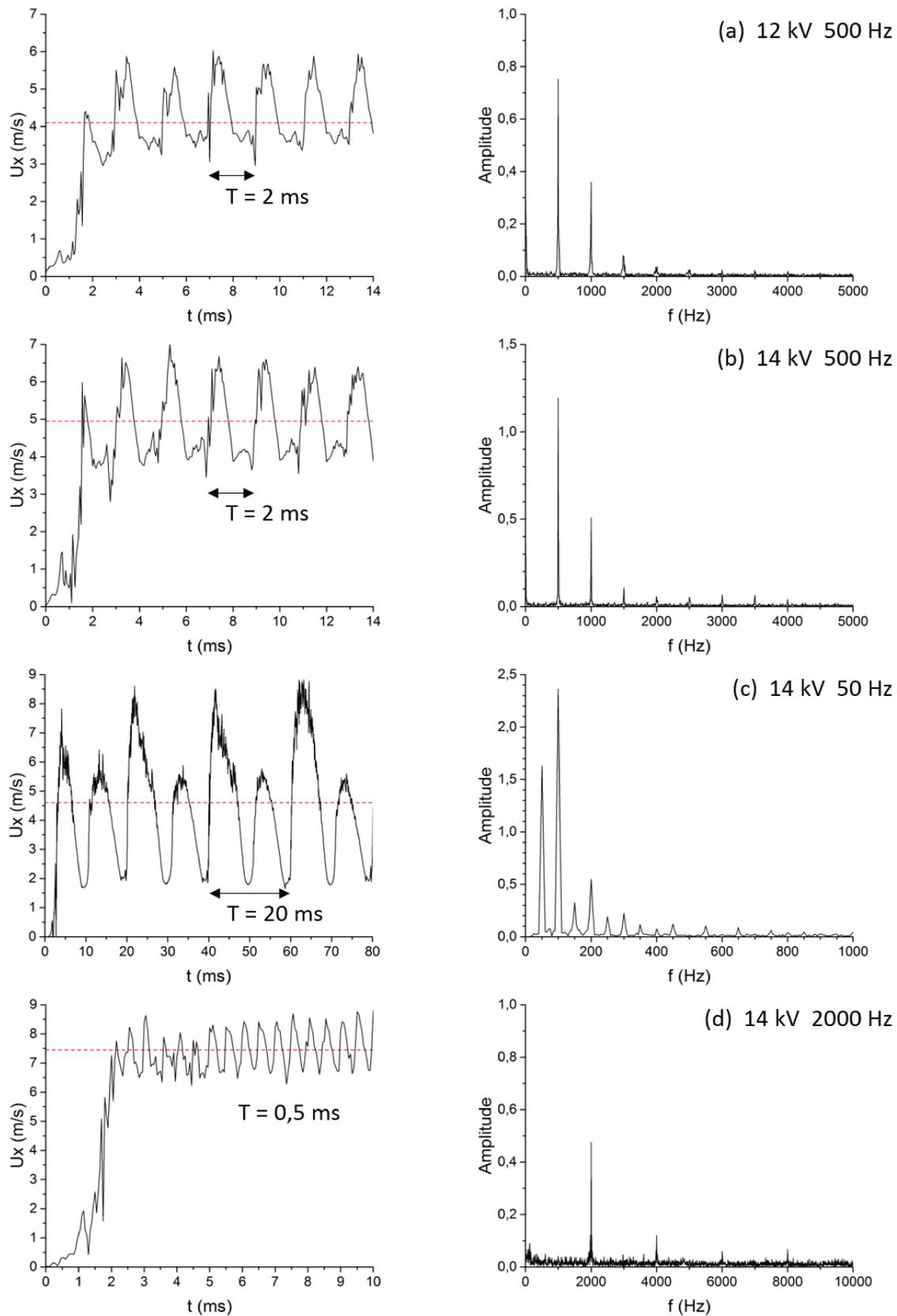


Figure 26. Signaux de vitesse d'une DBD en $x=5\text{ mm}$ et $y=0$ dans le temps et leur spectre d'amplitude pour une tension sinus à 12 kV (a) et 14 kV (b, c et d), et une fréquence de 50 Hz (c), 500 Hz (a et b) et 2000 Hz (d). La vitesse moyenne est représentée en pointillés rouges.

3.4.3 Moyenne de phase

Dans cette sous-partie, les champs de vitesse sont moyennés par phase. La fréquence multiple de la fréquence du phénomène, à calculer la moyenne des échantillons présentant le même déphasage. Ce procédé agit comme un filtre pour les jets instantanés sont bien constitués, comme pour la décharge couronne, de fluctuations locales et de petites structures qui se retrouvent ici lissées. Pour des cas de référence, les champs de vitesse sont moyennés par phase. Ce procédé agit comme un filtre pour les jets instantanés sont bien constitués, comme pour la décharge couronne, de fluctuations locales et de petites structures qui se retrouvent ici lissées. Pour des cas de référence, les champs de vitesse sont moyennés par phase.

3.4.4 Cas de référence (sinus, 12 kV, 500 Hz)

La Figure 27 donne une évolution typique du courant (a) et de la puissance électrique (b) pour le cas de référence du signal sinusoïdal de 500 Hz et 12 kV. Les lignes pointillées verticales indiquent les instants choisis pour la Figure 22, qui représente les champs de vitesse pour ce même cas. Ce signal présente les trois composantes du courant évoqué dans la seconde partie de c) : un courant capacitif en déphasage avec la tension qui consomme de la puissance entre $t = 0$ et $0,65$ ms pour le positif et entre $t = 1$ et $1,65$ ms pour la partie négative, et en restitue le reste de la période, pour une puissance moyenne nette positive. Ensuite, un courant de décharge négatif constitué de pic de Trichel entre $t = 1,1$ et $1,8$ ms, chaque pic a bien évidemment un courant synchrone de quelques microampères, comme dans une décharge négative à courant continu. Les streamers ne sont pas présents de manière stable à ces fréquence et tension, mais se situent à des instants précis, pour une puissance moyenne nette positive. Les streamers ne sont pas présents de manière stable à ces fréquence et tension, mais se situent à des instants précis, pour une puissance moyenne nette positive. Les streamers ne sont pas présents de manière stable à ces fréquence et tension, mais se situent à des instants précis, pour une puissance moyenne nette positive.

Ce signal de courant correspond à un courant positif qui pointe vers le fluide. Les charges présentes dans le volume initient alors le phénomène de vent ionique dû à la présence du champ électrique. Le jet produit par une DBD alternative est donc lui-même alternatif, ce qui est dû à la force entraînant le fluide. Le jet est alors constitué de zones périodiques de vitesses plus élevées (par rapport à la vitesse moyenne), qui sont nommées « bouffées ».

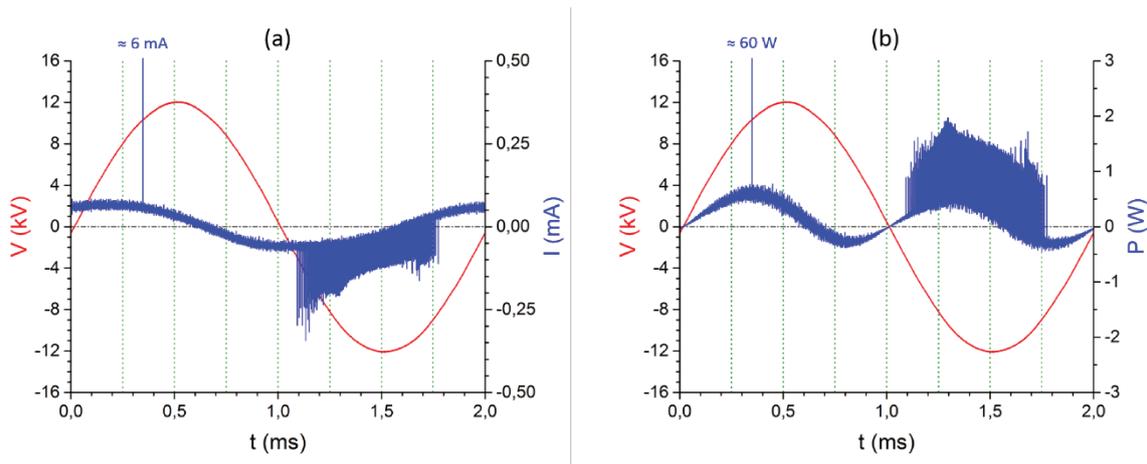


Figure 27. Courant (a) et puissance (b) de décharge d'une DBD à 12 kV et 500 Hz, en bleu, et signal de tension appliqué, en rouge. Les lignes pointillées vertes correspondent aux instants choisis pour les champs de vitesse de la [Figure 28](#).

La [Figure 28](#) montre le champ de vitesse moyenne ainsi que des moyennes de phases à 8 instants différents. Elle ne permet malheureusement pas de suivre précisément ces bouffées dans l'espace inter-électrodes au cours du temps car il faut visualiser et analyser beaucoup plus de phases pour comprendre la dynamique des phénomènes EHD. **L'interprétation qui va suivre n'est donc pas le résultat de l'analyse de la seule [Figure 28](#), mais de toutes les moyennes de phases, c'est-à-dire une phase toutes les 50 microsecondes.**

À $t = 0$, trois de ces bouffées sont identifiables dans le gap, deux petites à $x = 1,5$ et $11,5$ mm, et une grande entre $x = 4$ et 9 mm. Ces bouffées sont le résultat des deux périodes de tension précédente puisqu'une bouffée met plusieurs millisecondes pour atteindre la plaque et que la fréquence est ici égale à 500 Hz. 250 microsecondes plus tard, la bouffée la plus proche de la paroi a quasiment disparu et les deux autres ont légèrement avancé. A ce stade, aucune nouvelle bouffée n'apparaît, bien que la décharge positive ait commencé puisque la tension appliquée est de 8,5 kV. À $t = 0,5$ ms, au maximum de la tension (12 kV), une bouffée, appelé « positive », est en cours d'émission. Il faut noter que lors de la décharge positive, les particules d'huile proches de la pointe sont temporairement éjectées, ce qui empêche toute mesure de la vitesse dans une sphère d'un millimètre de rayon. À $t = 0,75$ ms, cette bouffée n'accélère plus et commence à avancer dans le gap. À $t = 1$ ms, la tension s'annule il n'y a donc plus de charges d'espace créées ni de champ électrique, les bouffées poursuivent donc leur mouvement à vitesse constante et la bouffée positive se détache de la pointe. Cette bouffée étant rapide, elle rattrape progressivement celle à $x = 4,5$ mm. À $t = 1,25$ ms, la décharge négative a commencé et une bouffée négative commence à se former en $x = 1$ mm, juste derrière la positive mais beaucoup plus faible, ce qui la rend difficilement visible à ce stade sur ces représentations. À 1,5 ms, la bouffée négative continue d'accélérer et la positive s'allonge rapidement. À 1,75 ms, la décharge négative est terminée et la bouffée négative atteint sa vitesse maximum. Enfin au bout d'une période complète de 2 millisecondes, à $t = 0$, la tension s'annule à nouveau et toutes les bouffées ralentissent progressivement.

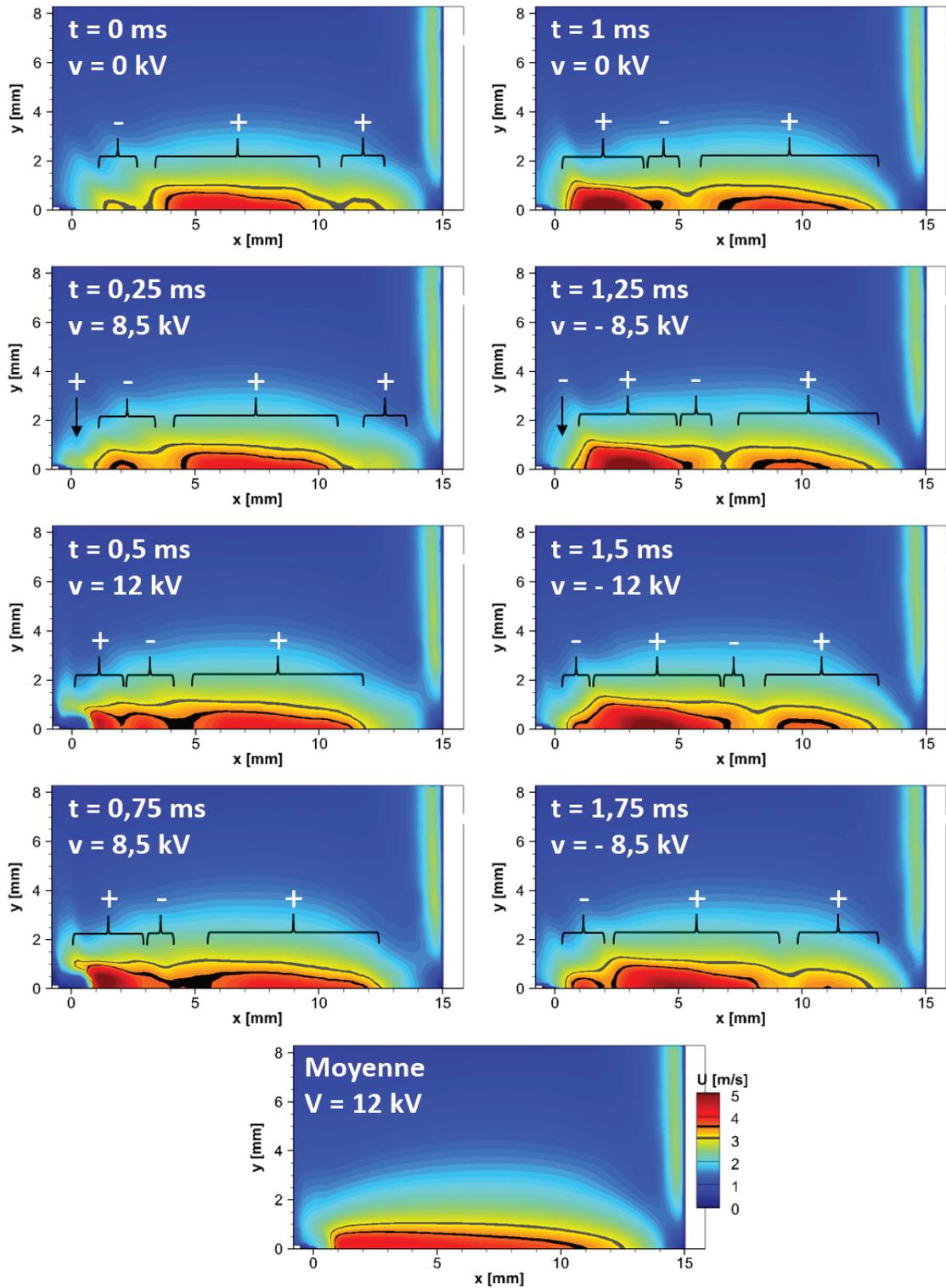


Figure 28. Champs de vitesse en moyenne de phase d'une DBD sinus à 12 kV et 500 Hz à différents instants. Les lignes sombres marquent les seuils de 3 m/s et 3,5 m/s.

Plusieurs remarques peuvent être faites. Premièrement, les bouffées positives sont nettement plus rapides et étendues que les bouffées négatives ; ce sont donc elles qui contribuent le plus à la vitesse moyenne du jet. Ce résultat est étonnant car à cette fréquence les streamers positifs sont peu nombreux et contribuent donc probablement à générer la charge positive (Partie 3) que la décharge couronne positive produit plus de vitesse que la décharge négative, ce résultat est finalement la bouffée positive perd lentement en vitesse, par dissipation visqueuse, après $t = 1$ ms. La force est ensuite principalement inertiel.

Malheureusement, la représentation en champs de vitesse statique limite la résolution temporelle des phénomènes. En effet, seul un champ sur cinq (dans ce cas à 500 Hz) est enregistré et le suivi des bouffées comme cela serait le cas sur une vidéo ou une animation. Pour pallier à ceci, la Figure 29 illustre le cours du temps, mise en rapport avec le signal de tension.

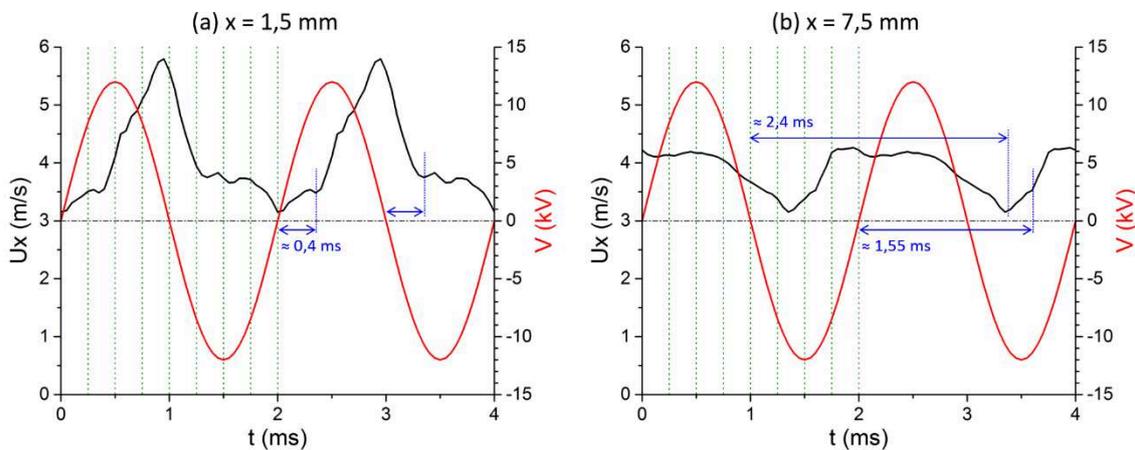


Figure 29 : Courbes de la vitesse instantanée U_x (noir) et du signal de tension V (rouge) en fonction du temps t à $x = 0$ et $x = 1,5$ (a) et $7,5$ (b) mm. Les lignes pointillées vertes correspondent aux instants choisis pour les champs de vitesse de la Figure 28.

Comme déjà visible sur les signaux de vitesse instantanée (Fig. 26a), il y a une bouffée émise de vitesse par période, ce qui indique comme précédemment une bouffée émise par période. Sur (a) et (b), on voit que la bouffée positive est plus étendue que la bouffée négative. À $x = 0$ et le point de mesure en $x = 1,5$ mm, le maximum de vitesse de la bouffée passant

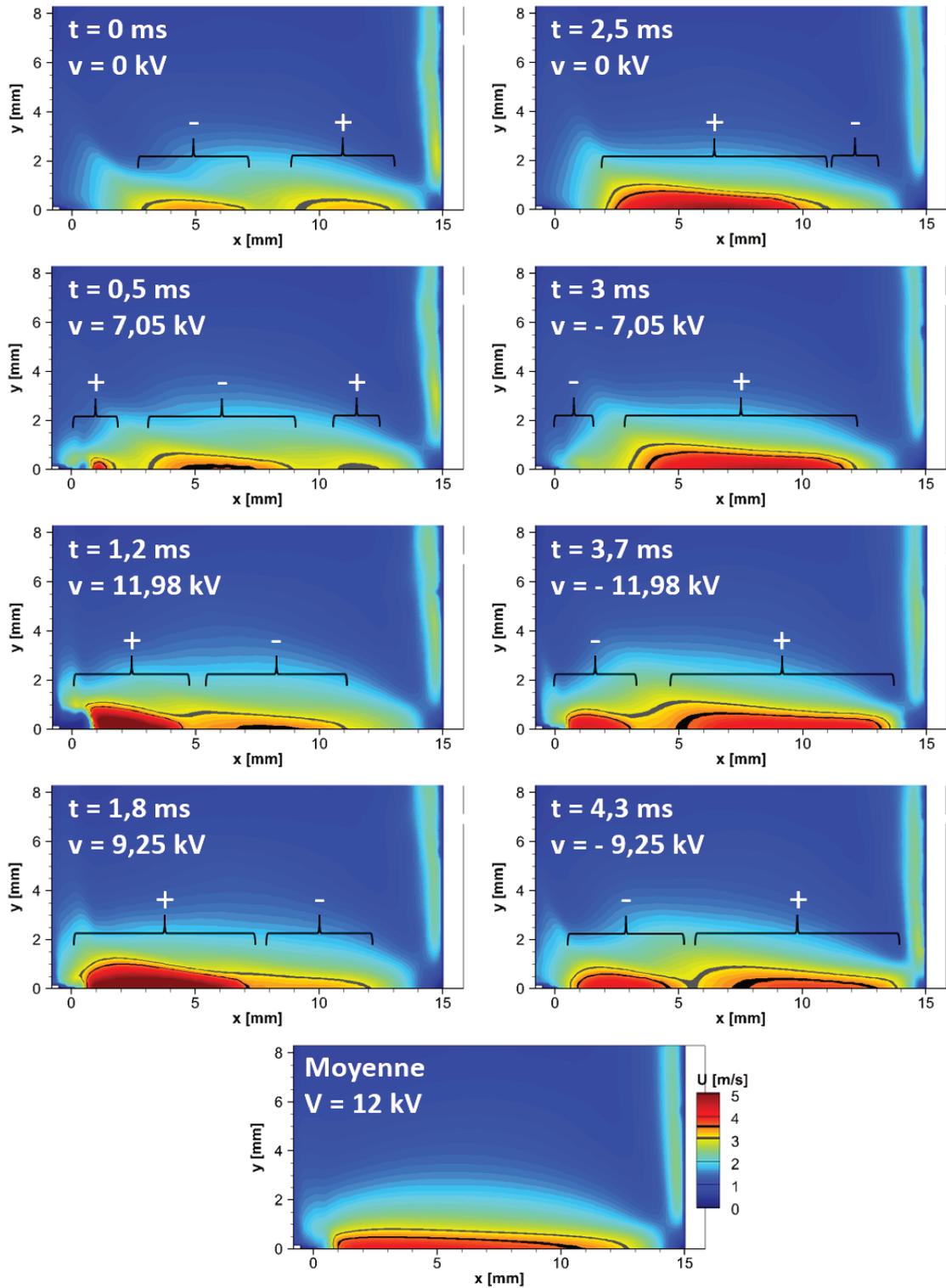


Figure 30. Champs de vitesse en moyenne de phase d'une DBD sinus à 12 kV et 200 Hz à différents instants. Les lignes sombres marquent les seuils de 3 m/s et 3,5 m/s.

La bouffée négative, bien que faible, est également visible sur (a) à $t = 1,35$ et 2 ms. Elle présente le même décalage temporel par rapport à la tension V_i sur place à $x = 1,5$ mm (Fig. 28 à $t = 0$), et accélère à nouveau après $t = 2$ ms, poussé par la bouffée positive en approche. En $x = 7,5$ mm (b), le retard de la bouffée positive sur la tension est du fait de la viscosité du gaz. La bouffée négative est alors à peine visible entre $t = 1,35$ et $1,55$ ms, car elle est en train de fusionner avec la bouffée positive qui la rattrape progressivement.

3.4.5 Cas basse fréquence (sinus, 12 kV, 200 Hz)

Comme pour la Figure 30, les bouffées sont plus marquées et distinctes les unes des autres, tout d'abord positive démarre un peu avant $t = 0,5$ ms et elle prend fin en se détachant de la pointe peu après $t = 1,8$ ms. Les deux polarités ont ensuite un comportement similaire au cas précédent, elles

à-vis de la tension (Figure 31), les deux bouffées

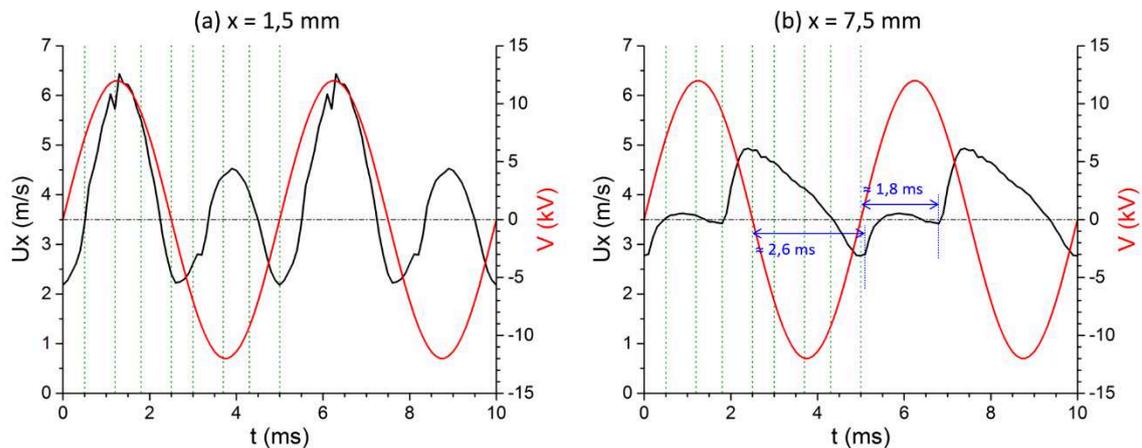


Figure 31 : à $x = 1,5$ (a) et $7,5$ (b) mm. Les lignes pointillées vertes correspondent aux instants choisis pour les champs de vitesse de la Figure 30.

En $x = 1,5$ mm (a), la bouffée positive atteint un maximum de $6,5$ m/s tandis que la négative ne dépasse pas $4,5$ m/s, pour une vitesse moyenne de $3,9$ m/s. À cette échelle de temps, les maxima de vitesse et de tension sont quasiment synchronisés, ainsi que les passages à zéro de la tension avec les minima de vitesse.

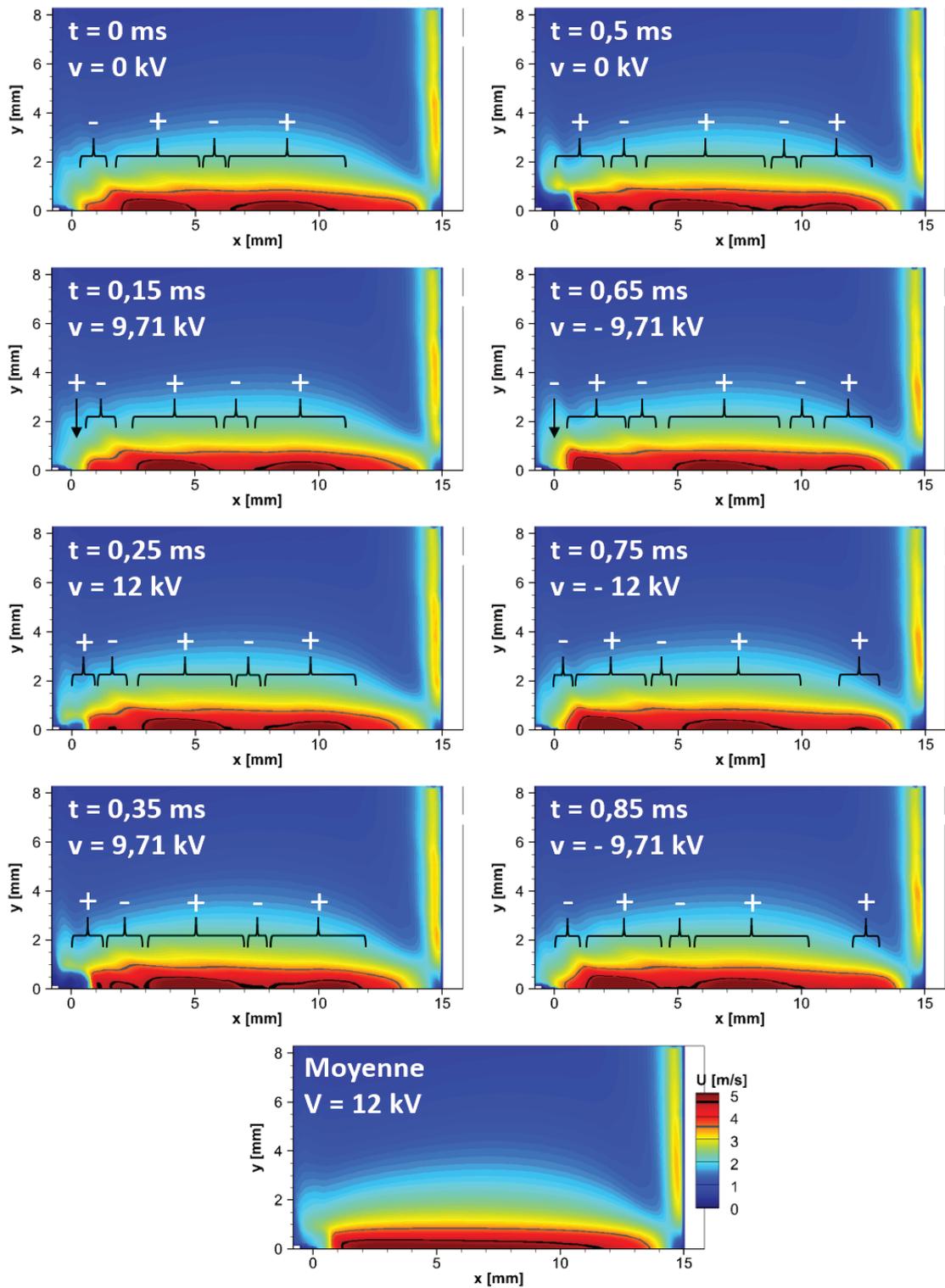


Figure 32. Champs de vitesse en moyenne de phase d'une DBD sinus à 12 kV et 1000 Hz à différents instants. Les lignes sombres marquent les seuils de 3,5 m/s et 4,6 m/s.

En $x = 7,5 \text{ mm}$ (b), les bouffées se sont étalées et présentent une plus faible amplitude, pour une vitesse moyenne quasi-inchangée (3,8 m/s). De plus, la bouffée positive vitesse derrière la bouffée négative à $t = 1,8 \text{ ms}$ comparée à la vitesse amont en $t = 0$. Pour millisecondes pour les pics négatifs, cette différence étant due à la différence de vitesse de propagation entre les bouffées des deux polarités.

3.4.6 Cas haute fréquence (sinus, 12 kV, 1000 Hz)

Pour les fréquences supérieures à 500 Hz, ici 1000 Hz pour la Figure 32, le jet se positive apparaît tardivement dans la période, vers $t = 0,3 \text{ ms}$, peu après le maximum de est plus

Sur la Figure 33, en $y = 0$ et $x = 1,5 \text{ mm}$ (a), la bouffée positive atteint 6,8 m/s et présente du cas basse fréquence (Fig. 31a), les maxima de vitesse sont en opposition de phase avec le signal de tension. En $x = 7,5 \text{ mm}$ (b) bouffée clairement visible (la positive) générant un signal quasi sinusoïdal de faible amplitude ($\pm 0,6 \text{ m/s}$), avec la même moyenne que précédemment (5 m/s) et un retard de 1,45 ms sur la tension, soit une période et demie.

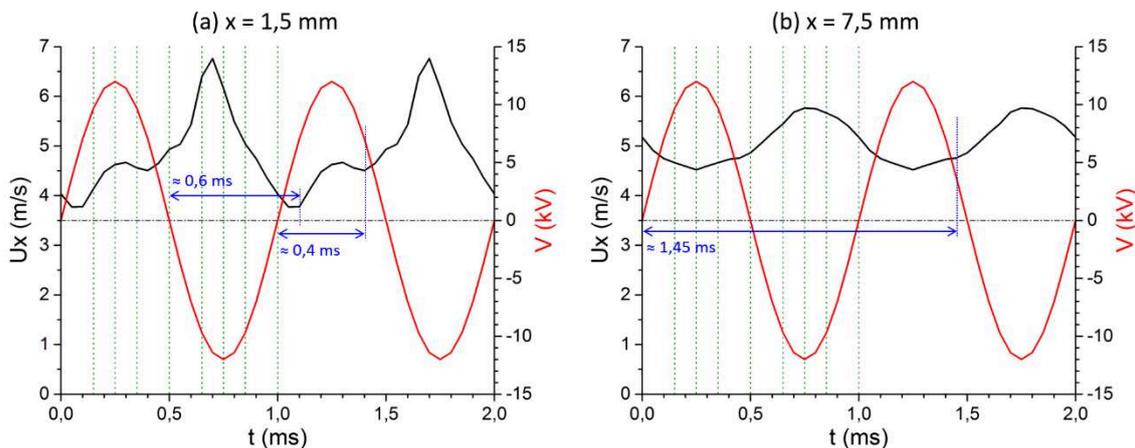


Figure 33 : à $y = 0$ et $x = 1,5$ (a) et $7,5$ (b) mm. Les lignes pointillées vertes correspondent aux instants choisis pour les champs de vitesse de la Figure 32.

3.4.7 Analyse Spatio-temporelle

L'analyse spatio-temporelle de la vitesse en $y = 0$ est représentée sur la [Figure 34](#) pour différentes fréquences. Sur cette représentation, le caractère fluctuant et alternatif des bouffées et leurs comportements. Chaque carte montre trois périodes, séparées par des lignes en gros pointillés, et le changement de polarité est marqué par une ligne pointillée fines en commençant par la demi-période positive. Comme pour la décharge continue ([Fig. 21](#)), la vitesse des bouffées peut être déduite de leur pente, ce qui permet de vérifier que cette vitesse de propagation correspond bien à la vitesse mesurée.

À basse fréquence ([a](#)), ici 50 Hz, les bouffées sont clairement séparées sur toute leur trajectoire. La bouffée positive commence peu après $t = 0$ et prend fin vers $t = 8$ ms, elle atteint son maximum de vitesse (5,4 m/s) pour 1 ms et 3 ms. Vers $t = 12$ ms, la bouffée négative commence. Elle passe par un maximum de 4,2 m/s vers $t = 14$ ms, puis la période se répète. Entre temps, les bouffées ralentissent progressivement au cours de leur trajet vers la paroi (x croissant). En suivant une bouffée positive le long de sa trajectoire et en calculant sa vitesse moyenne, une valeur de 3,5 m/s est obtenue. Pour comparaison, la vitesse déduite de la pente est de 3,4 m/s. La différence est simplement due au fait que dans la première méthode le calcul considère la vitesse maximale de la bouffée à chaque instant, ce qui conduit à une légère surestimation. De même, on trouve respectivement 2,9 m/s et 2,8 m/s pour une bouffée négative.

À 200 Hz ([b](#)), les bouffées sont plus rapides et que leur vitesse décroît moins rapidement suivant x , montrant que la viscosité joue un rôle plus important. La vitesse moyenne de cette bouffée positive est de 5 m/s (4,9 m/s si on fait le calcul à partir de la pente). Pour les bouffées négatives, en revanche, il y a un effet de regroupement : la bouffée commence vers $t = 3$ ms, la positive suivante commence à $t = 5$ ms, puis accélère à nouveau vers $t = 7$ ms, ce qui crée deux segments de pente (donc de vitesse moyenne) différente.

Cet effet est encore plus marqué à 500 Hz ([c](#)) où la bouffée négative qui apparaît à $t = 1,5$ ms ne se déplace quasiment pas, ralentie au passage à 0 de la tension ($t = 2$ ms), puis se mêle à la bouffée positive laquelle conserve sa vitesse après une première inversion de polarité. Néanmoins, après ce regroupement des deux bouffées, qui correspond également à une nouvelle inversion de polarité (à $t = 2$ ou 4 ms), la vitesse moyenne ne peut donc pas non plus être résumée par une simple pente, puisque celle-ci change au cours du temps.

Enfin, à haute fréquence (d), ici 1000 Hz, le nombre simultanée de bouffées dans l'espace inter-électrodes devient plus élevé, mais la durée d'existence des bouffées négatives devenant très courte, elles ne perturbent plus la production régulière des bouffées positives. Il est alors à nouveau possible d'extraire leur vitesse de leur pente, ce qui donne environ 5,7 m/s, égale à la vitesse moyenne calculée.

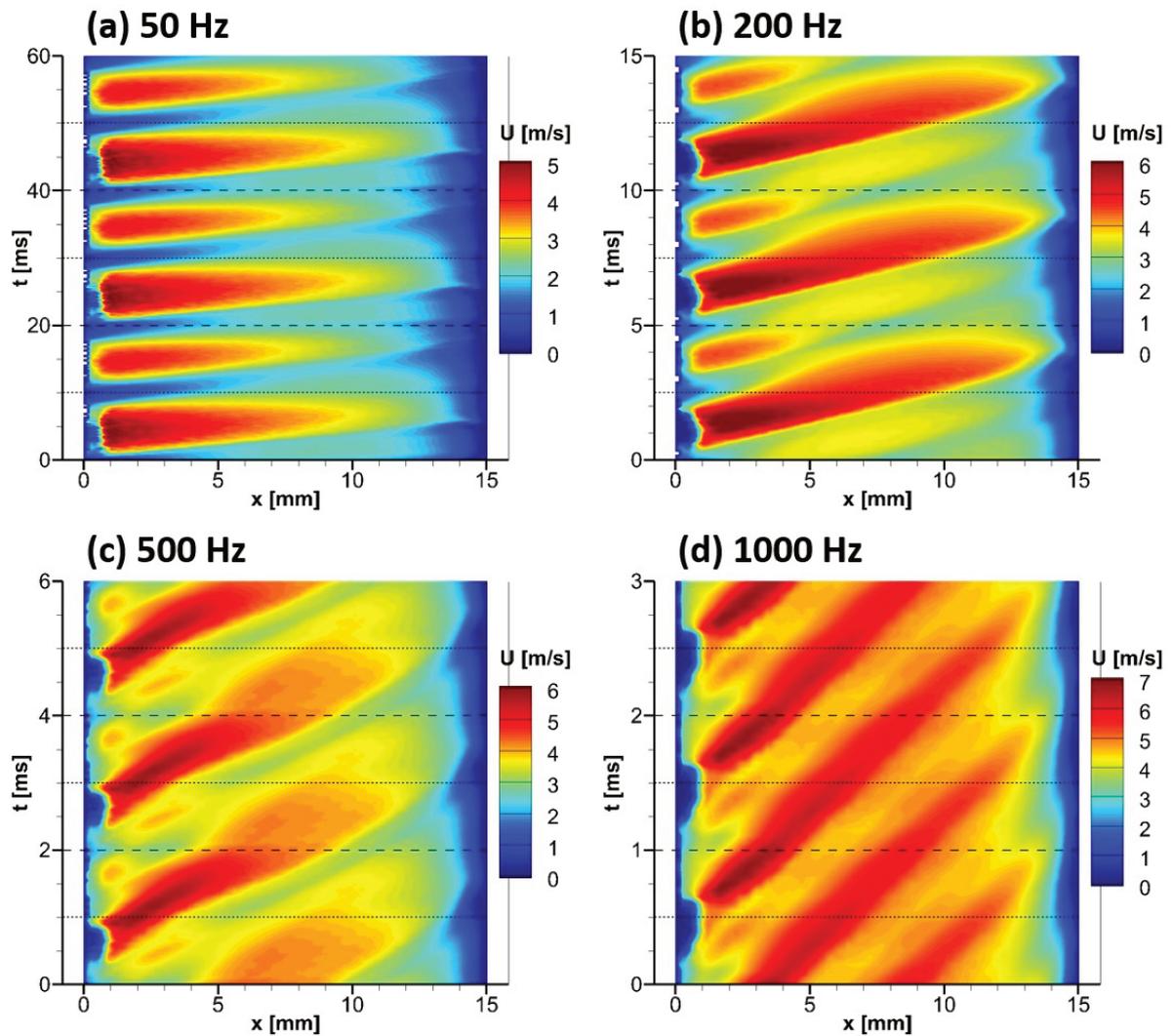


Figure 34. Cartes spatio-temporelles de la vitesse suivant l'axe $y = 0$ pour des DBD sinus à 12 kV et différentes fréquences. Les lignes tirets larges séparent les périodes, les lignes pointillées fines marquent le passage d'une polarité négative à positive.

3.5 $\dot{V}_j \ll \dot{V}_i$

Cette dernière sous- $\dot{V}_j \ll \dot{V}_i$ les différences vis-à- $\dot{V}_j \ll \dot{V}_i$ induit.

3.5.1 Ecoulement moyen

Au niveau de $\dot{V}_j \ll \dot{V}_i$ [Figure 35](#) $\dot{V}_j \ll \dot{V}_i$ puissance électrique consommée (voir [Fig. 14b](#)), avec 0,91 W contre 0,35 W pour le signal $\dot{V}_j \ll \dot{V}_i$ pointe mais sensiblement plus étroit pour les signaux triangles (c) et en dents de scie down (d). Le coût énergétique est cependant un peu plus faible (0,21 et 0,23 W respectivement). Pour le signal en dents de scie up, le jet moyen est très similaire à celui de la dent de scie down, pour une consommation électrique de 0,25 W.

Sur la [Figure 36](#) $\dot{V}_j \ll \dot{V}_i$ mm (b) des champs de vitesse précédents sont tracés. Pour les profils horizontaux (a), $\dot{V}_j \ll \dot{V}_i$ répartition de vitesse est faible, excepté le signal carré que nous commenterons plus loin. Pour les autres signaux, la forme générale des profils est à peu près la même, sauf à proximité de la pointe où la vitesse obtenue avec le signal sinus atteint son maximum dès $x = 2,5$ mm, tandis que le signal en dents de scie par exemple atteint sa vitesse maximum vers $x = 8,5$ mm. Cela montre bien que, en dépit du fait que les profils aient une même allure générale, $\dot{V}_j \ll \dot{V}_i$ négligeable sur la ré- $\dot{V}_j \ll \dot{V}_i$ électrodes.

De plus, comme constaté sur les champs de vitesse, le signal carré engendre un jet beaucoup plus rapide et atteint 7,5 m/s alors que la vitesse moyenne est de 5 m/s pour $\dot{V}_j \ll \dot{V}_i$ b), celui du jet produit par le signal carré montre une augmentation de la vitesse sur toute la largeur par rapport au cas sinus, de +0,5 m/s en périphérie ($y = 8$ mm) à +2,6 m/s au centre ($y = 0$) pour les profils horizontaux, la vitesse au centre du jet ($y = 0$) pour les signaux triangulaires et en dents de scie est proche du cas sinus. Par contre, ces jets sont plus étroits avec une réduction de $\dot{V}_j \ll \dot{V}_i$ toujours par rapport au cas sinus.

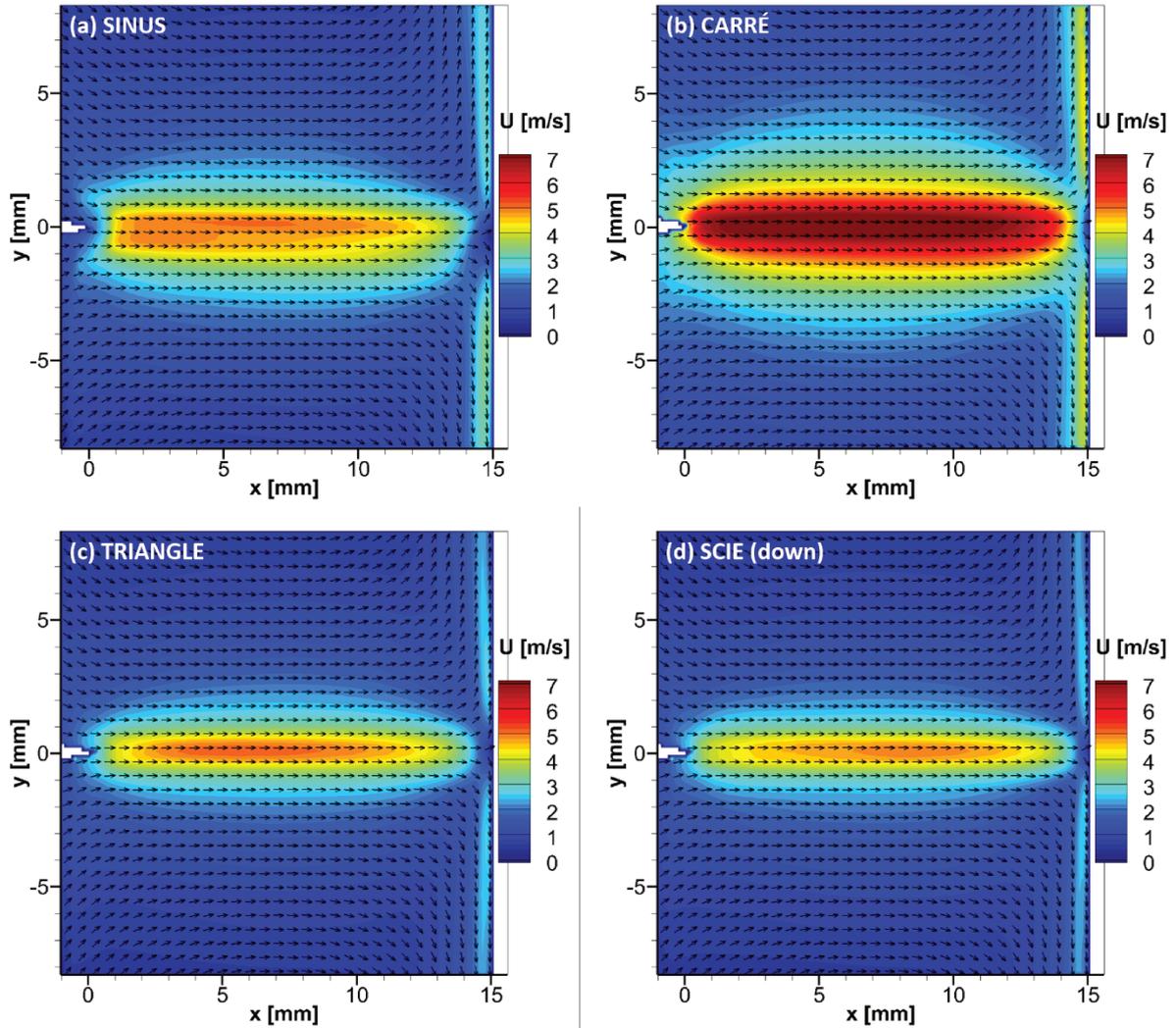


Figure 35. Champs de vitesse moyenne d'une DBD pour une tension alternative à 500 Hz de 14 kV, pour différentes formes d'ondes.

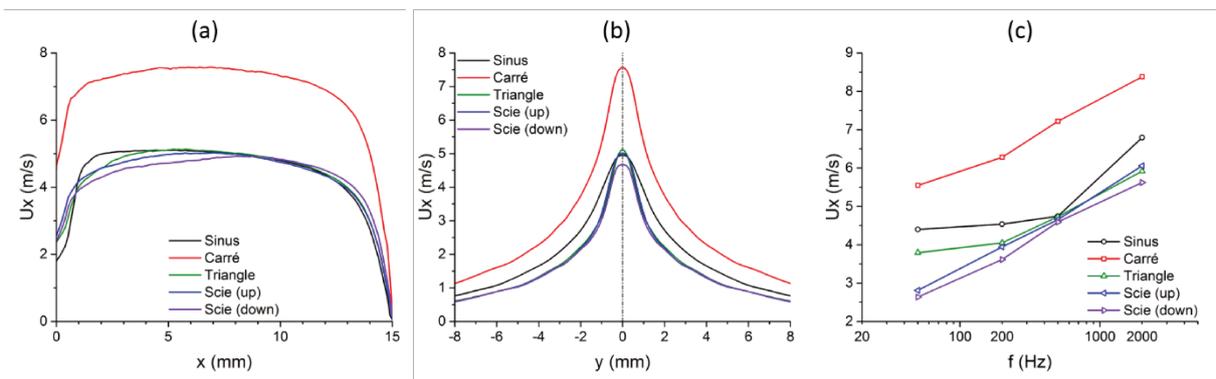


Figure 36. Profils de vitesse moyenne pour une DBD à 14 kV et 500 Hz avec différentes formes d'ondes, horizontaux en $y=0$ (a) et verticaux en $x=5$ mm (b), et évolution de la vitesse moyenne du jet produit par la même décharge en fonction de la fréquence (c).

Enfin, en considérant la moyenne spatiale des profils (a) la fréquence est tracée sur (c) est régulière, tandis que les signaux triangles et sinus présentent un changement de dynamique vers 200 Hz et vers 500 Hz, respectivement. Comme vue précédemment, cette par période.

En effet, ce phénomène est également présente, comme le montre la Figure 37. À basse fréquence (50 Hz), le jet émis avec un signal triangle est très une plus courte (la négative), qui sont rapidement décroissantes. Enfin, les signaux en période émise avant la brusque inversion de polarité pour la scie montante, et après signal relativement périodique. Enfin, à haute fréquence (2000 Hz), seul le signal triangle présente encore des jets plus erratiques ou mal résolus temporellement par la mesure PIV qui fonctionne à 20 kHz.

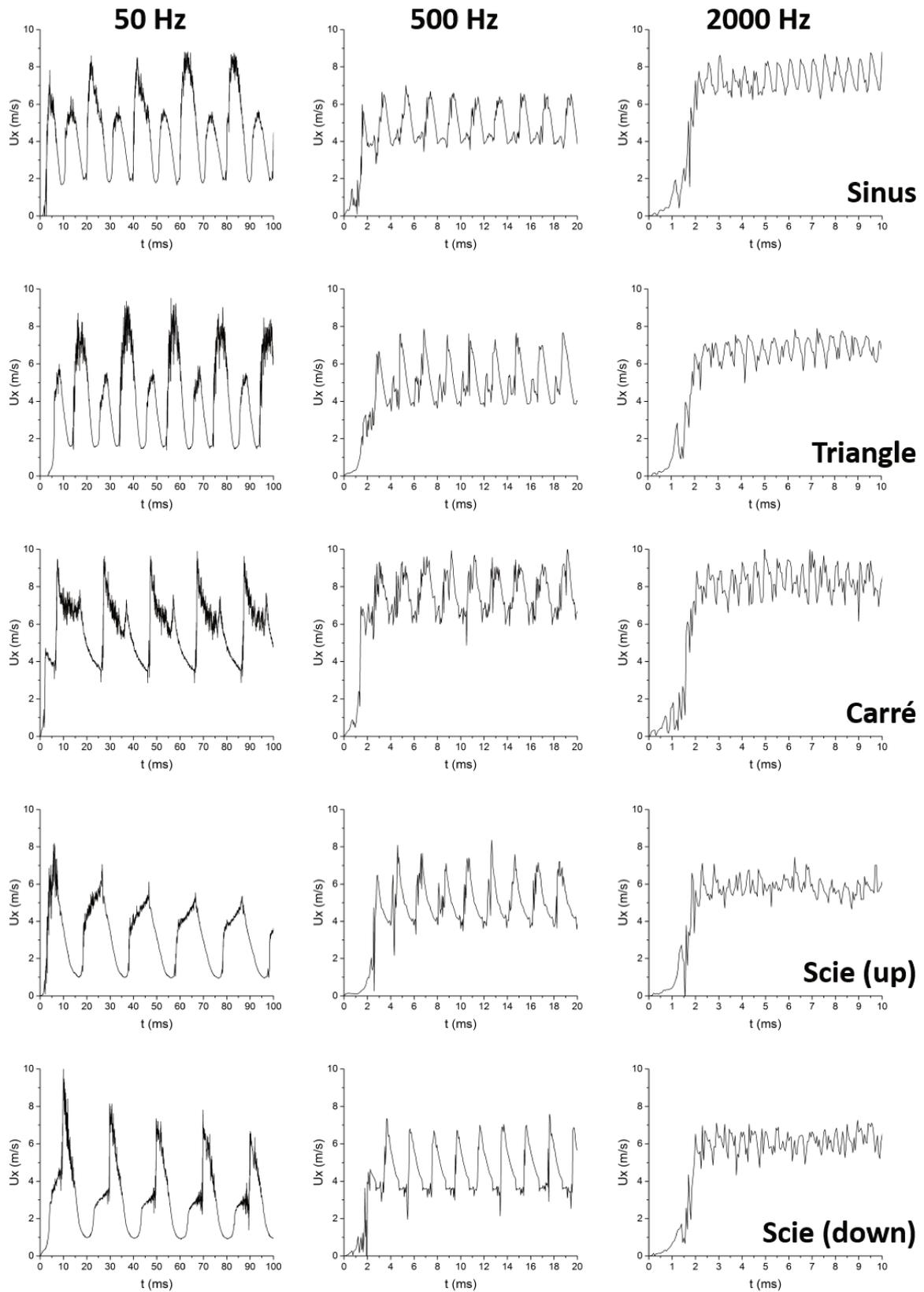
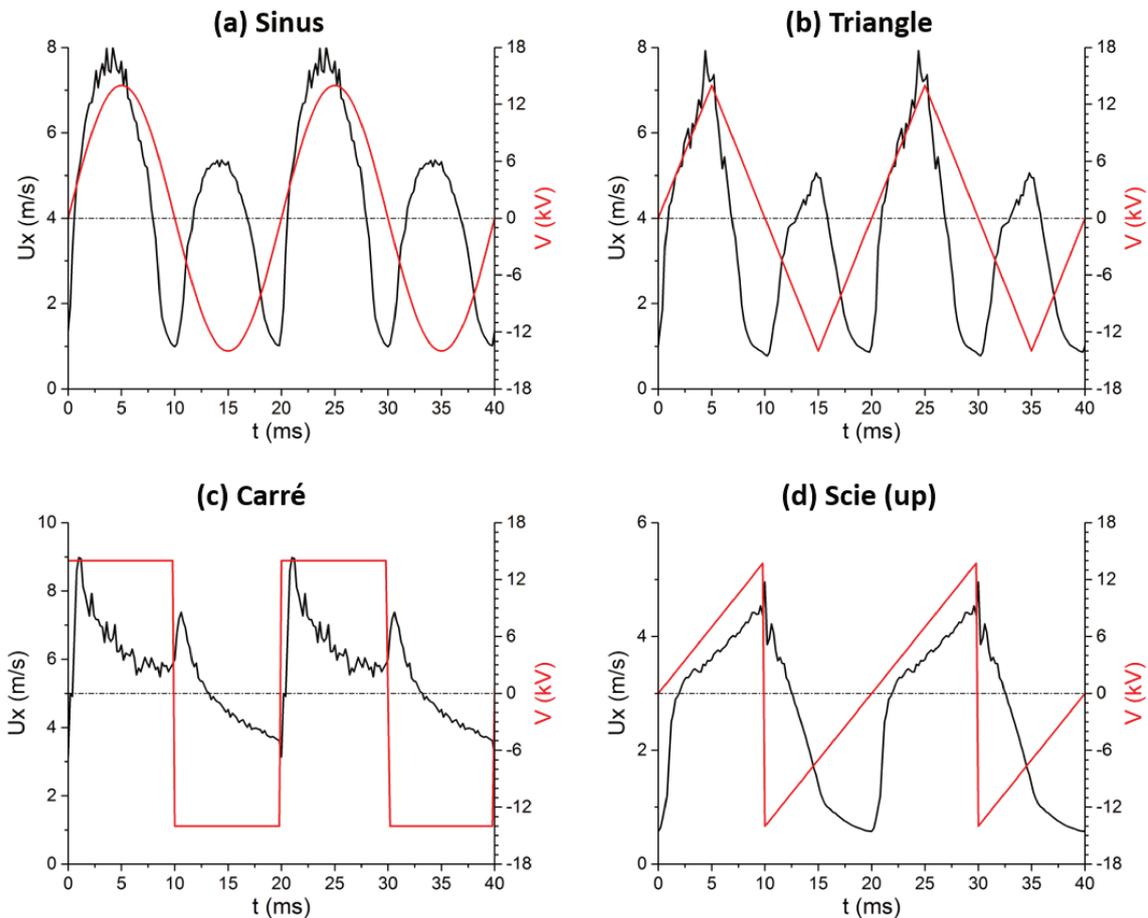


Figure 37. Signaux de vitesse instantanée en $x = 5$ mm et $y = 0$ au cours du temps pour une DBD à 14kV à différentes formes d'ondes et fréquences.

3.5.2 Moyenne de phase

Comme précédemment, les signaux de vitesse sont moyennés par phase et mis en regard du signal de tension appliqué. Pour des signaux de fréquence 50 Hz, cette corrélation est portée sur la [Figure 38](#). À cette fréquence, pour les signaux sinus (a) et triangle (b), la vitesse est l'image de la valeur absolue de la tension lorsque celle-ci est croissante, puis elle diminue rapidement une fois le maximum passé. De plus, les bouffées émises durant la polarité négative ont toujours une vitesse maximum plus faible, ici équivalent aux deux tiers de la vitesse atteinte en positif. Pour le signal carré (c), la décharge est une succession de décharge continue alternative mais qui saturent rapidement durant une demi-période du fait de la présence de la barrière diélectrique, écrantant le champ électrique en accumulant des charges. **Lors des inversions de polarité, le champ se retrouve alors momentanément renforcé et la vitesse maximale du vent ionique également.** Ces charges sont progressivement neutralisées, puis changent de signe, ce qui entraîne une diminution du champ donc de la vitesse émise.



[Figure 38](#). Signaux de vitesse en moyenne de phase d'une DBD à 14 kV et 50 Hz pour différentes formes d'ondes pris en $x = 1,5$ mm et $y = 0$.

Pour le signal en dent de scie montante (d), le motif du signal de vitesse est très similaire à celui présenté par le cas triangle sur la partie croissante de la tension (de $t = 15$ à 25 ms

pour le triangle, de $t = 10$ à 30 ms pour la dent de scie) mis bout à bout, mais avec une pente plus faible donc une croissance de la vitesse plus lente.

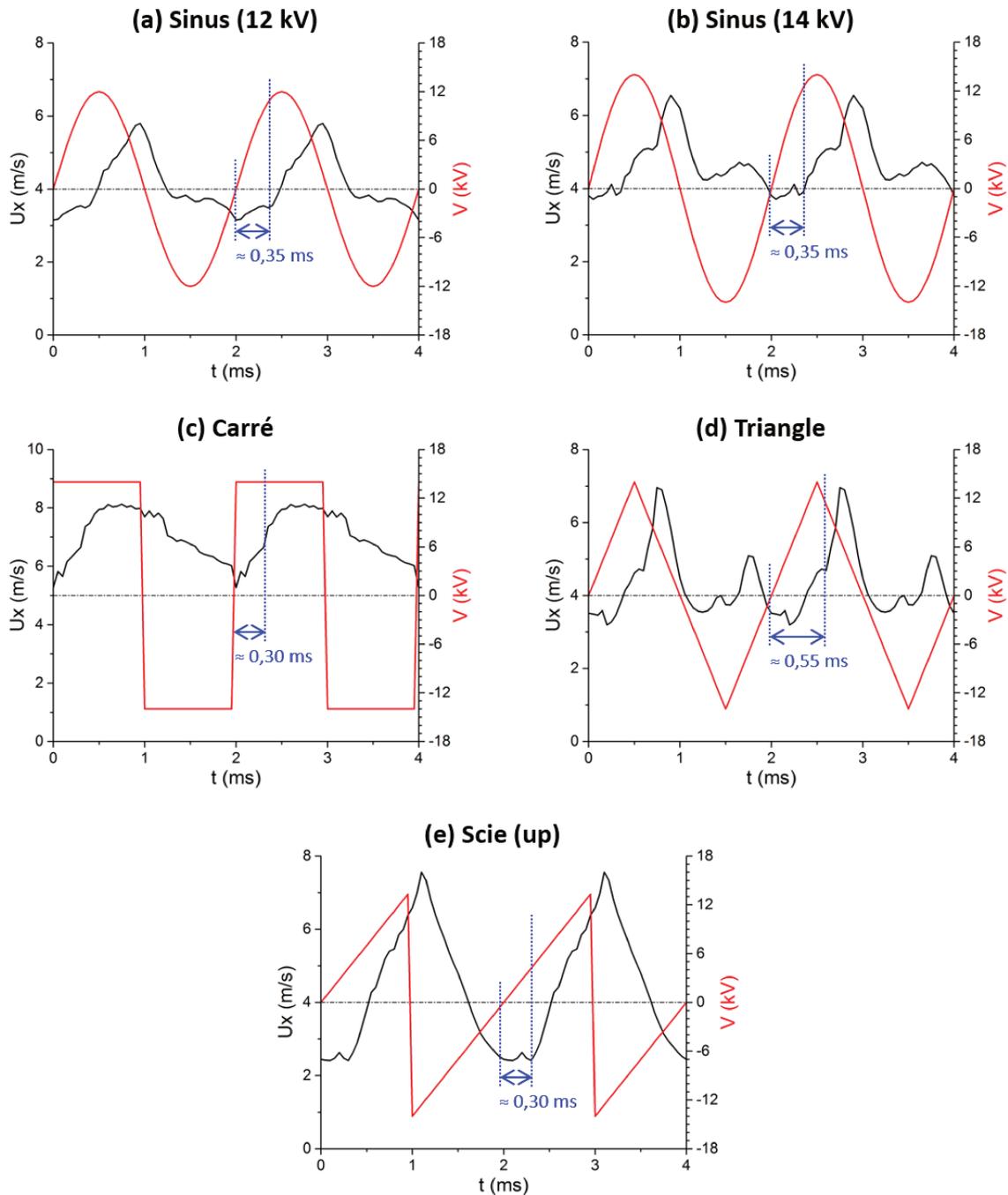


Figure 39. Signaux de vitesse en moyenne de phase d'une DBD à 14 kV et 500 Hz pour différentes formes d'ondes pris en $x = 1,5$ mm et $y = 0$. En bleu, le délai entre le début de la demi-période positive et le passage du front de la bouffée positive en $x = 1,5$ mm.

Pour la fréquence de 500 Hz, les signaux de tension et de vitesses sont mis en corrélations sur la [Figure 39](#). Tout d'abord, pour comparer avec ce qui a été présenté précédemment (voir [Fig. 33](#)), le signal sinus à 14 kV (Figure 39b) a globalement la même forme et présente le même déphasage, de 0,35 ms, qu'à 12 kV (Figure 39a), avec les bouffées plus

marquées, notamment la positive, et une vitesse moyenne plus élevée. Le signal carré (Figure 39a) génère toujours deux bouffées, plus courtes, distribuées similairement au signal sinus (Figure 39d) pendant la période. Pour la rampe montante (Figure 39e), la bouffée commence à être émise lorsque la tension dépasse quelques kilovolts et la vitesse augmente alors progressivement, puis

Les cartes spatio-temporelles de la Figure 40 permettent ensuite de suivre la propagation des bouffées positives dans tous les cas prépondérants, comme présenté plus haut. Pour une fréquence de 50 Hz (a, c et e), les bouffées positives sont bien dissociées les unes des autres ce qui permet de visualiser leur particularité par rapport au signal sinus. Pour le triangle (c), les bouffées atteignent moins vite leur vitesse maximale après le maximum de tension passé. En revanche, et pour les bouffées positives appliquées dans la bouffée et la force visqueuse. Pour le carré (e), le jet produit est très polarisé. Néanmoins, la tension effective appliquée sur le gap étant décroissante du fait de la charge (pour les deux polarités). De plus, pour la bouffée positive, on retrouve un comportement continu.

A 500 Hz, pour le signal sinus (b) à 14 et à 12 kV, et les observations réalisées précédemment restent valables (voir Fig. 34). Pour le triangle (d), le comportement du jet produit est très similaire pour la bouffée positive. En revanche, la bouffée négative présente une vitesse plus élevée et ne ralentit pas aussi fortement au premier changement de polarité. Elle fusionne néanmoins aussi avec la bouffée positive après une période complète.

Le signal carré produit un jet similaire au cas continu (voir Partie 3.1) pendant la polarité positive, la vitesse y est homogène sur toute la traversée du gap et ne présente pas de décroissance au cours du temps pendant la décharge positive car celle-ci est trop brève pour que la bouffée négative, qui apparaît dès le changement de polarité ($t = 1$ ms) et qui décroît rapidement en intensité. Comme pour le cas sinus, cette bouffée ralentit fortement à la fin de la période.

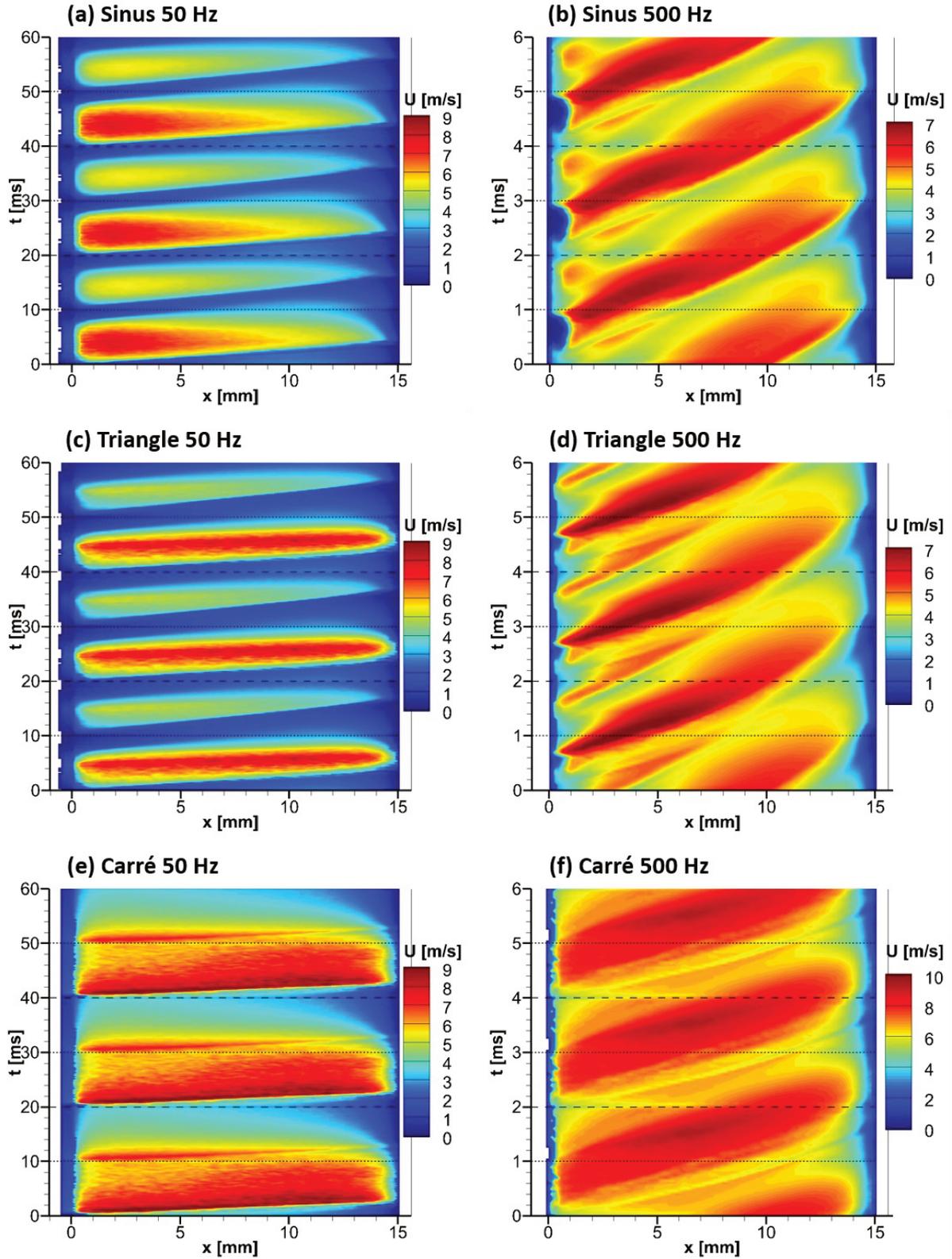


Figure 40. Cartes spatio-temporelles de la vitesse suivant l'axe $y = 0$ pour des DBD à 14 kV pour différentes fréquences et formes d'ondes. Les lignes tirets séparent les périodes, les lignes pointillées marquent le passage d'une polarité négative à positive.

3.6 Conclusion sur le vent ionique

de géométrie pointe- tension périodique alternative, a été conduite. Ce vent ionique, dans cette configuration, perpendiculairement. Ce jet est constitué de zones de survitesse, appelées « bouffées »

courtes, de faible durée de vie, émises à fréquence rapide mais erratiques. Cette succession de bouffées résulte en un jet quasi-continu avec la tension. A basse fréquence et à proximité de la pointe, la forme des > converge vers le cas continu. Par ailleurs, dans tous les cas de figure, la partie positive de la décharge génère plus de vitesse qu' la seule à produire le jet. Enfin, si la vitesse à proximité de la pointe est pilotée par les variations de la tension, donc du champ électrique, au-delà de quelques millimètres le jet devient principalement inertiel.

Cet écoulement est mesuré par Vélocimétrie par Image de Particules (PIV) qui permet une bonne résolution spatiale et temporelle de la vitesse sur un plan 2D. Cette technique part sont suffisamment aux forces électrostatiques. Or, si les particules utilisées dans ce chapitre (des gouttelettes des éléments de réponse.

4 - " ° ! ½) " ~ &#) Łžž ° & ~ ~ | °) °) " | Ł' ~) " & ° (|) & \$ž ° ' ! °

Ce chapitre détaille les mécanismes qui mettent en mouvement des particules dans les caractéristiques électromécaniques des particules utilisées sont décrites. Dans une comparaison au vent ionique produit décrit dans le chapitre précédent. Dans la cinquième et sixième partie conclue ce chapitre.

4.1 Caractérisation du brouillard de gouttelettes

4.1.2 Production d'aérosols

produire, en quantité et avec le niveau de qualité souhaité. Pour générer un aérosol liquide, différents procédés reposant sur des principes physiques divers peuvent être mis en œuvre.

Le procédé le plus simple qui consiste à faire passer un liquide sous pression dans une buse de forme particulière (qui dépend de la pression, du débit et du liquide en question), produisant ainsi un jet instable et divergent, généralement en forme de cône. Ce jet se désintègre en gouttelettes dans une enceinte de mélange puis peut être convecté avec un écoulement du gaz. Ce système présente plusieurs inconvénients majeurs : en général, pour une buse nécessitant des pressions élevées ; il nécessite également des pressions de l'ordre de dizaines de bars ; la plupart des systèmes sont conçus pour un usage industriel requérant des débits bien supérieurs au besoin des expériences à mener ici ; et enfin, ce procédé génère une dispersion granulométrique très large.

Le procédé par nébulisation permet de diminuer la pression de liquide requise et peut permettre plusieurs points de vue. Par ailleurs, cela ne règle pas le problème de la forte dispersion granulométrique de

Il est également possible de générer des aérosols liquides par condensation sur des noyaux solides (à la manière du procédé de formation des nuages). Un problème se présente alors : ou bien le noyau reste dans la goutte et est susceptible de perturber son comportement électrique en plus de se déposer dans le réacteur, ou alors le noyau se dissout dans le liquide mais les propriétés de ce dernier sont alors susceptibles de changer.

Enfin, des vibrations mécaniques ultrasoniques peuvent servir à déstabiliser une nappe ou un jet liquide en les faisant entrer en résonance de manière à vaincre la tension de surface. Le plus pratique pour générer ces vibrations est d'utiliser une cellule piézoélectrique immergée dans un réservoir étanche puis de convecter le brouillard ainsi formé avec un flux de gaz. C'est la solution qui a été retenue dans cette étude car le système à utiliser à l'avantage d'être simple à mettre en place ([Figure 41](#)) et surtout, il permet de produire des gouttelettes quasiment monodisperses.

Pour réaliser le système de génération du brouillard d'eau, trois cellules piézoélectriques commerciales ont été placées au fond d'un bocal en verre rempli à mi-hauteur d'eau distillée. Un tube plongeur amène de l'air comprimé qui est ensuite évacué chargé de gouttelettes d'eau par un tuyau de grosse section, pour minimiser la coalescence de l'aérosol. Le bocal est placé dans un bac où circule de l'eau pour assurer son refroidissement car les cellules piézoélectriques produisent de la chaleur qu'il convient d'évacuer.

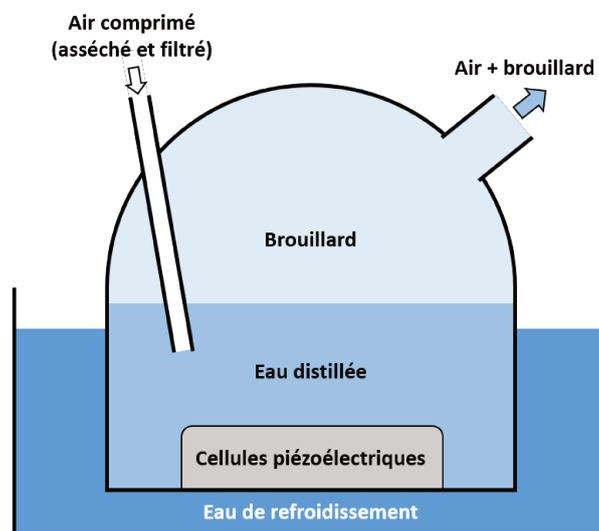


Figure 41. Schéma du nébuliseur à ultrasons pour la production du brouillard d'eau.

Une caractérisation du débit massique d'eau perdue par le nébuliseur en fonction du débit d'air en entrée est visible sur la [Figure 42](#), obtenue par pesée régulière du dispositif en fonctionnement. La concentration en eau diminue avec l'augmentation du débit d'air, pour un débit d'eau maximum d'environ 1,9 g/min atteint à 8,2 l/min d'air, soit 0,23 g/l. L'air étant sec à son entrée dans le système, une partie de cette eau passe sous forme de vapeur, de sorte qu'à la sortie il ne reste qu'environ 200 milligrammes d'eau liquide par

La concentration de la solution aqueuse de chlorure de sodium est de 0,4 g/l soit environ 370 mg/l. Cette concentration est maintenue constante dans toutes les expériences, à mêmes conditions.

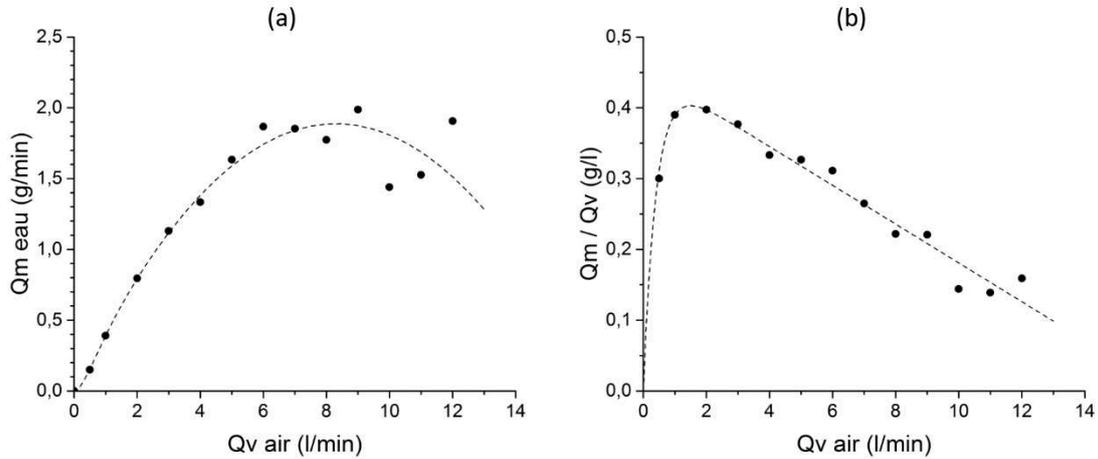


Figure 42 : Influence du débit d'air sur le débit d'eau et la concentration de la solution aqueuse de chlorure de sodium.

4.1.3 Granulométrie et concentration

Une mesure de la distribution du diamètre des gouttelettes produites par le nébuliseur à ultrasons est réalisée avec un granulomètre à diffraction laser Mastersizer \dot{V}_1 \dot{V}_2 \dot{V}_3 \dot{V}_4 \dot{V}_5 \dot{V}_6 \dot{V}_7 \dot{V}_8 \dot{V}_9 \dot{V}_{10} \dot{V}_{11} \dot{V}_{12} \dot{V}_{13} \dot{V}_{14} \dot{V}_{15} \dot{V}_{16} \dot{V}_{17} \dot{V}_{18} \dot{V}_{19} \dot{V}_{20} \dot{V}_{21} \dot{V}_{22} \dot{V}_{23} \dot{V}_{24} \dot{V}_{25} \dot{V}_{26} \dot{V}_{27} \dot{V}_{28} \dot{V}_{29} \dot{V}_{30} \dot{V}_{31} \dot{V}_{32} \dot{V}_{33} \dot{V}_{34} \dot{V}_{35} \dot{V}_{36} \dot{V}_{37} \dot{V}_{38} \dot{V}_{39} \dot{V}_{40} \dot{V}_{41} \dot{V}_{42} \dot{V}_{43} \dot{V}_{44} \dot{V}_{45} \dot{V}_{46} \dot{V}_{47} \dot{V}_{48} \dot{V}_{49} \dot{V}_{50} \dot{V}_{51} \dot{V}_{52} \dot{V}_{53} \dot{V}_{54} \dot{V}_{55} \dot{V}_{56} \dot{V}_{57} \dot{V}_{58} \dot{V}_{59} \dot{V}_{60} \dot{V}_{61} \dot{V}_{62} \dot{V}_{63} \dot{V}_{64} \dot{V}_{65} \dot{V}_{66} \dot{V}_{67} \dot{V}_{68} \dot{V}_{69} \dot{V}_{70} \dot{V}_{71} \dot{V}_{72} \dot{V}_{73} \dot{V}_{74} \dot{V}_{75} \dot{V}_{76} \dot{V}_{77} \dot{V}_{78} \dot{V}_{79} \dot{V}_{80} \dot{V}_{81} \dot{V}_{82} \dot{V}_{83} \dot{V}_{84} \dot{V}_{85} \dot{V}_{86} \dot{V}_{87} \dot{V}_{88} \dot{V}_{89} \dot{V}_{90} \dot{V}_{91} \dot{V}_{92} \dot{V}_{93} \dot{V}_{94} \dot{V}_{95} \dot{V}_{96} \dot{V}_{97} \dot{V}_{98} \dot{V}_{99} \dot{V}_{100} . La Figure 43 donne les résultats de ces mesures. Le générateur produit deux populations de gouttelettes : une majorité de fines particules situées entre 5 et 10 microns de diamètre, et également un petit volume de particules plus grosses, entre 15 et 45 microns de diamètre. La présence de ces grosses gouttelettes, 500 fois moins nombreuses, ne devrait pas modifier la distribution de la taille des particules. On observe une tendance à l'augmentation du diamètre de Sauter d_{32} (voir Chapitre 2.3.3) qui vaut 7,12 micromètres pour cette distribution.

Une particule sphérique de ce diamètre a une masse de $1,6 \times 10^{-10}$ grammes, soit environ 0,16 pg. En prenant ce diamètre équivalent est donc relativement facile de faire une estimation de la concentration en particules par litre faite : il y a entre 1 et 2 millions de particules par centimètre cube.

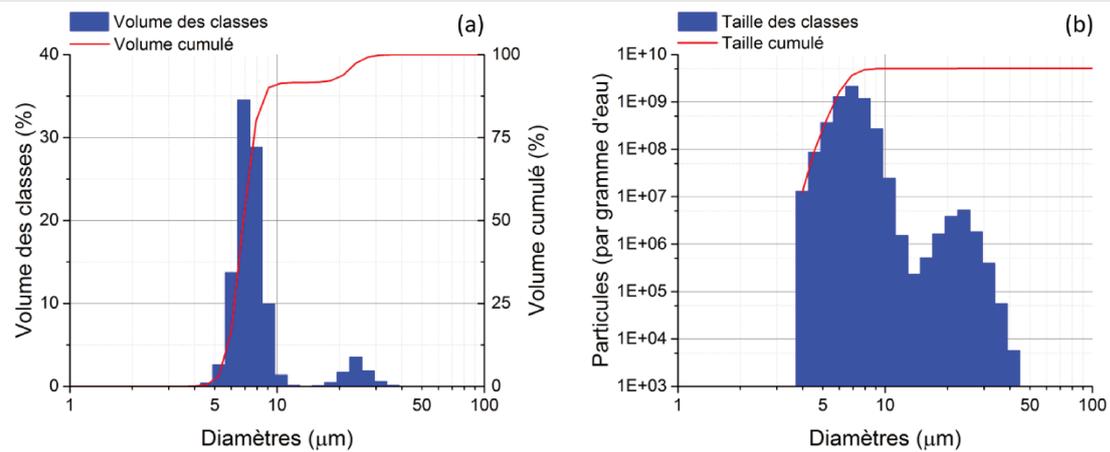


Figure 43. Distribution granulométrique des gouttelettes d'eau produites par le nébuliseur à ultrasons en proportion du volume (a) et en nombre pour un gramme d'eau (b).

4.2 Effet de l'humidité sur la décharge

Cette partie analyse l'effet d'un air saturé en humidité et de la présence de gouttelettes d'eau liquide sur le comportement électrique des décharges employées, ces conditions atypiques étant peu documentées.

4.2.1 Impact sur les régimes de décharges

Tout d'abord, il faut préciser que ces conditions rendent les décharges électriques très instables, particulièrement pour le cas des décharges couronnes. L'absence de barrière entre les électrodes augmente en effet considérablement le risque de passage à l'arc durant les expériences avec l'eau ; c'est pourquoi la haute tension continue n'a pu être montée au-delà de 9 kV. Les mesures sont aussi parasitées par l'accumulation d'eau sur la pointe, modifiant ainsi sa géométrie, donc son rayon de courbure, et avec ce dernier les différents seuils d'ignition des décharges. Une première conséquence probable de cet effet est **l'impossibilité d'obtenir un régime de décharge streamer stable avec une tension positive**, continue ou non. Des streamers peuvent rarement survenir au cours d'une décharge positive, mais ni leur position (pour une tension alternative) ni leur fréquence (pour une tension continue) n'est reproductible. Pour les décharges négatives, en revanche, la réponse en courant est consistante mais présente quelques différences avec un cas sec.

Pour le cas des décharges couronnes continues, la [Figure 44](#) présente la réponse en courant instantané pour différentes tensions négatives. Contrairement au cas sec ([Fig.10b](#)) qui présentait un régime stable de pics de Trichel pour toute tension après l'ignition avec une amplitude constante et une fréquence en augmentation, la présence d'eau introduit un régime de décharge intermédiaire. En effet, juste après l'ignition à - 5 kV, se produit également ce qui ressemble à des pics de Trichel mais avec une dispersion

d'amplitudes plus grande (entre 200 et 700 μA), et une fréquence plus faible et irrégulière (de l'ordre de quelques kilohertz).

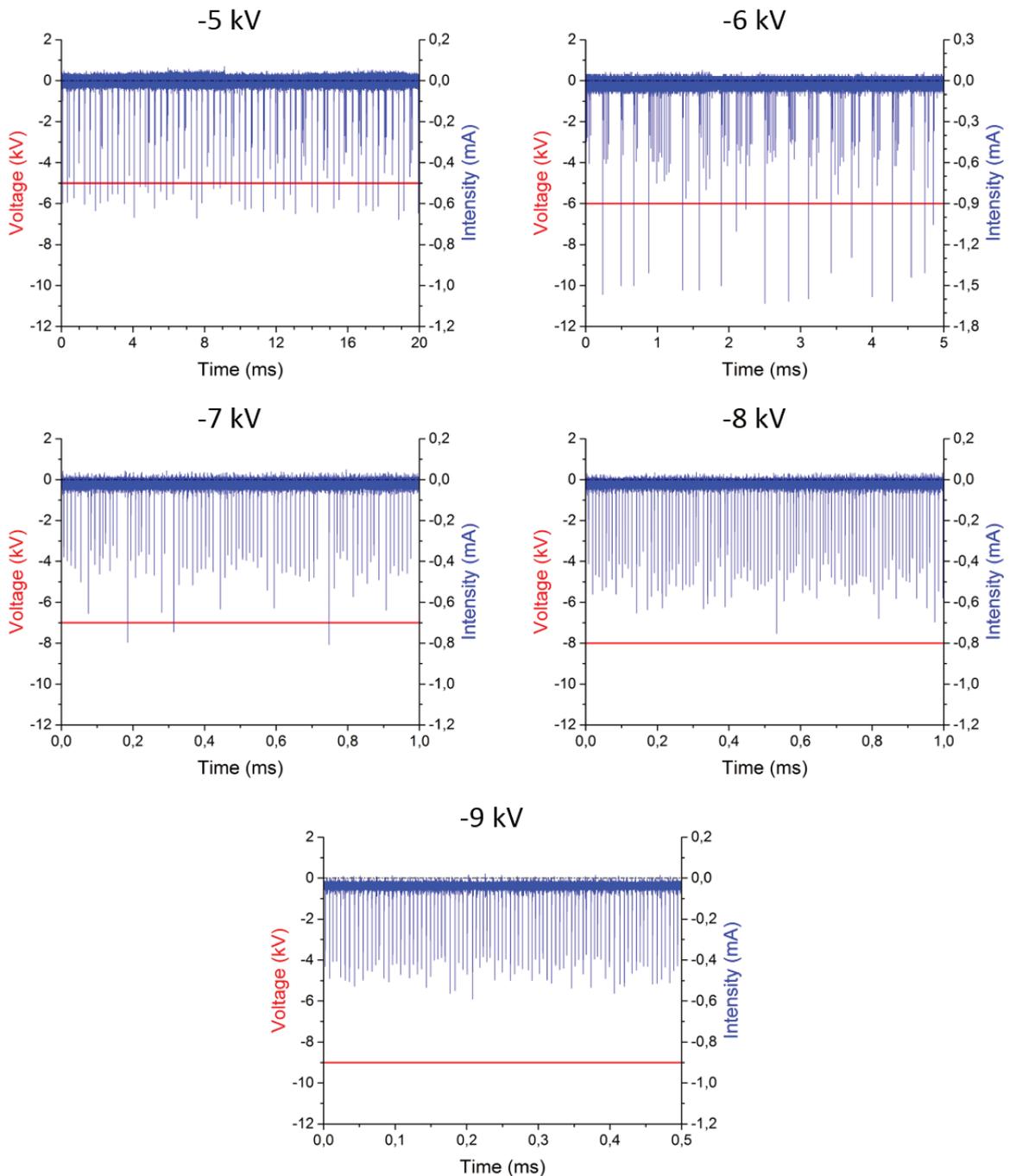


Figure 44. Courant instantané pour une décharge couronne continue négative à différentes valeurs de tension.

À - 6 kV, la différence d'amplitude s'accroît et les pics se scindent en deux groupes : un premier groupe de pics de forte amplitude ($\approx 1,5 \text{ mA}$) et de faible fréquence ($\approx 3 \text{ kHz}$), dont chacun est immédiatement suivi d'une série de pics du second groupe semblables aux pics de Trichel en termes d'amplitude (bien que toujours très dispersés) et de fréquence (quelques dizaines de kilohertz pour cette tension). À - 7 kV et - 8 kV, le même

Les groupes se réduisent et leur fréquence augmente (environ 80 kHz à - 7 kV et 105 kHz à - 8 kV, tout pic confondu). Enfin, au-delà de - 9 kV (à - 9 kV). Ce régime stable est

La physique donnant naissance aux pics de Trichel étant principalement pilotée par le rayon de courbure de la cathode et les caractéristiques du milieu proche de celle-ci, la modification de la composition du gaz, expliquant la différence de fréquence qui existe pour une même tension. Le régime intermittent qui apparaît entre - 6 et - 8 kV a probablement pour origine, comme il est mentionné précédemment, la modification de la composition du gaz. Plus la fréquence des pics de Trichel augmente, plus la couche de Trichel se rapproche de la cathode. Plus la fréquence des pics de Trichel augmente, plus la couche de Trichel se rapproche de la cathode.

Pour le cas de DBD alternative, la Figure 45 présente la réponse en courant instantané pour des fréquences considérées. Ceux-ci sont les basses fréquences (a, c et e), inférieures à 500 Hz, un streamer positif fait exception, qui apparaît systématiquement (entre 3 et 4 kV pour les signaux sinus et pour les signaux à 1000 Hz) de manière systématique, mais toujours au même endroit. Il faut noter que la tension réellement aux bornes de la décharge est supérieure à 4 kV du fait des charges négatives rémanentes sur la barrière diélectrique. Deuxièmement, pour la partie négative de la décharge, un régime glow constitué de pics de Trichel se met en place, comme pour le cas des signaux à 1000 Hz. La fréquence de ces pics varie également en même temps que la tension entre la pointe et la paroi. Il ne semble pas y avoir de différence à ce niveau. Une dernière remarque : la faible amplitude des pics négatifs sur les signaux à 1000 Hz rend difficilement distinguable le bruit et pouvoir distinguer clairement la composante capacitive du courant. Sans filtre, le courant est de l'ordre de quelques microampères.

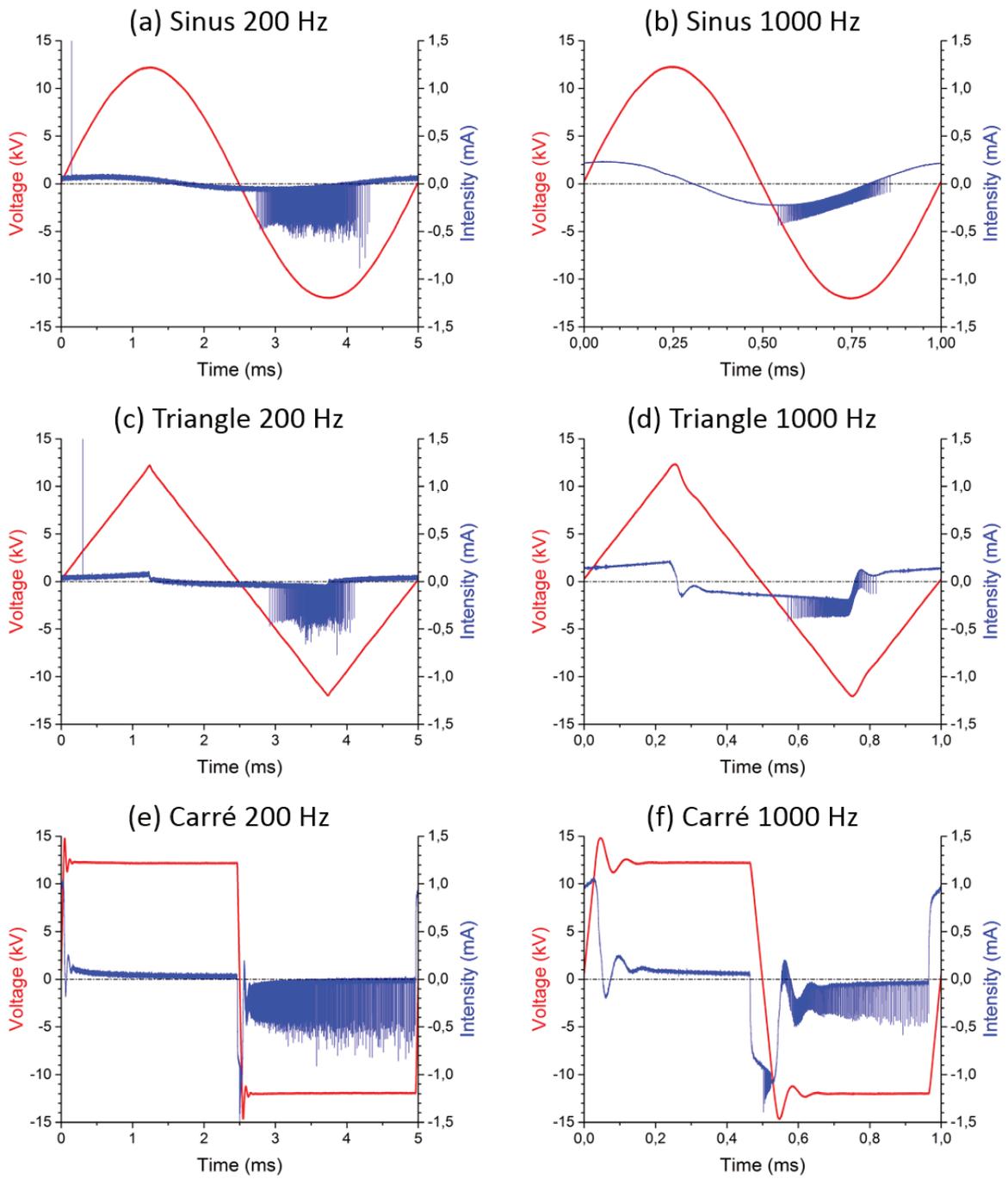
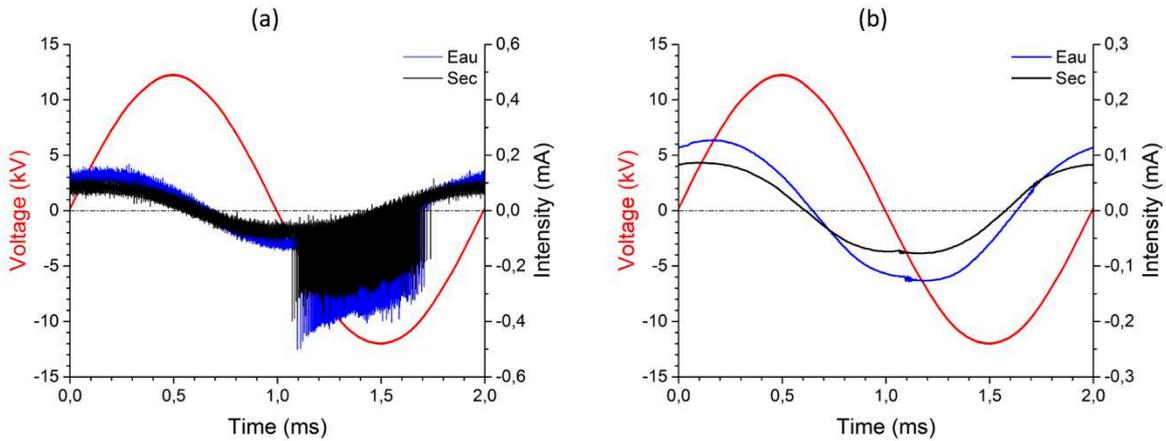


Figure 45. Courant instantané pour une DBD alternative à 12 kV à une fréquence de 200 ou 1000 Hz pour les formes d'ondes sinus (a et b), triangle (c et d) et carré (e et f).

Enfin, le courant de décharge est comparé au cas $V_i = 12 \text{ kV}$ et 500 Hz sur la [Figure 46](#). En filtrant la composante impulsionnelle (et le bruit), il est déphasé avec la tension appliquée est légèrement plus faible, ce qui augmente la puissance consommée par la décharge.



[Figure 46](#). Courant instantané pour une DBD alternative sinus à 12 kV et 500 Hz (a). Sur (b), les composantes impulsionnelles du courant et le bruit sont filtrés.

4.2.2 Caractéristiques courant tension

La variabilité du courant de décharge est due à la présence de particules constantes. Ainsi la méthode de mesure du courant moyen employé au Chapitre 3 n'est pas adaptée à la mesure du courant de décharge (voir Annexe I). Une autre méthode est donc utilisée, décrite dans cette même annexe, pour le cas de la décharge à haute fréquence. Cette méthode a pour principal défaut sa faible résolution temporelle qui ne permet pas une bonne intégration des pics de courant, positif comme négatif, et sous-estime donc forcément la valeur réelle du courant moyen. Sur la [Figure 47](#), les caractéristiques I-V obtenues avec cette méthode sont représentées et comparées aux résultats du Chapitre 3 (points rouges). En positif comme en négatif, la caractéristique de courant en présence de la décharge est linéaire, présente néanmoins une rupture de pente à 4 mA de courant lié à la présence de la décharge. Cette évolution, linéaire, présente néanmoins une rupture de pente à 4 mA de courant lié à la présence de la décharge. Si cette composante est supprimée en retranchant la tendance linéaire de la caractéristique, on obtient la courbe verte sur la [Figure 47](#). Pour le cas positif (a), il y a alors une très bonne correspondance

a priori, que le courant « linéaire » (comparaison avec les mesures de courant précédentes montre que si la tendance est sous-estimée fortement le courant pour des tensions plus élevées. Il serait attendu que la tendance suive a minima la loi de Townsend. Pour le cas négatif (b) l'écart est inférieur au cas sec à Trichel ; cette observation semble donc cohérente. Dans ce cas négatif, il y a par contre une assez bonne adéquation entre les mesures précédentes et ces résultats, légèrement sous-estimés comme déjà évoqué, mais la tendance suivant la loi de Townsend est respectée. Dans la suite de ce document, les valeurs de courant considérées pour les caractéristiques.

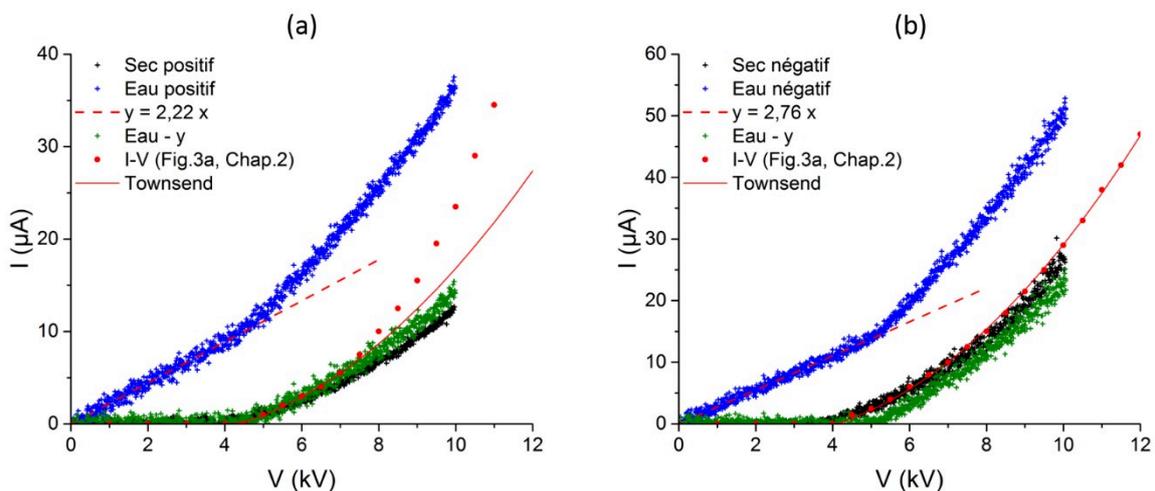


Figure 47. Caractéristiques courant-tension de décharge couronne en présence et en absence de champ magnétique positif (a) et négatif (b).

4.2.3 Puissance absorbée

Avec une polarité opposée. Dans ce cas, les signaux à basse fréquence sont donc logiquement plus impactés.

La Figure 48 représente les caractéristiques P-V et P-f d'une décharge à champ magnétique.

importante avec l'eau pour toute tension et toute fréquence malgré l'absence de streamer positif. Pour l'évolution avec la tension (a), la même croissance est observée avec une décharge qui semble s'initier plus tôt. Avec la fréquence (b), pour un signal sinus ou carré, le même comportement que précédemment est obtenu dans les hautes fréquences, en revanche pour les basses fréquences, la puissance consommée chute beaucoup moins rapidement, voire tend à se stabiliser.

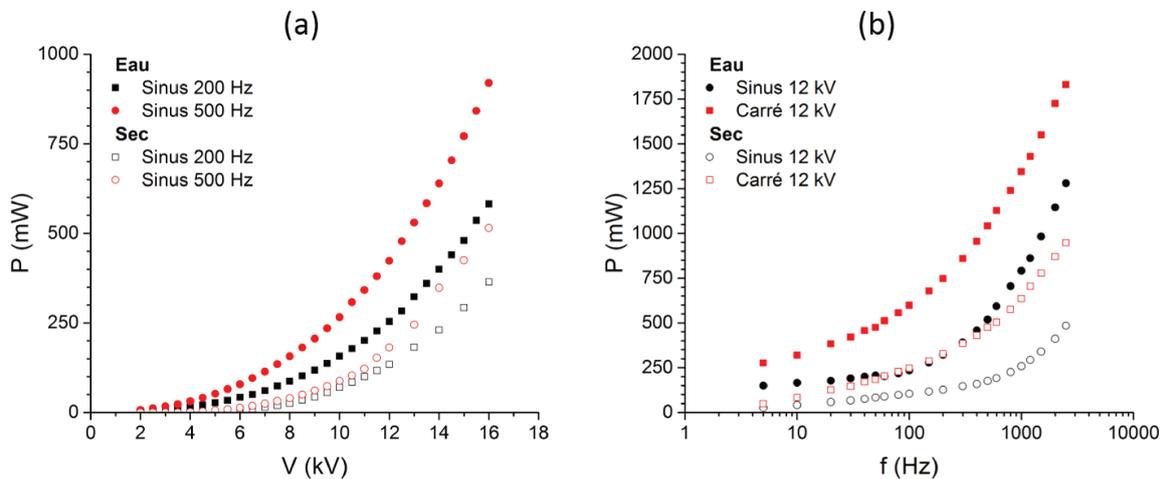


Figure 48. Puissance moyenne consommée par une DBD en fonction de la tension (a) et de la fréquence (b) en présence ou non d'eau.

La [Figure 49](#) permet de constater que les mêmes rapports existent entre les différentes formes d'ondes. Le signal triangle consomme un peu moins de puissance qu'un signal sinus, tandis qu'un signal carré est beaucoup plus consommateur.

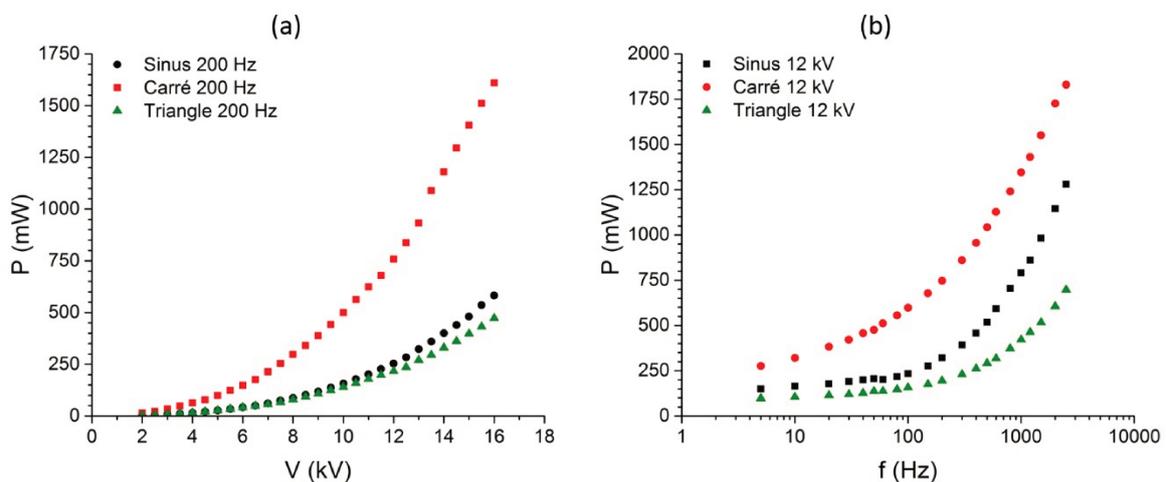


Figure 49. Puissance moyenne consommée par une DBD en présence d'eau en fonction de la tension (a) et de la fréquence (b) pour différentes formes d'ondes.

4.3 Décharge couronne continue

Cette partie présente les résultats des mesures de PIV réalisées avec le brouillard Y_2F_6 et Y_2F_6 pour les géométries et conditions expérimentales que pour les mesures de vent ionique avec les Y_2F_6 et Y_2F_6 à pouvoir comparer les résultats obtenus dans les deux environnements.

4.3.1 Vitesse moyenne

Cette partie se concentre sur la vitesse moyenne du brouillard au cours de la décharge. La [Figure 50](#) montre les champs obtenus pour 7 kV en positif et négatif pour les deux types de particules.

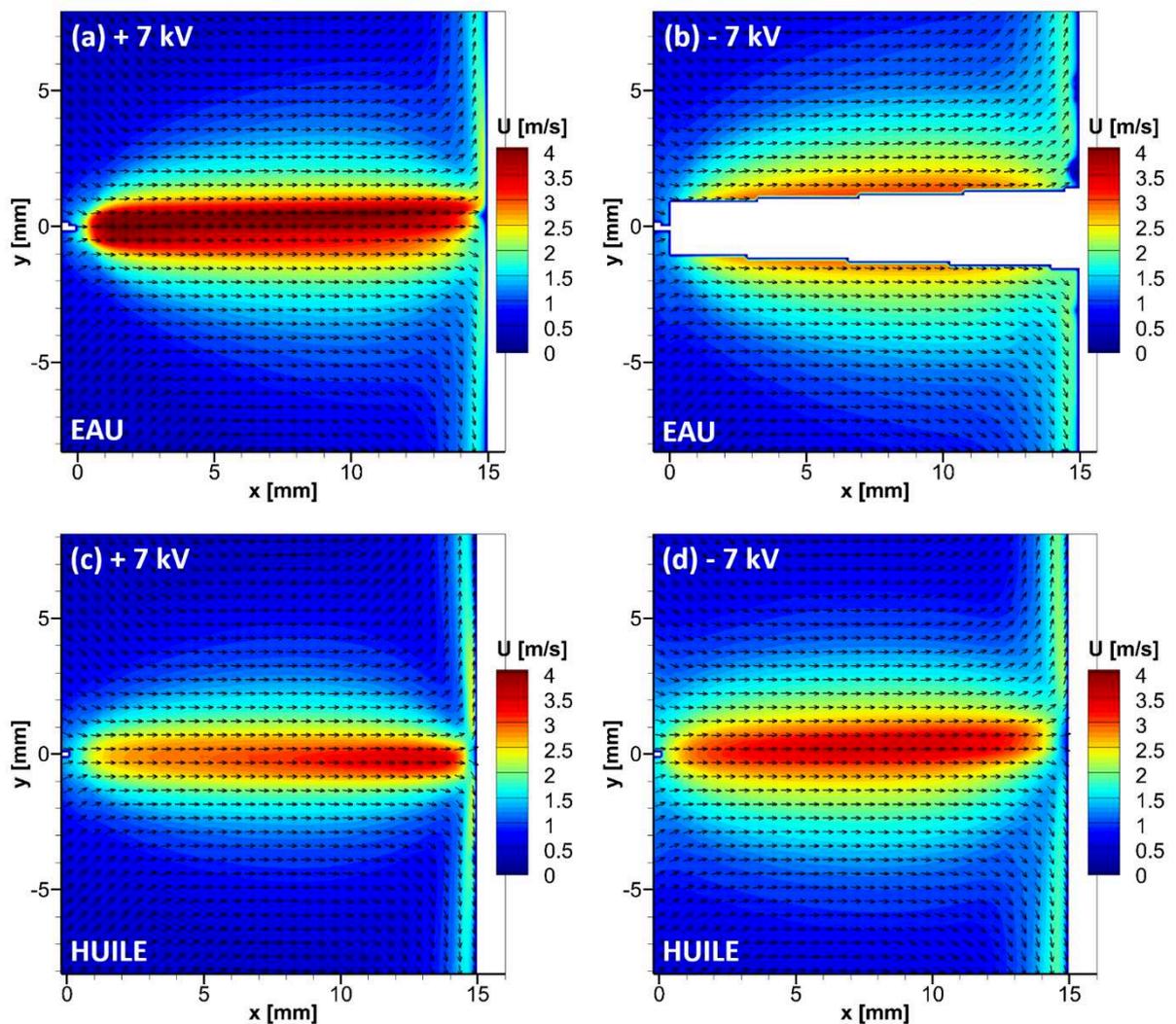


Figure 50 : Champs de vitesse moyenne du brouillard pour 7 kV en positif (a et c) et négatif (b et d) pour les deux types de particules.

La trajectoire des particules étant principalement horizontale, il y a peu de mélange entre les deux pics. La vitesse par un algorithme de PIV de façon fiable. Sur les images de particules brutes, leurs trajectoires sont fortement divergentes à proximité de la pointe, puis elles reprennent une forme de jet droit. Ainsi, seule la vitesse à la périphérie du jet est observable, mais similaire à celle du jet central. De plus, le jet en présence du brouillard

Pour le centre du jet ($y = 0$), la vitesse augmente proportionnellement avec la tension et est quasi-constante dans tout le gap. Sur (b), la vitesse est globalement plus importante que le vent ionique, notamment au début du jet où les gouttelettes ont une très forte vitesse initiale. De plus, le jet avec

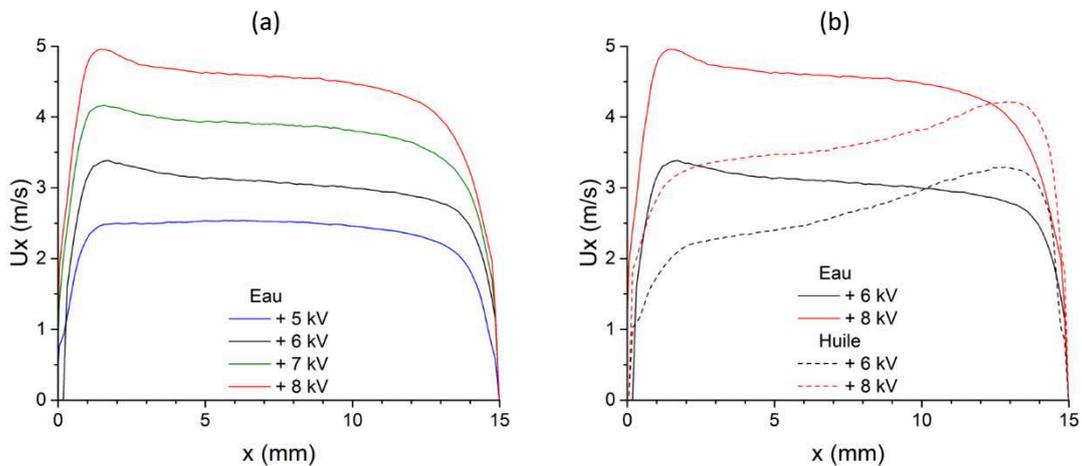


Figure 51 : Profils de vitesse axiale pour les deux types de particules.

Sur les profils horizontaux (Figure 52), à la moitié du gap soit $x = 7,5$ mm (a), la vitesse du jet est plus importante que le vent ionique, notamment au début du jet où les gouttelettes ont une très forte vitesse initiale. En effet, dans cette zone la vitesse est plus importante que le vent ionique, notamment au début du jet où les gouttelettes ont une très forte vitesse initiale. Cette vitesse croît également avec la tension dans

la vitesse est plus importante avec une polarité négative.

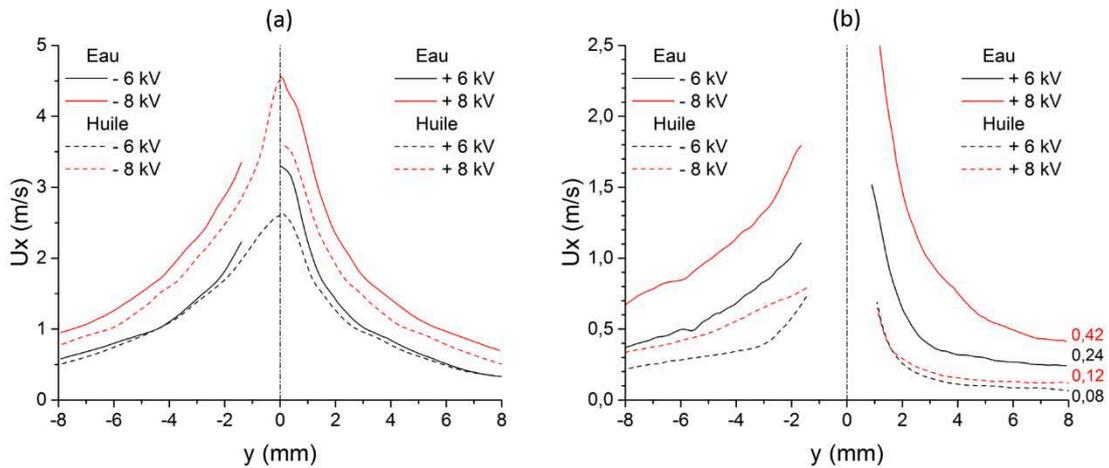


Figure 52. Profils de vitesse moyenne transversaux (y) en $x = 7,5$ mm (a) et $14,75$ mm (b) pour différentes tensions continues et pour les deux types de particules.

particules, les attirant vers cette même paroi.

Stokes donne une indication sur leur capacité à ... le plus défavorable est considéré pour le calcul, soit 100% prise comme le maximum de vitesse du jet.

avec ρ_g et μ_g ... le diamètre de la ... entre 0,1 et 0,01 ... dans un régime de Stokes et le calcul du nombre correspondant est donc sensé.

avec L ...

extérieure), tandis que les particules (Figure 52) montre que la composante horizontale de la vitesse reste importante dans toute cette zone. Cela signifie que les forces de traînée et de gravité sont aussi au phénomène de précipitation électrostatique.

La distribution relative de chacune de ces deux forces sur les particules est donnée au Chapitre 2.3. Par exemple, pour une décharge positive continue à 7 kV, et en se plaçant au milieu du jet ($x = 0$; $y = 7,5$ mm), on trouve que la force de traînée est environ 75 fois plus importante que la force électrostatique. Les configurations sont données en annexe (Annexe II).

4.3.2 Vitesse instantanée

Cette sous-entendue à $t = 1$ ms sur la Figure 53 et à différents instants ($t = 2, 3, 4, 5$ et 6 ms) sur la Figure 54. Le jet pour les gouttelettes précédentes sur la seconde colonne (b). La colonne (c) montre les profils horizontaux de la vitesse instantanée aux instants correspondants pour les deux types de particules.

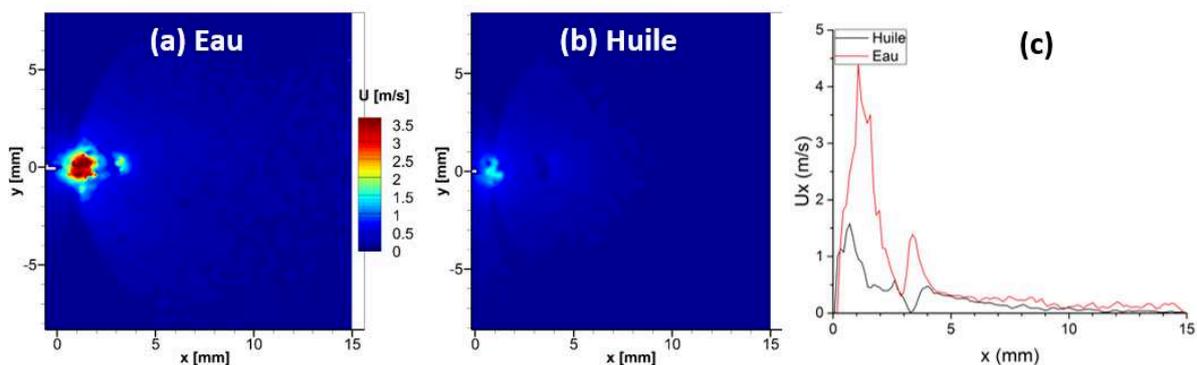
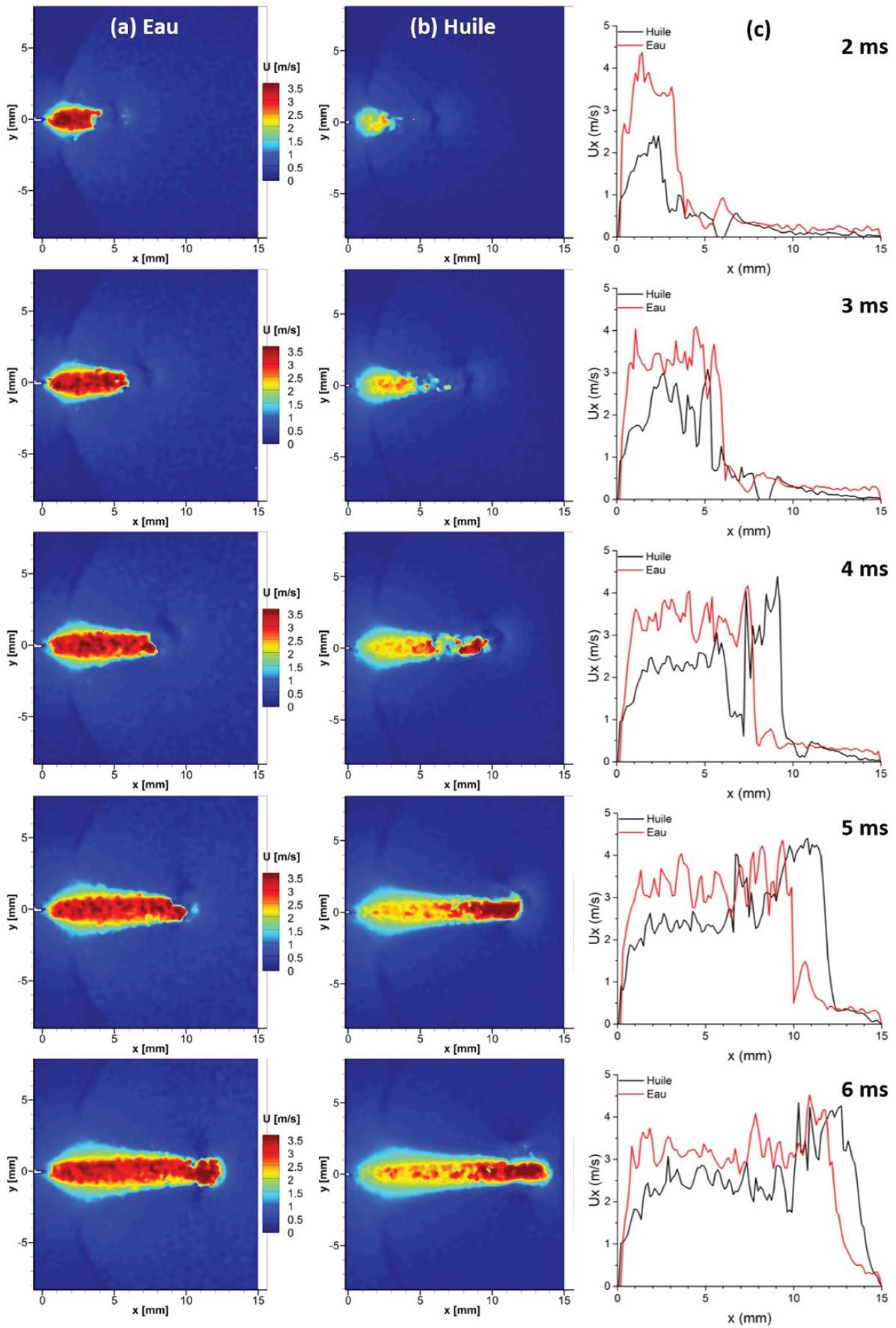


Figure 53 Champs de vitesse instantanée à $t = 1$ ms pour une décharge couronne continue à + 6 kV (x) en $y = 0$ (c). La pointe est mise sous tension à $t = 0$.

Figure 54. Champs de vitesse instantanée pour une décharge couronne continue à + 6 kV (x) en $y = 0$ (c). La pointe est mise sous tension à $t = 0$. (Ci-contre).



En effet, un déplacement mesurable des gouttelettes est observé dès la première image après $t = 0$ est déjà en mouvement à une vitesse $v \approx 3,2$ m/s. La bouffée initiale précédant le jet est « rattrape » le jet avec eau à mi-gap, vers $t = 3,5$ ms. La bouffée initiale précédant le jet est les deux cas les plus intéressants.

De même que pour le vent ionique, la représentation sous forme de cartes spatio-temporelles de la pointe au cours du temps (Figure 55) permet de visualiser la propagation des structures du jet sous forme de stries dont la pente est constante sur tout le gap et une plus longue durée de vie de celle-ci. Dans ce cas aussi, la vitesse de propagation des bouffées est égale à leur vitesse calculée par la PIV, soit environ 3,7 m/s, à comparer à la vitesse moyenne du jet qui est de 3,2 m/s lorsque la tension appliquée est de + 6 kV.

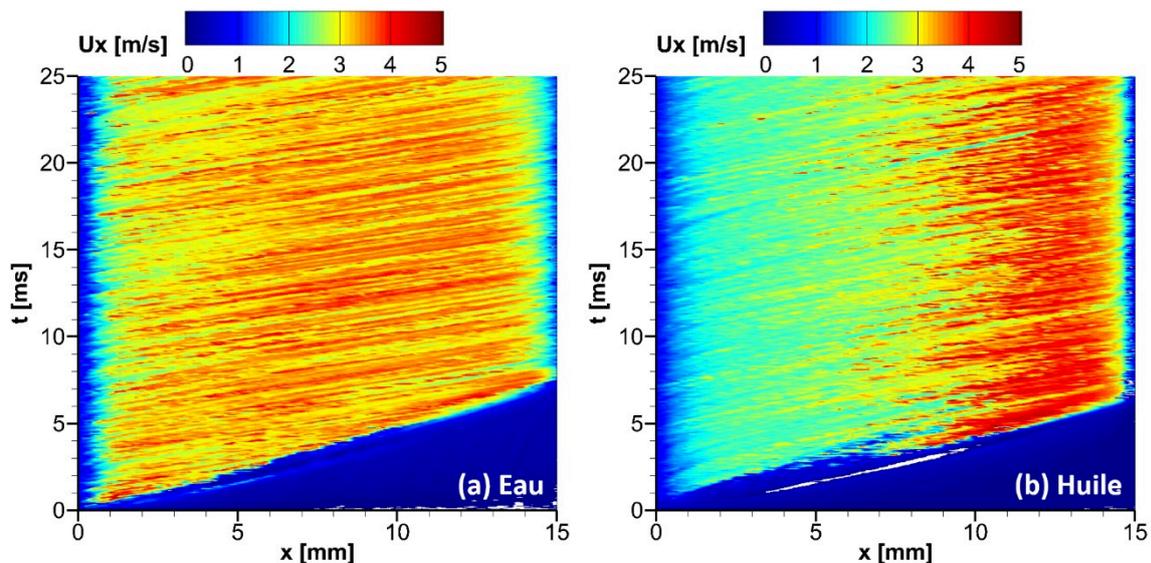


Figure 55. Cartes spatio-temporelles de la pointe au cours du temps pour l'eau (a) et l'huile (b).

La Figure 56 illustre les structures du jet principalement concentrées sur la seconde moitié du gap. On observe une structure intermittente de bouffées à cet endroit, dont la vitesse diffuse progressivement, ce qui est caractéristique de la pointe.

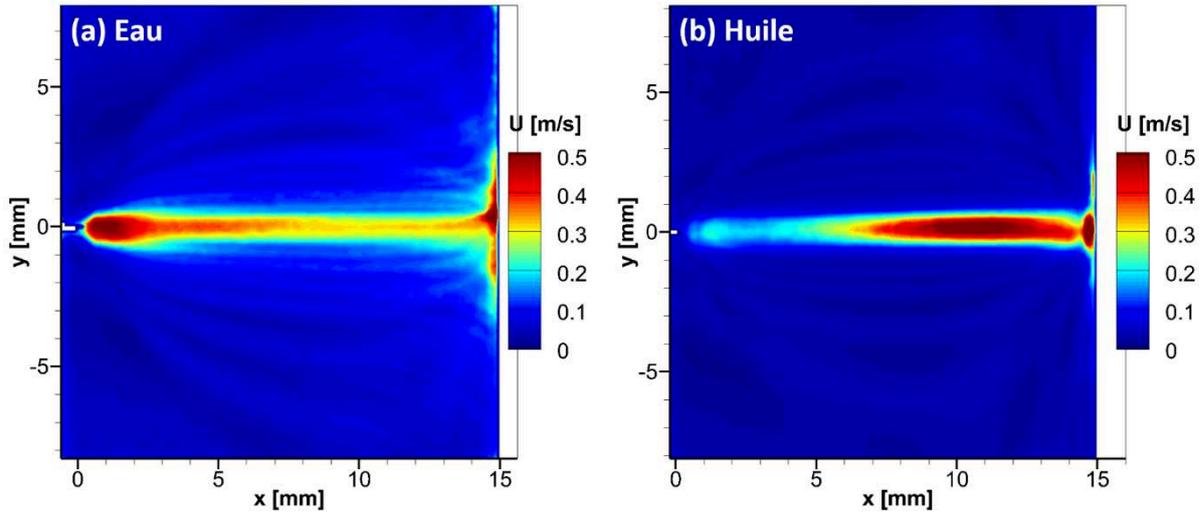


Figure 56 : Écoulements de brouillard d'eau (a) et d'huile (b) en régime continu. Les vitesses sont en m/s. Les axes sont en mm.

En conclusion, on peut dire que soumis à une décharge couronne continue, le brouillard présente une forte similarité entre les écoulements. Néanmoins, certaines différences existent, notamment une plus faible fluctuation de la vitesse et une plus grande inertie des particules qui augmentent la vitesse horizontale à proximité de la paroi. Se superpose également une composante de précipitation électrostatique des particules du fait de la captation des électrons par les gouttelettes.

4.4 Décharge à barrière diélectrique

Dans cette partie, les résultats des mesures de PIV avec les décharges à barrière diélectrique en gouttelettes sont présentés. La Figure 57 représente les champs de vitesse moyenne pour les deux types de particules et trois fréquences : 50, 500 et 1000 Hz. Tout comme pour les décharges à barrière diélectrique en gouttelettes, la vitesse moyenne ralentit avec la distance à la pointe. À basse fréquence (50 Hz), le jet entre les deux types de particules est importante avec une augmentation de la vitesse de 100 Hz (c et d), le jet reste léger et la vitesse au centre devient négligeable. Au-delà de 1000 Hz (e et f), le jet obtenu avec les

4.4.1 Vitesse moyenne et fluctuante

Cette sous-section est dédiée à l'étude de la vitesse moyenne des particules en gouttelettes. La Figure 57 représente les champs de vitesse moyenne pour les deux types de particules et trois fréquences : 50, 500 et 1000 Hz. Tout comme pour les décharges à barrière diélectrique en gouttelettes, la vitesse moyenne ralentit avec la distance à la pointe. À basse fréquence (50 Hz), le jet entre les deux types de particules est importante avec une augmentation de la vitesse de 100 Hz (c et d), le jet reste léger et la vitesse au centre devient négligeable. Au-delà de 1000 Hz (e et f), le jet obtenu avec les

La Figure 58 ci-dessous illustre l'évolution de la vitesse moyenne en fonction des paramètres de tension (a) et de fréquence (b) du signal.

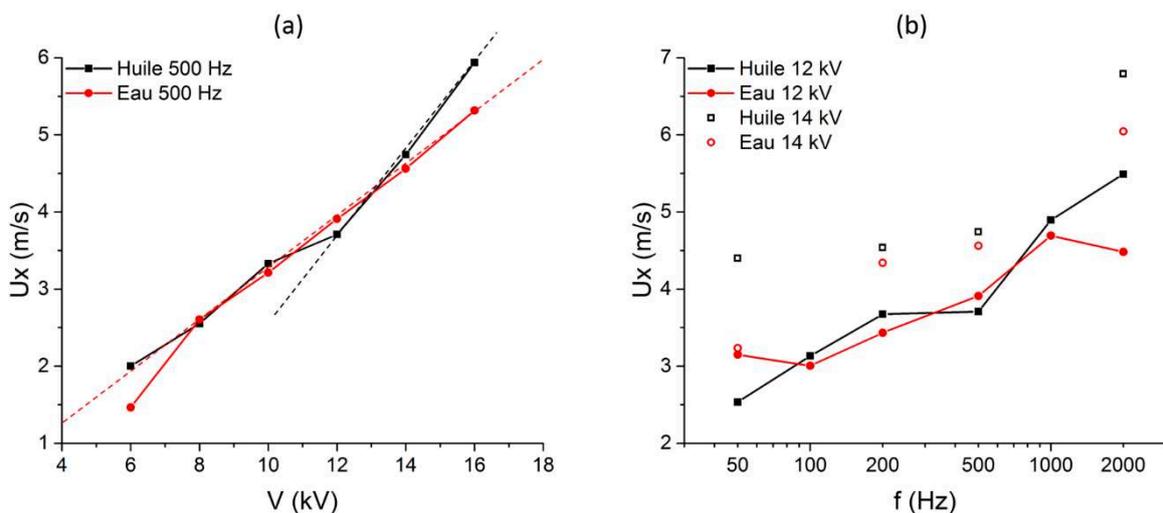


Figure 58. Évolution de la vitesse moyenne en fonction de la tension (a) et de la fréquence (b), pour les deux types de particules.

Sur (a), cette vitesse augmente quasi-linéairement avec la tension, quel que soit le type de

précèdent, une rupture de pente vers 12 kV (pour une fréquence de 500 Hz), la vitesse du jet passe d'un régime de décharge à un régime streamer. Ceci est dû au fait que la décharge vers un régime streamer se produit à partir de 8 kV. Sur (b), à 12 kV, la vitesse en présence des particules d'eau est plus élevée que celle des particules d'huile. Cependant, pour les fréquences extrêmes, le jet semble présenter un comportement différent, avec une augmentation de la vitesse à 50 Hz et une diminution à 2000 Hz. Cette augmentation de la vitesse à 50 Hz est due à la précipitation de la couronne DC. Là encore, il semble que ce phénomène soit dû à la précipitation de la couronne DC. à 500 Hz, la vitesse du vent ionique est plus élevée qu'à 2000 Hz, elle est plus élevée. Encore une fois, il est difficile de trouver une explication à ce phénomène. Sur les profils verticaux (b), la vitesse à 500 Hz est principalement concentrée au centre du jet, même en diminution en périphérie du jet, au contraire, à 2000 Hz, révèle une forte instabilité du jet avec une forte diminution de la vitesse moyenne sur la Figure 58(b).

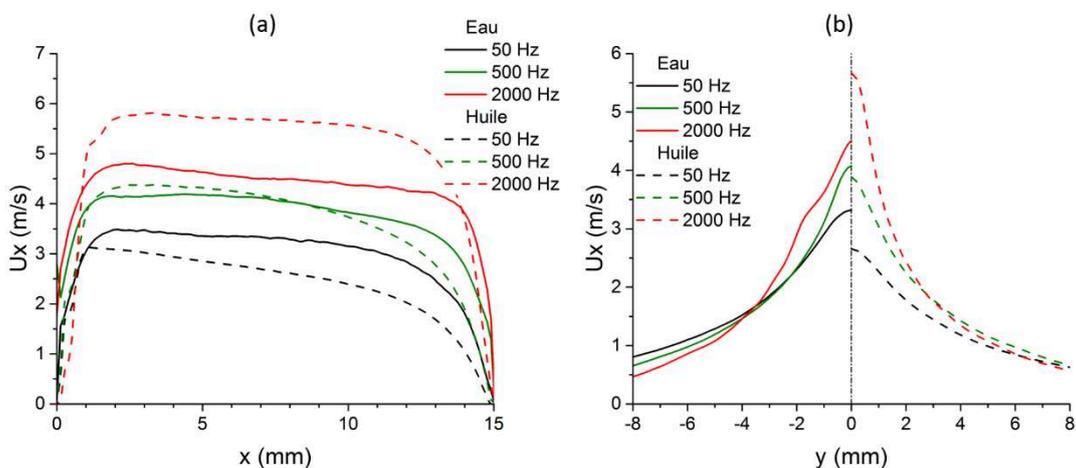


Figure 59. Profils de vitesse moyenne horizontaux (a), en $y = 0$, et transversaux (b), en $x = 7,5$ mm, pour une DBD sinus à 12 kV, différentes fréquences et pour les deux types de particules.

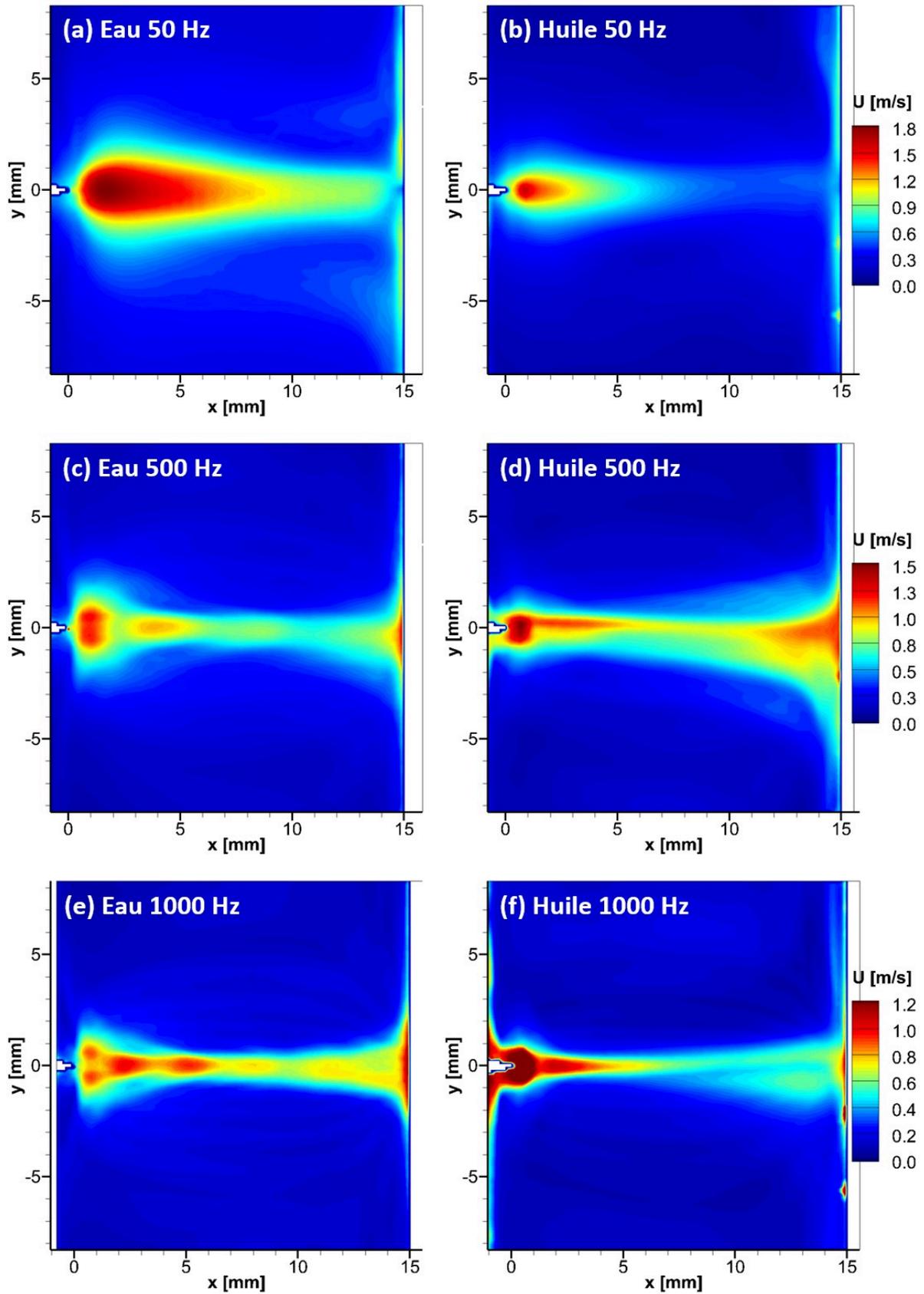


Figure 60 : \vec{U} -type de la vitesse pour une DBD sinus à 12 kV et différentes fréquences, et pour les deux types de particules.

Les zones de fortes fluctuations de la vitesse pour les différentes configurations sont visibles sur la [Figure 60](#) -type de la vitesse (valeurs RMS). À 50 Hz (a et b), les fluctuations sont maximales à proximité de la pointe, à l'échelle moyenne. Pour le vent ionique à 500 et 1000 Hz, ces fluctuations sont encore plus élevées à l'échelle de l'électrode. Il faut noter que le maximum des RMS est constant avec la fréquence pour les configurations à l'échelle de la pointe. Le type des fluctuations est le même aux mêmes coordonnées. Leur amplitude diminue ensuite avec la fréquence, en valeur absolue comme en relatif. Aux fréquences supérieures, il apparaît une organisation spatiale des fluctuations sous forme de pics périodique de fort RMS qui sont absents dans le cas du vent ionique. Enfin, de façon générale, les fluctuations de vitesse sont plus élevées à l'échelle de la pointe. DBD est alimentée avec une tension qui varie dans le temps.

4.4.2 Moyenne de phase

Cette sous-partie présente les résultats issus des champs de vitesse en moyenne de phase.

4.4.2.1 Cas de référence (sinus, 12 kV, 500 Hz)

Pour le cas de base, ces champs sont représentés sur la [Figure 61](#). À $t = 0$, quatre bouffées sont présentes dans le gap, à $x = \{2 ; 4,5 \text{ à } 8 ; 9,5 \text{ à } 10 ; 12,5 \text{ à } 15\}$ mm. À $t = 250 \mu\text{s}$, la bouffée positive est en cours de formation. À $t = 750 \mu\text{s}$, la décharge positive est terminée et toutes les bouffées présentes dans le champ commencent à ralentir. À $t = 1,25 \text{ ms}$, la décharge négative récemment formée est bien visible en $x = 1 \text{ mm}$. Ces bouffées ralentissent ensuite à nouveau et le cycle reprend.

À l'échelle de la pointe, ce qui est en accord avec les zones de forte variation de la vitesse visibles sur la [Figure 60](#). Les bouffées négatives, quant à elles, subsistent au-delà 5 mm et sont plutôt rattrapées par la bouffée positive peu après 10 mm. De plus, elles subissent, tout comme la positive, un ralentissement à l'échelle de la pointe.

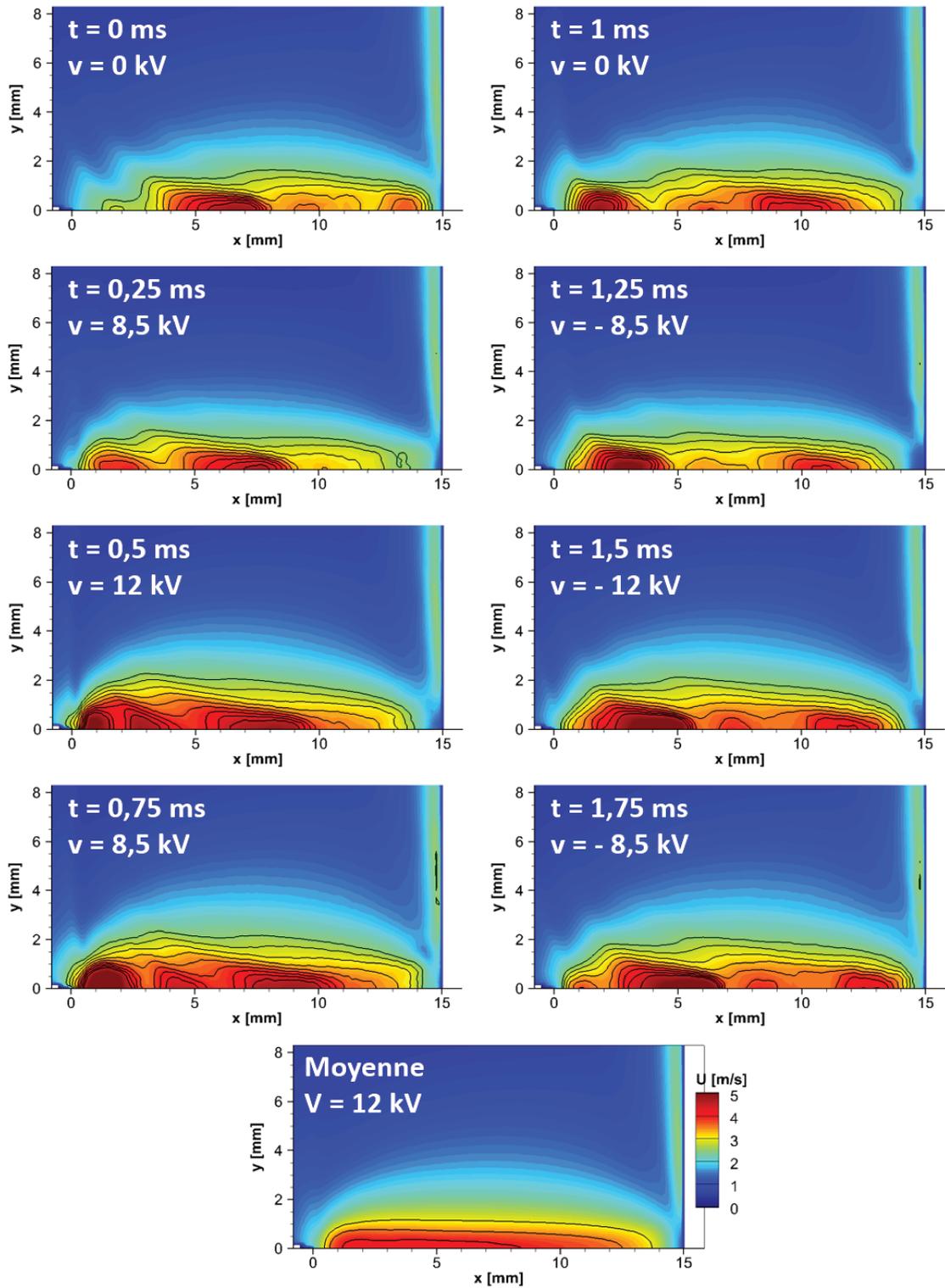


Figure 61. Champs de vitesse en moyenne de phase d'une DBD sinus à 12 kV et 500 Hz à différents instants pour les particules d'eau.

La Figure 62 illustre les champs de vitesse U_x et de tension V au même point. À $x = 1,5$ mm (a), ces deux signaux sont très proches sur toute la période, y compris au niveau du délai par rapport au signal de tension, avec tout de même une différence. Le pic de vitesse est atteint plus tôt, mais commence aussi à décroître plus tôt, dès le maximum de tension passée (délai pris en compte). Ces bouffées de vitesse sont par conséquent plus « courtes ». Le pic de vitesse correspond en réalité à la bouffée négative.

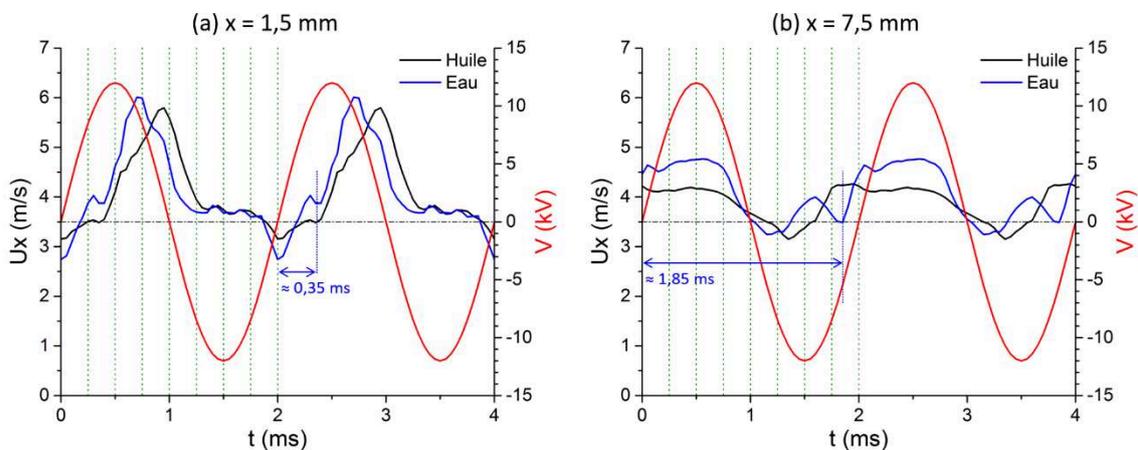


Figure 62 : Champs de vitesse U_x et de tension V au même point à $x = 1,5$ (a) et $7,5$ (b) mm. Les lignes pointillées verticales correspondent aux instants choisis pour les champs de vitesse de la Figure 61.

4.4.2.2 Cas basse fréquence (sinus, 12 kV, 200 Hz)

Pour des fréquences plus faibles, sur la Figure 63, les bouffées sont plus marquées car mieux séparées les unes des autres. De ce fait, les bouffées positives (émises entre 0,5 et 1,5 ms) ne rattrapent plus du tout les négatives (émises entre 3 et 4 ms). À partir de $t = 1,3$ ms, il apparaît également une troisième bouffée qui émerge de la positive et semble « pousser » la bouffée négative.

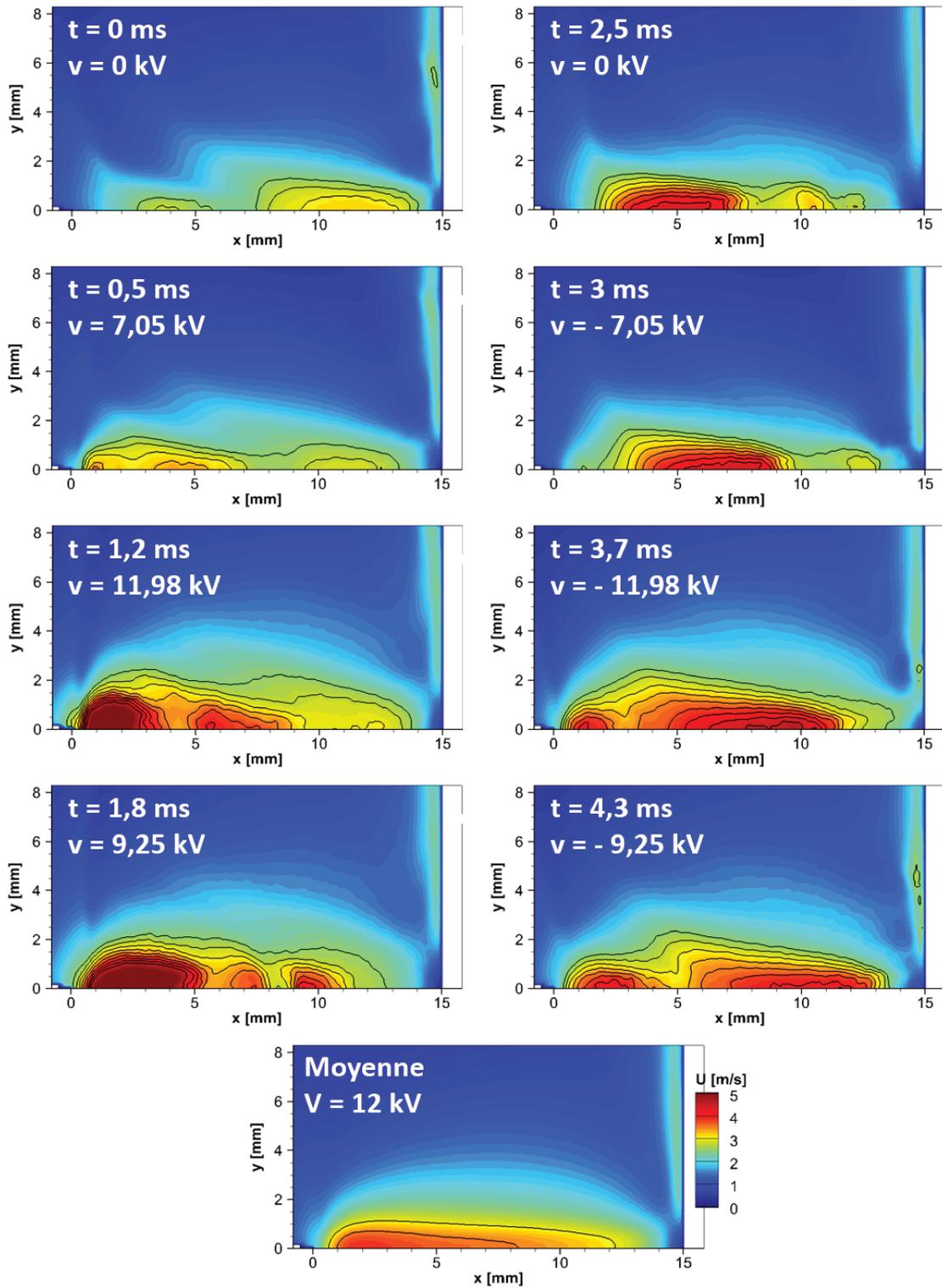


Figure 63. Champs de vitesse en moyenne de phase d'une DBD sinus à 12 kV et 200 Hz à différents instants pour les particules d'eau.

Sur les signaux de vitesse de la [Figure 64](#), à proximité de la pointe en $x = 1,5$ mm (a), les bouffées positives de l'eau sont décalées par rapport à celles de l'huile, ce qui est dû à la différence de viscosité. À mi-gap (b), les bouffées positives de l'eau sont décalées par rapport à celles de l'huile, ce qui est dû à la différence de viscosité. À mi-gap (b), cette différence est très faible.

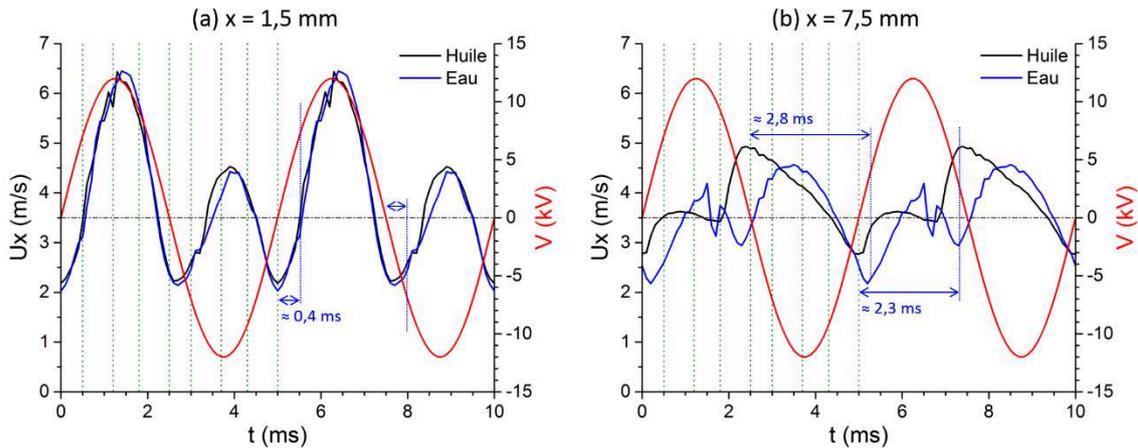


Figure 64 : Signaux de vitesse U_x (m/s) et de tension V (kV) en fonction du temps t (ms) à $x = 1,5$ (a) et $7,5$ (b) mm. Les lignes pointillées verticales correspondent aux instants choisis pour les champs de vitesse de la Figure 63.

4.4.2.3 Cas haute fréquence (sinus, 12 kV, 1000 Hz)

Enfin, pour des fréquences plus élevées, 1000 Hz sur la [Figure 65](#), les bouffées se suivent de près rapprochant le jet du cas moyen avec les bouffées qui conservent une vitesse de convection constante. Les comportements du jet sont par ailleurs les mêmes que pour les cas précédents.

Ces observations se vérifient sur les profils de vitesse de la [Figure 66](#), où la dynamique des deux jets est relativement similaire. Proche de la pointe (a), la vitesse des bouffées positives de l'eau, et inversement pour les bouffées négatives. À mi-gap (b), cette différence est très faible.

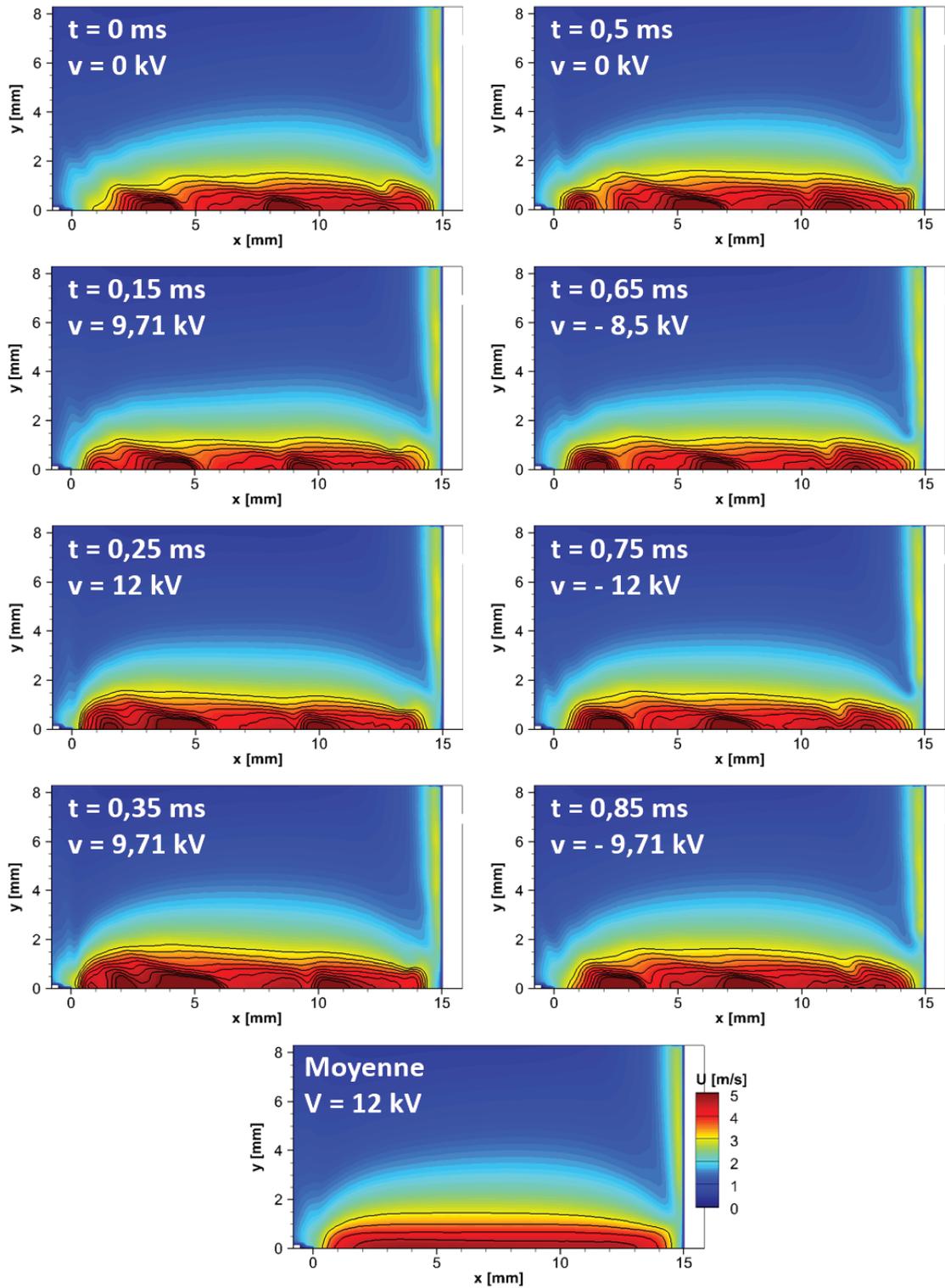


Figure 65. Champs de vitesse en moyenne de phase d'une DBD sinus à 12 kV et 1000 Hz à différents instants pour les particules d'eau.

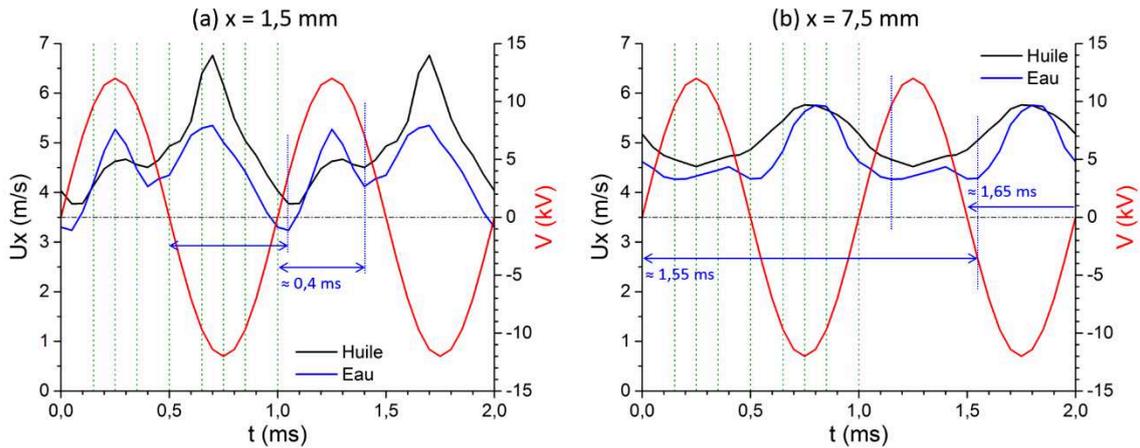


Figure 66 : U_x et V en fonction de t à $x = 1,5$ (a) et $7,5$ (b) mm. Les lignes pointillées verticales correspondent aux instants choisis pour les champs de vitesse de la Figure 65.

4.5 Analyse Spatio-temporelle

La Figure 67 synthétise les résultats précédents sur une représentation spatio-temporelle. On observe que les particules d'eau et d'huile se déplacent dans des directions opposées, ce qui est cohérent avec le signal sinusoïdal appliqué.

À 50 Hz (a et b), les instants de formation des bouffées ainsi que leurs trajectoires sont rapidement leur vitesse initiale par diffusion visqueuse comme un jet classique alors que leur trajectoire est rectiligne. Les particules d'eau et d'huile se déplacent dans des directions opposées, ce qui est cohérent avec le signal sinusoïdal appliqué. Les deux bouffées conservent leur trajectoire rectiligne (donc à vitesses de propagation constante) et parallèle (même vitesse de propagation pour les deux polarités) et ces oscillations répondent au signal sinus appliqué, quelle que soit la valeur absolue de la tension, quelle que soit la polarité du signal ou de la bouffée considérée.

À 500 Hz (c et d), plusieurs points sont à noter : la trajectoire globale des bouffées qui sont, ici aussi, assez semblable dans les deux cas. En fait, les bouffées ne fusionnent pas, le jet avec l'eau et l'huile se déplacent dans des directions opposées, ce qui est cohérent avec le signal sinusoïdal appliqué. Les deux bouffées conservent leur trajectoire rectiligne (donc à vitesses de propagation constante) et parallèle (même vitesse de propagation pour les deux polarités) et ces oscillations répondent au signal sinus appliqué, quelle que soit la valeur absolue de la tension, quelle que soit la polarité du signal ou de la bouffée considérée.

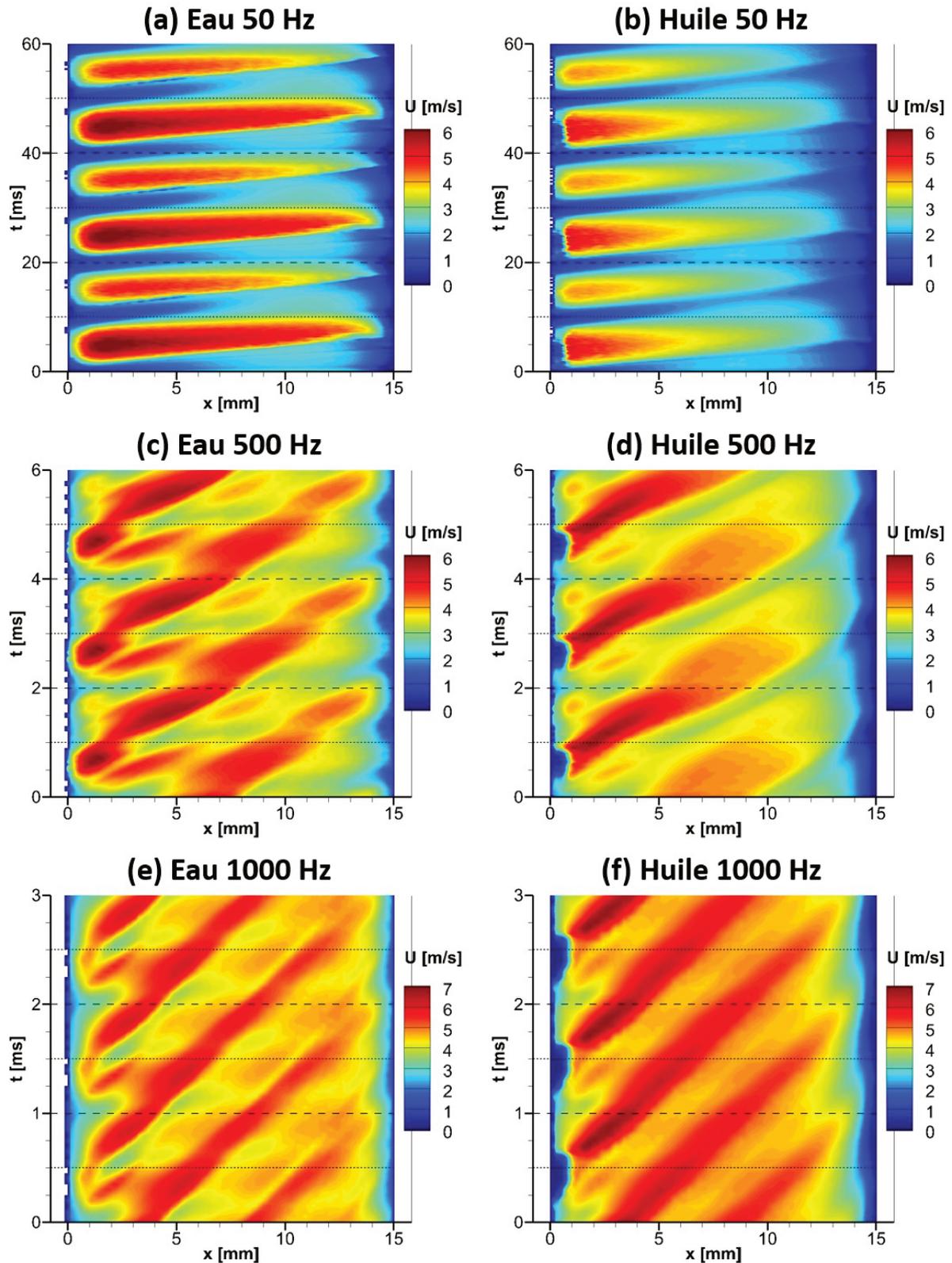


Figure 67. Cartes spatio-temporelles de la vitesse suivant l'axe $y=0$ pour des DBD sinus à 12 kV et différentes fréquences, pour les 2 types de particules. Les tirets séparent les périodes, les pointillés marquent le passage d'une polarité négative à positive.

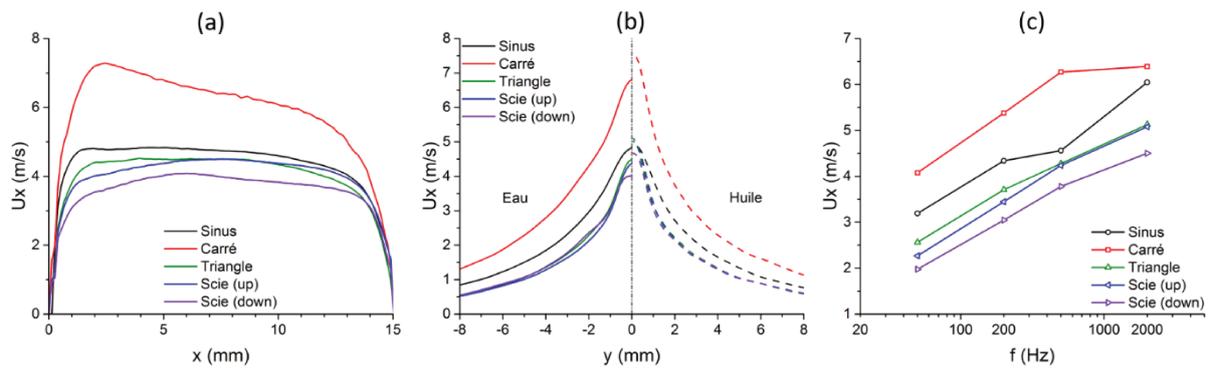


Figure 68. Profils de vitesse moy. pour une DBD à 14kV et 500Hz avec diverses formes d'ondes et des particules d'eau, horizontaux en $y=0$ (a) et verticaux en $x=5$ mm (b), et évolution de la vitesse moy. du jet produit par la même décharge selon la fréquence (c).

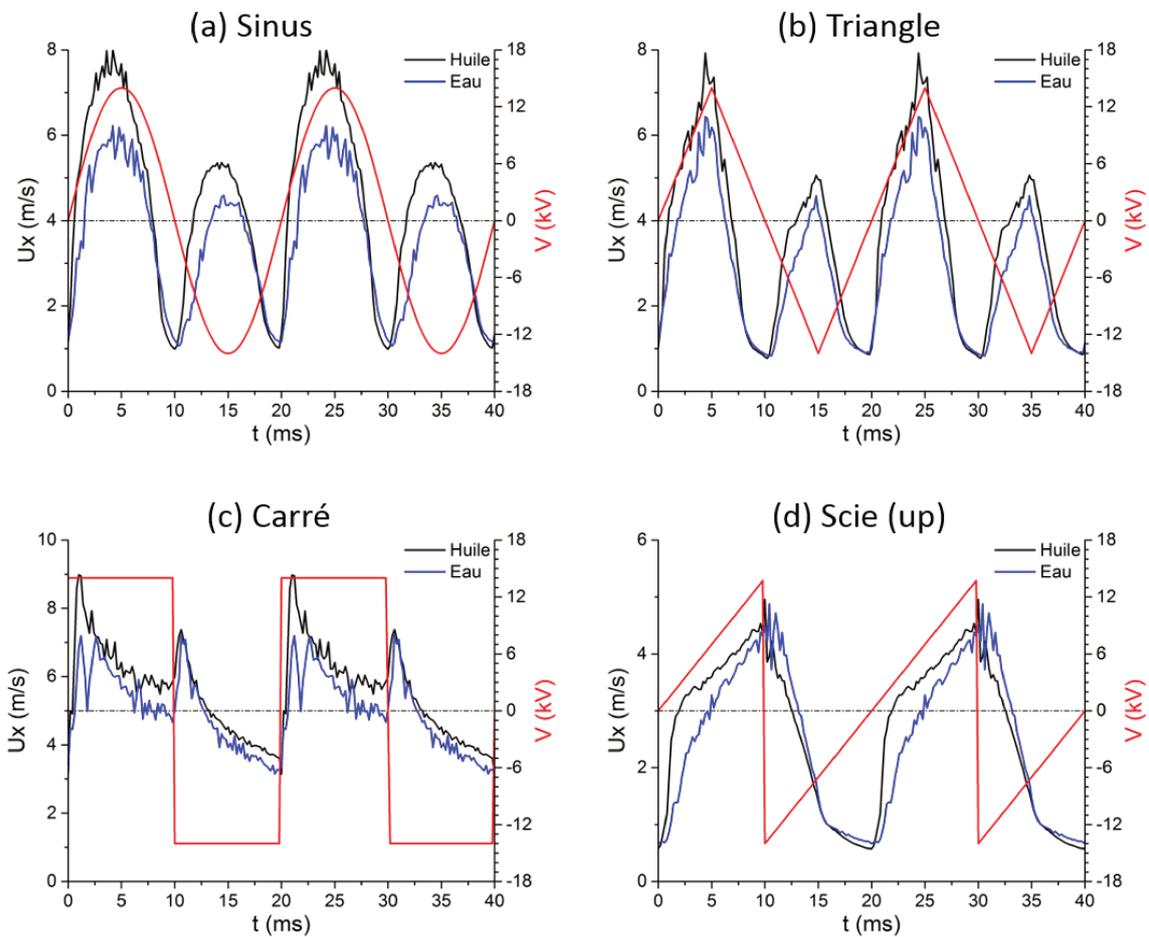
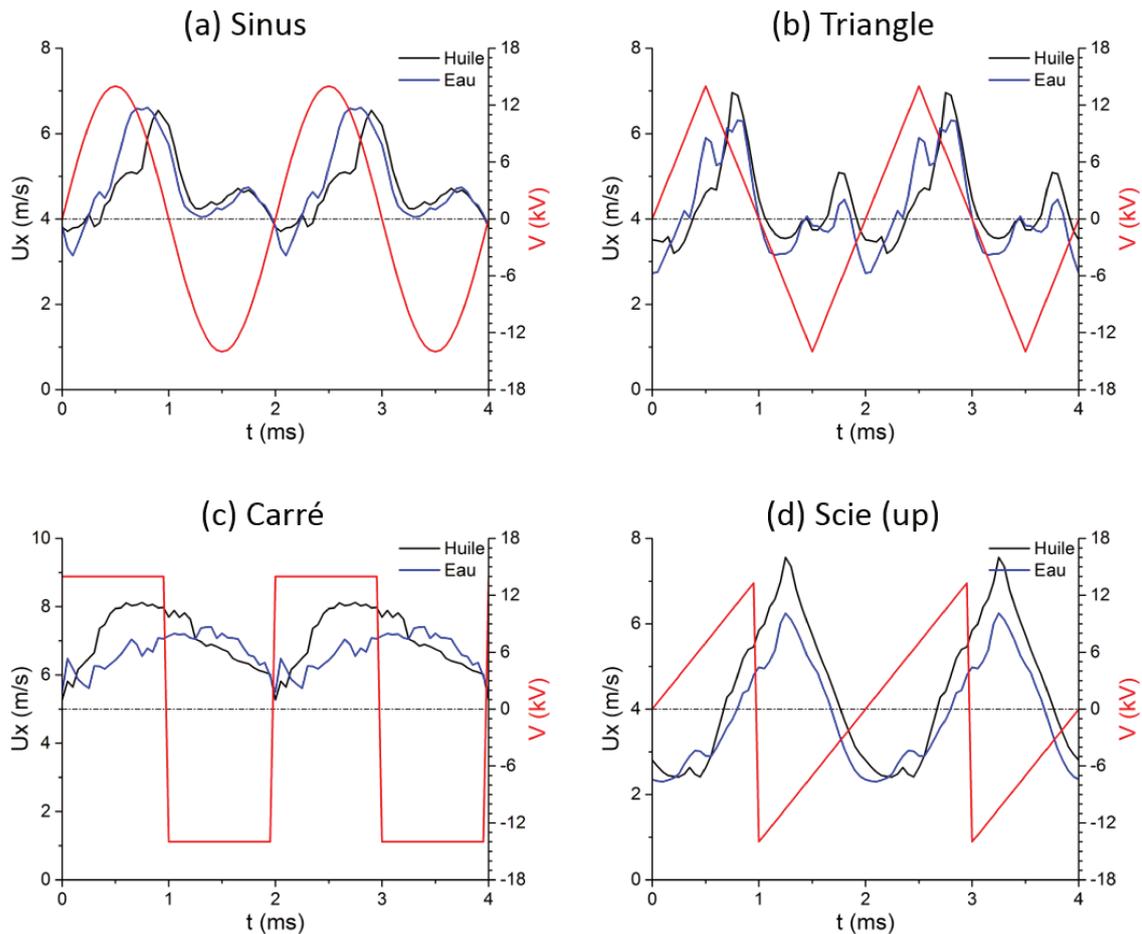


Figure 69. Signaux de vitesse en moyenne de phase d'une DBD à 14 kV et 50 Hz pour différentes formes d'ondes pris en $x = 1,5$ mm et $y = 0$.

Néanmoins, la [Figure 58](#) montre que la vitesse du jet avec l'huile augmente plus rapidement avec la tension (a), surtout à basse fréquence (b), ce qui justifie ce comportement.

Au-delà de cette différence d'amplitude, tous les signaux de vitesse pour les particules d'eau suivent les mêmes évolutions temporelles que celles établies au Chapitre 3 pour le vent ionique. Une petite différence est tout de même à noter : lorsqu'une bouffée est en cours d'émission, sa vitesse croît légèrement moins vite pour l'eau que pour les particules d'huile. Cela est particulièrement visible pour le signal en dents de scie montante (d) qui présente la rampe de tension la plus faible et des signaux de vitesse de même amplitude. Cela pourrait s'expliquer de la façon suivante : **lorsqu'il y a une forte accélération du vent ionique du fait d'une forte pente de tension, les particules d'eau, plus grandes et plus massives, ne suivent plus parfaitement le vent ionique ; il y a alors un phénomène de glissement entre le vent ionique et les particules d'eau.**

La [Figure 70](#) représente les mêmes courbes pour des signaux de tension à 500 Hz.



[Figure 70](#). Signaux de vitesse en moyenne de phase d'une DBD à 14 kV et 500 Hz pour différentes formes d'ondes pris en $x = 1,5$ mm et $y = 0$.

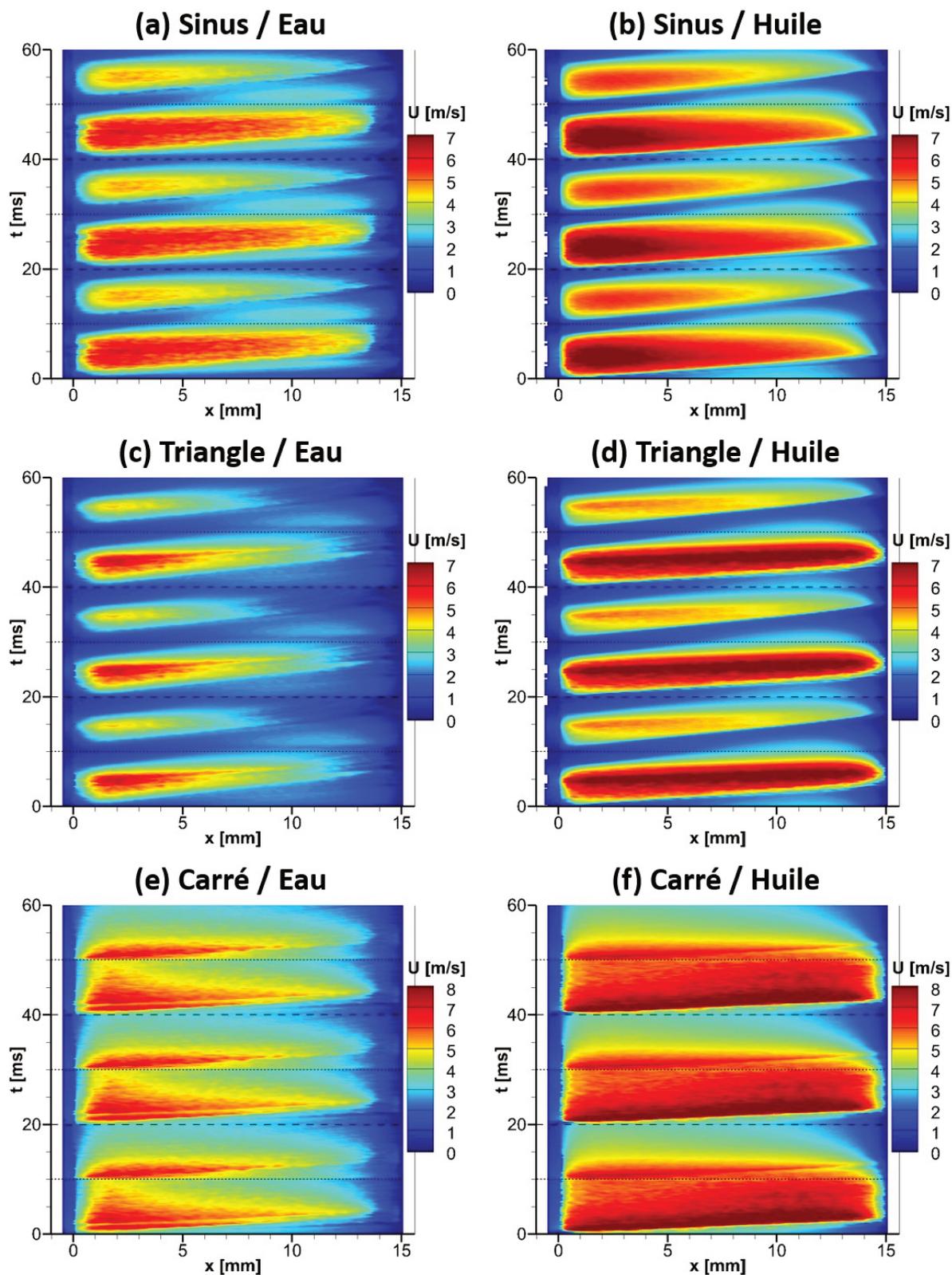


Figure 71. Cartes spatio-temporelles de la vitesse suivant l'axe $y=0$ pour des DBD à 14 kV et 50 Hz pour diverses formes d'ondes et les 2 types de particules. Les tirets séparent les périodes, les pointillés marquent le passage d'une polarité négative à positive.

Pour le sinus (a), les signaux pour les deux types de particules apparaissent toujours au $\sim 10^{-8}$ s. Si cette $\sim 10^{-8}$ s. Pour le triangle (b), le constat $\sim 10^{-8}$ s. Comme négatives) formant deux pics successifs, au moment maximum de tension puis 0,3 millisecondes plus tard. Cet effet est dû à la brusque inversion du champ électrique local au passage du pic maximum du signal triangle qui exerce alors une force de rappel sur les gouttelettes proches de la pointe. Pour le signal carré (c) et en dents de scie montante $\sim 10^{-8}$ s. Pour le carré, un phénomène analogue au triangle se met en place, $\sim 10^{-8}$ s. contrebalançant la forte accélération du vent ionique. Pour la dent de scie en revanche, cette pente est trop faible similairement au cas 50 Hz avec des particules qui suivent le $\sim 10^{-8}$ s. plus faible.

$\sim 10^{-8}$ s. temporelles du jet. Pour une basse fréquence (50 Hz), sur la [Figure 71](#) $\sim 10^{-8}$ s. Figure 67, la topologie du jet est très similaire dans les deux cas, mais le jet $\sim 10^{-8}$ s. est encore plus faible, avec une vitesse des bouffées qui chute très vite dans le gap et une proportion faible du signal pendant lequel la décharge est active. Pour le signal carré (e et $\sim 10^{-8}$ s. notamment pour la partie positive. Il y a en effet une baisse de vitesse importante dans le $\sim 10^{-8}$ s. dernier semble se comporter sur la demi-période positive comme une décharge continue $\sim 10^{-8}$ s. Voir [Fig. 16](#)).

$\sim 10^{-8}$ s. élevée, 500 Hz pour la [Figure 72](#), les différences $\sim 10^{-8}$ s. signal de tension apparaît. En effet le jet $\sim 10^{-8}$ s. maximum. Ce phénomène apparaît dans tout le gap simultanément, presque sans délai.

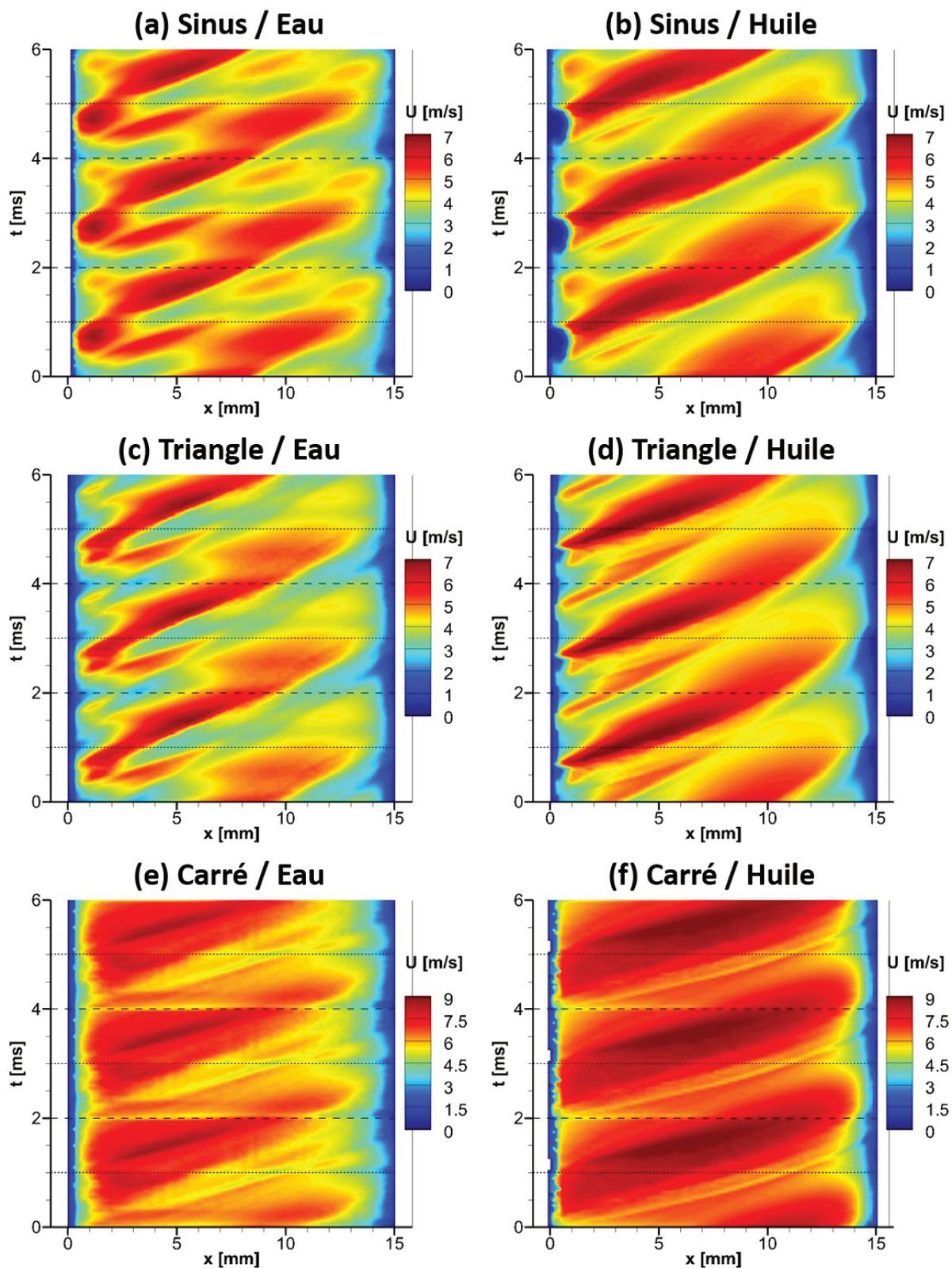


Figure 72. Cartes spatio-temporelles de la vitesse suivant l'axe $y=0$ pour des DBD à 14 kV et 500 Hz pour diverses formes d'ondes et les 2 types de particules. Les tirets séparent les périodes, les pointillés marquent le passage d'une polarité négative à positive.

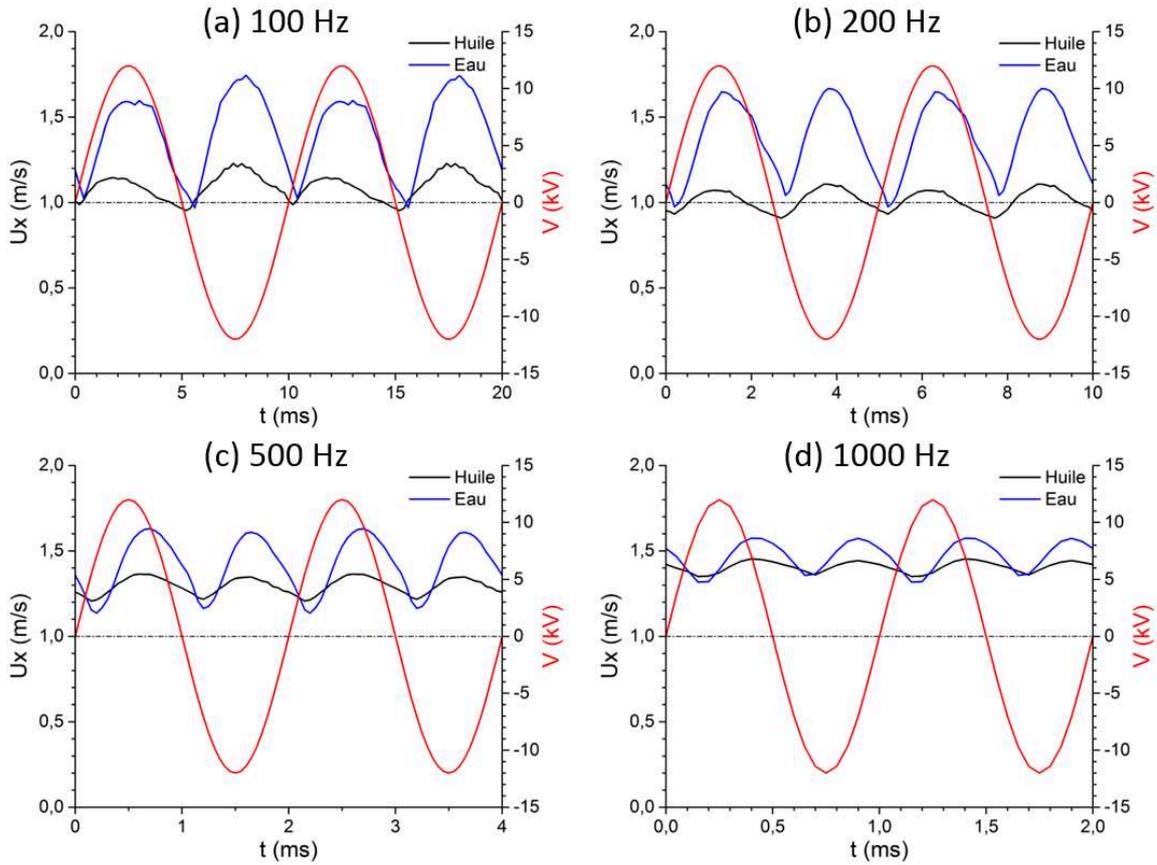


Figure 73. Moyenne, minimum et maximum de la composante horizontale de la vitesse, prise en $y = 4$ mm et $x = 7,5$ mm.

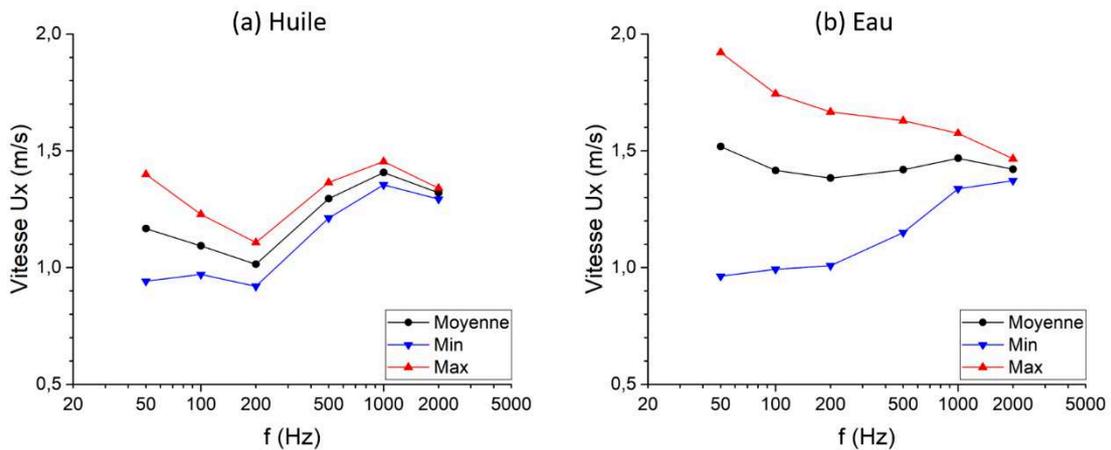


Figure 74. Moyenne, minimum et maximum de la composante horizontale de la vitesse, prise en $y = 4$ mm et $x = 7,5$ mm.

4.7 Précipitation électrostatique

électrostatique sur les
 Puis, dans un second temps, des essais de précipitation sont conduits pour déterminer les configurations les plus efficaces parmi les cas testés.

4.7.1 Signaux de vitesse en dehors du jet principal

Concernant les signaux de vitesse en dehors du jet principal, la mesure est réalisée aux coordonnées $x = 7,5$ mm et $y = 4$ mm pour toutes les configurations, donc au milieu du gap, de telle sorte que la composante axiale de la vitesse soit minimale, et suffisamment divisée par deux (pour le cas avec le jet le plus large, cela correspond plus généralement à une baisse de 4 à 5).

Dans cette zone, on retrouve une oscillation de la composante horizontale de la vitesse avec le signal de tension. La [Figure 73](#) présente ces signaux pour une tension sinus à 12 kV et différentes fréquences. Comme précédemment, on retrouve un délai entre tension pour les décharges positives et décharges négatives, avec ici aucune différence produit au centre du jet ne se retrouve donc pas quelques millimètres en dehors. Cette oscillation avec la tension mais la dynamique est similaire. Ces signaux de vitesse peuvent être décrits par deux paramètres, la vitesse minimale des signaux, identique pour les deux types de amplitude des oscillations. Il semble que la vitesse minimale évolue donc différemment pour les deux types de particules.

est plus lisible sur la [Figure 74](#), présentant grandeurs en fonction de la fréquence : la vitesse moyenne et les vitesses minimales et maximales des oscillations. La vitesse minimale est constante autour de 1 m/s à basse fréquence, pour les deux types de particules, puis augmente après 200 Hz. La vitesse maximale est pilotée par les courbes de vitesse minimale et maximale, et cette amplitude décroît nettement avec la fréquence. La vitesse minimale évolue donc différemment pour les deux types de particules.

que la vitesse minimale est quasiment constante, puis une augmentation après 200 Hz.

Concernant le dernier point à 2000 Hz, le manque de résolution temporelle explique peut-être que la vitesse moyenne reparte à la baisse.

Les oscillations est partiellement compensée par constante. vitesse minimale.

La vitesse minimale semble correspondre à la diffusion visqueuse du jet. Mais il a été Fig. 57 et 59b composante de précipitation. Le faible temps de réponse entre le signal électrique et celui de la vitesse, identique pour toutes les fréquences qui plus est, exclut que les oscillations ionique (5 m.s⁻¹) depuis la pointe [0 ; 0], le délai visible serait alors supérieur à la milliseconde pour atteindre le point de coordonnées [7,5 ; 4]. De plus, sur les Figures 21b, visqueuse du jet devrait être la même dans les deux cas.

Ces oscillations en périphérie du jet sont donc principalement causées par la précipitation électrostatique des particules. Si la vitesse de base est imputable au vent ionique, alors la précipitation ne semble pas exercer (dans cette gamme de fréquences) des particules dans cette zone est suffisamment faible pour que la charge suive le signal de tension, à la hausse comme à la baisse.

4.7.2 Essai de Précipitation

modifié les conditions de la décharge avec une vitesse « non nulle et la présence de parois supplémentaires (voir Chapitre 5.3). À la place, les essais ont été menés de la même façon que lors des mesures de PIV avec la géométrie ouverte dans un aquarium 10⁴ particules par centimètre- ; réalisé. temps de résidence fixe, comparable pour toutes les configurations.

Le protocole expérimental est donc le suivant. Le réacteur est placé au centre de l'aquarium. Un bécet est positionné en dessous de la paroi collectrice dont la forme

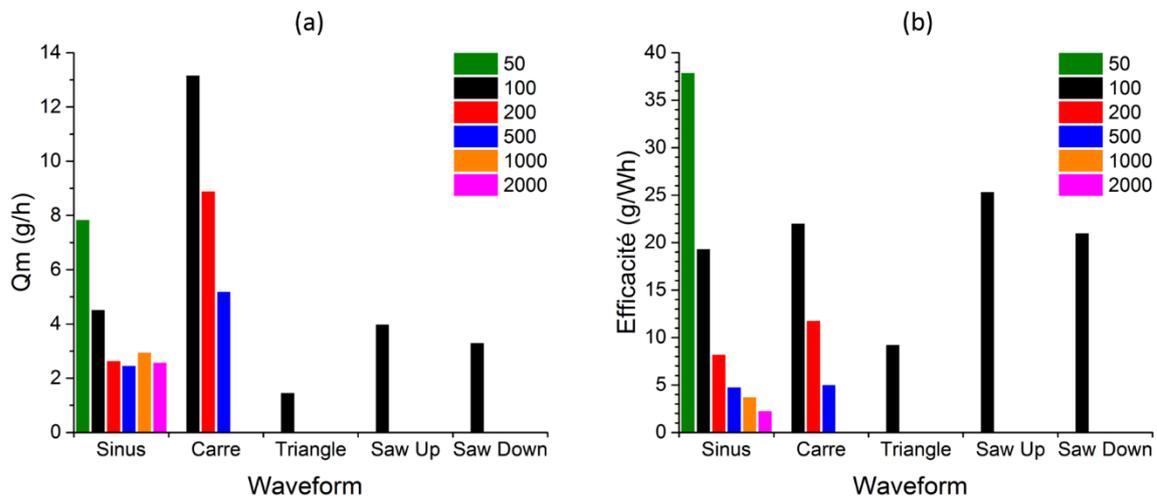


Figure 75. Débit massique (a) et efficacité (b) en fonction de la forme d'onde et de la concentration en particules.

4.8 Conclusion sur la dynamique du brouillard

Le brouillard est caractérisé par une majorité de fines particules situées entre 5 et 10 microns de diamètre pour une concentration de l'ordre de 1 à 2 millions de particules par centimètre cube, soumis à une décharge couronne continue ou à une décharge à barrière diélectrique. Cet écoulement est comparé au vent ionique caractérisé au chapitre précédent dans les mêmes configurations.

Les résultats montrent que les gouttelettes changent de comportement et deviennent plus instables, particulièrement dans le cas d'une décharge à barrière diélectrique. Cette instabilité est liée à la perturbation de la fréquence des pics de Trichel à certaines valeurs de tensions (entre 5 et 8 kV). Cette instabilité se traduit par une forte précipitation des gouttelettes, qui est en revanche peu affectée. Dans tous les cas, la puissance consommée par la décharge est liée à la précipitation des gouttelettes. Cette précipitation est plus importante pour une décharge à barrière diélectrique que pour une décharge couronne continue.

Dans le cas de décharge couronne continue, cette forte précipitation des gouttelettes est due à la formation de gouttelettes de plus en plus grosses qui tombent des électrodes. Le jet en présence du brouillard est plus instable et plus large que dans le cas d'une décharge couronne continue. Cette instabilité est due à la perturbation de la fréquence des pics de Trichel à certaines valeurs de tensions (entre 5 et 8 kV). Cette instabilité se traduit par une forte précipitation des gouttelettes, qui est en revanche peu affectée. Dans tous les cas, la puissance consommée par la décharge est liée à la précipitation des gouttelettes.

périphérie du jet sont donc principalement causées par la précipitation électrostatique
contre le vent ionique pour impacter la paroi.

5 APPLICATION A UN PROCÉDE

1, (& , (# " , flt l /) I

La synthèse de molécules organiques par plasma à partir de biogaz décrit au Chapitre 2. A ce propos, les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse ont permis de démontrer que la synthèse de molécules organiques par plasma est possible. Cependant, il était éventuellement prévu de réaliser la synthèse des molécules organiques par plasma. Néanmoins, des problèmes majeurs rencontrés tout au long de ces essais ont conduit à l'arrêt de ces travaux. Pour la raison pour laquelle les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse ont été réalisés.

5.1 Cahier des charges initial

Pour mener ces expériences il fallait, dans un premier temps, prévoir la conception de ce réacteur avant toute mise en fabrication. Cinq aspects étaient à prendre en compte : le volume traité, le temps de résidence et de la compatibilité des matériaux, la concentration, la configuration en DBD était prévue. Une fois le réacteur conçu, il faut s'assurer de la résistance électrique et leur isolation.

La configuration en DBD était prévue. Une fois le réacteur conçu, il faut s'assurer de la résistance électrique et leur isolation.

La durée pendant laquelle une molécule traverse le volume de traitement du réacteur.

La concentration du brouillard a été décrite dans la première partie du Chapitre 4, et elle montrait que la concentration du brouillard

dépend du débit de gaz porteur. Or, il faut pouvoir découpler le débit de liquide de celui du gaz, le réacteur doit donc intégrer cette problématique car le gaz contenant les molécules à collecter ne peut pas être utilisé comme gaz porteur pour les gouttelettes. Il faut aussi prendre en compte la précipitation du brouillard qui doit avoir lieu dans la zone de décharge.

Les réactifs ou produits à capter, un éventuel gaz porteur de ces molécules (air sec, azote, hélium ou argon) et aussi le gaz porteur du brouillard, pouvant être le même ou non que le précédent, doivent être mélangés en amont de la zone de décharge. Il reste alors à déterminer la distance entre les électrodes sachant que ce mélange doit avoir lieu avant la décharge. Un autre point à estimer, et qui rejoint les aspects précédents, est la vitesse du gaz au passage de la zone de décharge, qui va dépendre du débit total et de la section du réacteur, et qui conditionne le temps de résidence. Une autre préoccupation est la présence possible de molécules pouvant présenter un risque chimique (comme le méthanol).

Un film liquide sur une ou plusieurs parois du réacteur et à une accumulation par gravité en bas de celui-ci. Lors de la décharge, ces effluents liquides doivent pouvoir être récupérés, en minimisant leur mélange avec la phase gazeuse, pour être collectés séparément.

5.2 Première version du réacteur

De ces problématiques, un premier design de réacteur a été imaginé. Cette partie décrit ses caractéristiques et les choix qui ont été faits lors de sa conception, puis les essais qui y ont été menés.

5.2.1 Caractéristiques du réacteur

La [Figure 76](#) présente le schéma du réacteur. La configuration choisie pour les électrodes est un fil de tungstène de diamètre 0,1 mm, une configuration bien éprouvée pour la précipitation électrostatique (Voir Chapitre 2.3). Il est construit en PMMA de dimensions 50x300 mm³ en PMMA construit en un seul bloc pour prévenir toute fuite. Les extrémités sont fermées par des brides en aluminium.

intègre deux entrées, l'une centrée et de grand diamètre pour le passage du brouillard et de son gaz porteur, l'autre dotée d'un raccord de gaz standard pour l'injection d'espèces chimiques. La bride inférieure présente une surface inclinée pour l'évacuation des condensats liquides vers une unique sortie. L'électrode active est constituée d'un fil de tungstène de 200 μm de diamètre fixé en partie haute du corps de réacteur par un barreau transversal en PMMA. Le fil traverse la bride inférieure via une excroissance qui lui permet de ne pas être en contact direct avec l'écoulement liquide. L'électrode de masse est constituée de deux feuilles adhésives en cuivre de 50×200 mm² disposées de part et d'autre à l'extérieur du corps du réacteur. L'épaisseur des parois en PMMA servant de barrière diélectrique est de 3 mm, et le gap entre ces parois et le fil est de 15 mm.

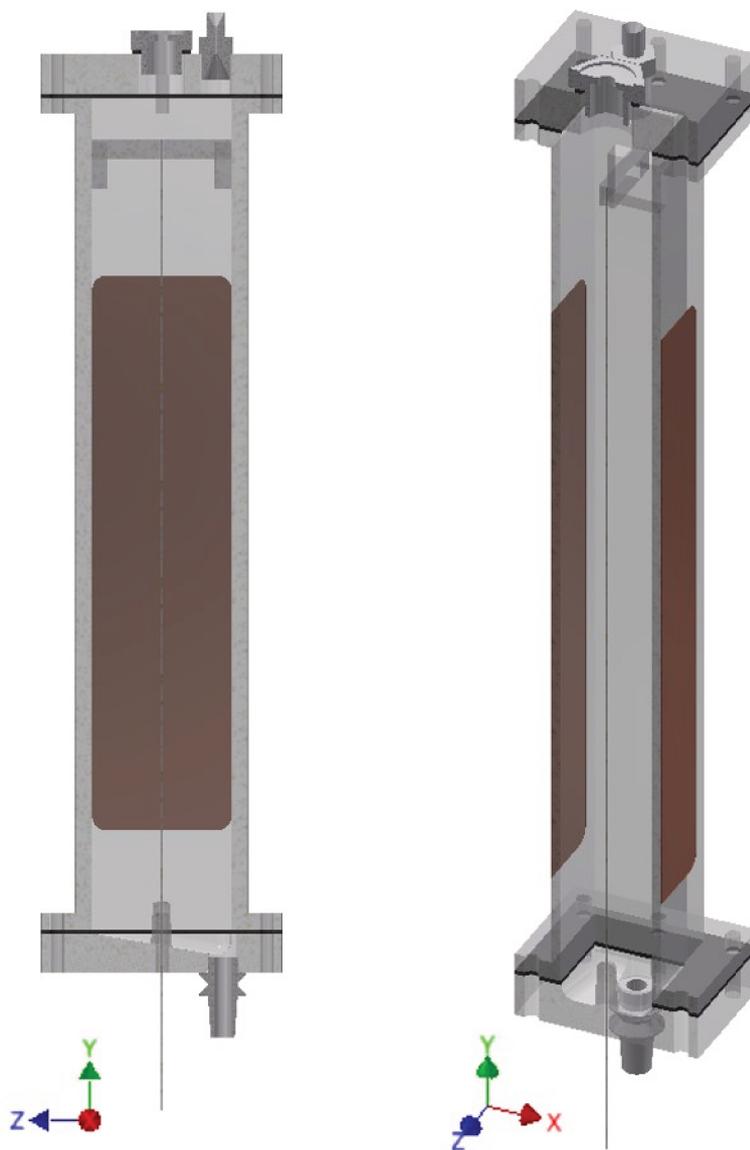


Figure 76. Schéma de la première version du réacteur.

5.2.2 Essai préliminaire de collecte

Le brouillard injecté dans le réacteur est produit tel que décrit au Chapitre 4.1, avec de l'espèce chimique de test. Les condensats sont séparés du gaz par gravité en sortie du réacteur dans un flacon laveur placé dans un bac à glace.

Le brouillard injecté dans le réacteur est produit tel que décrit au Chapitre 4.1, avec de l'espèce chimique de test. Les condensats sont séparés du gaz par gravité en sortie du réacteur dans un flacon laveur placé dans un bac à glace.

Pour chaque essai, trois échantillons de 1 gramme sont prélevés et testés par chromatographie en phase gaz pour en déterminer la concentration massique en éthanol. Cette concentration est ensuite rapportée à la concentration maximale théorique pour la réaction chimique. Les résultats sont présentés sur la Figure 77. Ce taux très élevé suggère un mélange très fort des phases gazeuse et liquide, même en l'absence de réaction chimique ; le seul rôle de la décharge est de créer de petites gouttelettes qui sont collectées pendant 20 minutes, pendant lesquelles les condensats ne sont pas récupérés (via une vanne bypass du flacon laveur). Puis la collecte des condensats est réalisée pendant 6 minutes et demie, ce qui permet de récolter une dizaine de millilitres par essai.

Pour chaque essai, trois échantillons de 1 gramme sont prélevés et testés par chromatographie en phase gaz pour en déterminer la concentration massique en éthanol. Cette concentration est ensuite rapportée à la concentration maximale théorique pour la réaction chimique. Les résultats sont présentés sur la Figure 77. Ce taux très élevé il suggère un mélange très fort des phases gazeuse et liquide, même en l'absence de réaction chimique ; le seul rôle de la décharge est de créer de petites gouttelettes qui sont collectées pendant 20 minutes, pendant lesquelles les condensats ne sont pas récupérés (via une vanne bypass du flacon laveur). Puis la collecte des condensats est réalisée pendant 6 minutes et demie, ce qui permet de récolter une dizaine de millilitres par essai.

Les résultats sont présentés sur la Figure 77. Ce taux très élevé il suggère un mélange très fort des phases gazeuse et liquide, même en l'absence de réaction chimique ; le seul rôle de la décharge est de créer de petites gouttelettes qui sont collectées pendant 20 minutes, pendant lesquelles les condensats ne sont pas récupérés (via une vanne bypass du flacon laveur). Puis la collecte des condensats est réalisée pendant 6 minutes et demie, ce qui permet de récolter une dizaine de millilitres par essai.

« Les résultats obtenus lors de ces essais sont présentés dans le tableau ci-dessous. On observe que l'efficacité de collecte est globalement stable, se situant entre 68% et 72%.

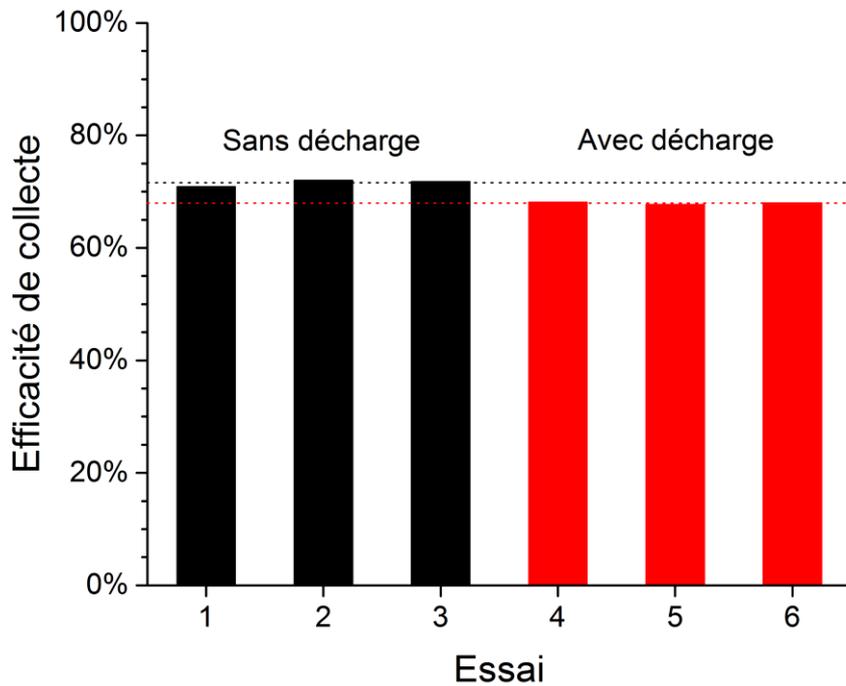


Figure 77. Efficacité de collecte en éthanol. Correspond au ratio entre la concentration mesurée dans les condensats et la concentration maximale théorique.

5.3 Seconde version du réacteur

Ces observations ont mené à la conception d'une seconde version du réacteur, plus adaptée aux conditions de travail et permettant d'augmenter le volume traité.

5.3.1 Caractéristiques du réacteur

La Figure 78 propose différentes représentations de ce second réacteur. La géométrie des électrodes dans celui-ci a été changée pour un design de type pointe-plan, plus proches des expériences réalisées dans les Chapitres 3 et 4, avec la possibilité de modifier la distance entre les électrodes pour augmenter le volume traité. Dans la même idée de pouvoir comparer les essais aux mesures précédentes, la section de passage a été réduite à un carré de 15 mm de côté, ce qui permet de comparer les résultats obtenus avec ceux du réacteur initial. Le réacteur est alimenté en air et en éthanol. Le débit d'air est réglé à 10 l/min et le débit d'éthanol à 1 ml/min. Le réacteur est placé dans une enceinte étanche et les flux sont dirigés vers le haut.

